



**HAL**  
open science

# Détermination de facteurs spectroscopiques absolus par réactions de knockout et de transfert

Freddy Flavigny

► **To cite this version:**

Freddy Flavigny. Détermination de facteurs spectroscopiques absolus par réactions de knockout et de transfert. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112152 . tel-00657033

**HAL Id: tel-00657033**

**<https://theses.hal.science/tel-00657033>**

Submitted on 5 Jan 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

École Doctorale : Particules, Noyaux, Cosmos

THÈSE DE DOCTORAT  
présentée par

**Freddy FLAVIGNY**

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

## **DÉTERMINATION DE FACTEURS SPECTROSCOPIQUES ABSOLUS PAR RÉACTIONS DE KNOCKOUT ET DE TRANSFERT**

Soutenue le 21 septembre 2011

Directeur de thèse : Dr. Didier Beaumel

Responsable CEA : Dr. Laurent Nalpas

Rapporteur : Dr. Daniel Bazin

Rapporteur : Dr. Yorick Blumenfeld

Président du Jury : Prof. Elias Khan

Examineur : Dr. Nigel Orr

Invité : Dr. Alexandre Obertelli



# Remerciements

La période suivant la thèse permet de prendre du recul sur le chemin parcouru. Je retiens en premier les rencontres effectuées le long de ce parcours sinueux car c'est avant tout les personnes que l'on côtoie au quotidien qui nous façonnent. Parmi ces personnes, mes premiers mots iront à mes deux guides durant ces trois années. Alexandre et Laurent, ces quelques lignes ne suffiront pas à définir la profonde gratitude que j'ai envers vous mais je souhaite au moins essayer. Je crois que sans le savoir vous formez à vous deux le directeur de thèse idéal, en tout cas celui qui me convient le mieux. J'ai pu profiter pleinement de l'être hybride à deux têtes que vous formiez en tirant au maximum parti de votre complémentarité. Alexandre, tu m'as donné le goût de la recherche à plein temps à travers ta passion pour la science et ton dynamisme hors du commun. En tentant de suivre ton rythme j'ai clairement bénéficié d'une formation accélérée même si parfois je t'ai perdu en m'arrêtant au stand pour ravitailler. Scientifiquement, en plus de ton énergie quasi-inépuisable, tu es extrêmement brillant dans ton domaine et je suis sûr que mon avis, certainement subjectif, est partagé par beaucoup de tes collaborateurs. Laurent, tu m'as accueilli en premier au SPhN et je peux dire aujourd'hui qu'en choisissant de te suivre, j'ai pris une des meilleures décisions de ma vie. Ton expérience, ta sérénité et ton recul sur les choses m'ont particulièrement impressionné. Plutôt que l'adjectif « contemplatif », j'utiliserais pour te définir le fameux slogan « la force tranquille ». Grâce à vous deux, j'ai pu vivre trois années heureuses et votre soutien ainsi que votre confiance m'ont permis de franchir les difficultés rencontrées. Arrivé en haut de cette montagne de travail, j'utiliserais les mots de Laurent pour conclure : « La vue est belle et dégagée ».

Mes remerciements vont aussi aux membres de mon jury qui ont accepté d'examiner ma thèse ce qui représente un travail considérable à un moment de l'année souvent consacré à d'autres distractions. Plus précisément, je remercie Daniel Bazin et Yorick Blumenfeld d'avoir scruter attentivement mon manuscrit, Didier Beaumel d'avoir été mon directeur de thèse officiel mais aussi Nigel Orr et Elias Khan pour leurs questions et commentaires avisés.

Je tiens aussi à remercier l'ensemble des membres du SPhN et de l'IPNO avec qui j'ai interagi. J'ai déjà hâte de collaborer à nouveau avec les membres du groupe structure nucléaire du SPhN avec qui il fait bon travailler et j'envoie un merci plus ciblé à Alain, Lolly, Valérie, Antoine et Cédric pour toute leur aide et pour leur profonde gentillesse. Une mention spéciale aussi pour Françoise et Michel que je remercie parce qu'ils m'ont accueilli chaleureusement au sein du laboratoire et car ils contribuent beaucoup à l'atmosphère agréable qui y règne au quotidien. Je n'oublie pas Thomas D., l'élément le plus théorique du groupe, dont j'ai beaucoup apprécié la sincérité concernant son point de vue sans concession mais souvent juste sur notre domaine en général. Tes railleries et tes envolées lyriques le midi me manqueront. Enfin, j'ai une pensée pour tous mes collègues thésards ou postdocs à qui je souhaite un heureux avenir. J'adresse d'ailleurs un grand merci à Adrien, Sandra, Jeremy, Thomas G. et Simon dont l'amitié, en partie footballistique pour certains, m'a donné le sourire quand il le fallait.

Bien entendu les derniers kilomètres de ce marathon n'ont pas été une partie de plaisir. D'ailleurs je souhaite terminer définitivement cette thèse en remerciant toute ma famille et principalement les deux femmes sans lesquelles je n'aurais ni entamé, ni terminé cette course, celles qui m'ont permis d'aller jusqu'au bout de moi-même grâce à un soutien inconditionnel tout au long de ma vie et j'espère encore pour de nombreuses années : Simone Ramout, celle qui m'a forgé, et Marion Bortier celle qui me complétera encore longtemps je l'espère.



---

# TABLE DES MATIÈRES

---

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>2</b>
1.1	Les réactions directes . . . . .	2
1.2	Facteurs spectroscopiques . . . . .	3
1.3	Problématique . . . . .	4
1.4	Programme de recherche . . . . .	8
<b>I</b>	<b>Arrachage d'un nucléon à partir des noyaux <math>^{14}\text{O}</math> et <math>^{16}\text{C}</math></b>	<b>10</b>
<b>2</b>	<b>Motivations</b>	<b>12</b>
<b>3</b>	<b>Dispositif Expérimental</b>	<b>16</b>
3.1	Principe . . . . .	16
3.2	Production des faisceaux d'ions radioactifs . . . . .	17
3.3	Le spectromètre magnétique S800 . . . . .	19
3.4	Spectroscopie $\gamma$ des résidus avec SeGA . . . . .	23
3.5	Système d'acquisition et de déclenchement . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Analyse</b>	<b>28</b>
4.1	Distributions en moment parallèle : Analyse du S800 . . . . .	28
4.2	Spectres $\gamma$ : Analyse de SeGA . . . . .	35
4.3	Contaminant $^{12}\text{Be}$ dans la réaction $^{16}\text{C}(^9\text{Be},\text{X})^{15}\text{B}$ . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Résultats et Discussion</b>	<b>42</b>
5.1	Formalisme de Glauber . . . . .	42
5.2	Arrachage d'un nucléon sur $^{16}\text{C}$ . . . . .	44
5.3	Arrachage d'un nucléon sur $^{14}\text{O}$ . . . . .	47
5.4	Vérification . . . . .	49
5.5	Discussion . . . . .	51
	<b>Conclusion</b>	<b>58</b>
<b>II</b>	<b>Transfert d'un nucléon à partir du noyau <math>^{14}\text{O}</math></b>	<b>60</b>
<b>6</b>	<b>Dispositif Expérimental</b>	<b>62</b>
6.1	Contexte de l'expérience . . . . .	62
6.2	Faisceau SPIRAL . . . . .	65
6.3	Cibles . . . . .	66
6.4	Détecteurs de faisceau CATS . . . . .	67

## TABLE DES MATIÈRES

---

6.5	Dispositif MUST2 . . . . .	68
6.6	Spectromètre VAMOS . . . . .	73
6.7	Déclenchement . . . . .	76
<b>7</b>	<b>Analyse</b>	<b>78</b>
7.1	Caractérisation du faisceau avec les CATS . . . . .	78
7.2	Caractérisation des particules légères dans MUST2 . . . . .	84
7.3	Identification des éjectiles dans VAMOS . . . . .	92
7.4	Cinématiques et Spectre en énergie d'excitation . . . . .	93
<b>8</b>	<b>Résultats et Discussion</b>	<b>102</b>
8.1	Distributions Angulaires . . . . .	102
8.2	Formalisme DWBA et CRC . . . . .	104
8.3	Étude en voies couplées de $l^{16}\text{O}$ . . . . .	107
8.4	Étude en voies couplées de $l^{14}\text{O}$ . . . . .	109
8.5	Analyse DWBA de $l^{14}\text{N}$ . . . . .	114
	<b>Conclusion et Perspectives</b>	<b>120</b>
<b>A</b>	<b>Cinématique</b>	<b>126</b>
A.1	Calcul du moment parallèle à partir d'une variation d'énergie. . . . .	126
A.2	Cinématique à deux corps . . . . .	127
<b>B</b>	<b>Publication</b>	<b>130</b>
<b>C</b>	<b>Coupure en moment du résidu</b>	<b>138</b>
<b>D</b>	<b>Electronique de l'expérience E569s</b>	<b>140</b>

---

# Chapitre 1

## Introduction

---

Depuis 1911 et la découverte du noyau atomique par Ernest Rutherford, les physiciens nucléaires n'ont cessé de faire entrer en collision des noyaux afin de comprendre leur structure. Les réactions ayant lieu lors de ces collisions ont permis à la fois de découvrir petit à petit les caractéristiques des noyaux stables mais aussi de s'échapper de la vallée de stabilité en produisant des isotopes radioactifs. Ces expériences successives ont contribué à contraindre et développer les modèles de structure nucléaire notamment par la découverte de propriétés nouvelles comme les halos de neutrons [1].

Avant d'accéder aux informations sur la structure d'un projectile ou d'une cible, il est néanmoins nécessaire de comprendre les mécanismes de réaction mis en jeu lors de la collision et de s'en servir à bon escient. Les réactions directes se sont avérées être un outil incontournable pour sonder la structure nucléaire et constituent aujourd'hui un vaste domaine de recherche qui s'enrichit depuis environ 50 ans en modèles théoriques et en techniques expérimentales [2, 3]. Auparavant réalisées sur des noyaux stables, ces réactions sont aujourd'hui largement utilisées pour étudier l'évolution de la structure en couches loin de la vallée de stabilité, désormais possible grâce à l'avènement d'accélérateurs de noyaux radioactifs.

### 1.1 Les réactions directes

Une réaction nucléaire est dite "directe" quand le passage de l'état initial à l'état final s'effectue en modifiant peu de degrés de liberté du noyau considéré [4]. Cela peut-être par exemple l'arrachage très rapide d'un nucléon à partir d'un projectile (typiquement au-delà de 50 MeV/nucléon), le reste du noyau restant figé au cours de la réaction, ou l'addition d'un nucléon au projectile par transfert à plus basse énergie (typiquement entre 5 et 50 MeV/nucléon). Il s'agit d'une réaction « rapide », c'est à dire qu'elle s'effectue pendant le temps de passage du projectile près de la cible. Comme il s'agit d'une réaction en une seule étape, la probabilité de cette réaction dépend directement du recouvrement entre l'état initial et l'état final, sans qu'intervienne la complexité d'états intermédiaires. L'état final garde la "mémoire" de l'état initial. Par conséquent, les sections efficaces des réactions directes nous informent sur la relation entre deux états nucléaires. Par exemple, dans la réaction de transfert  $^{14}\text{O}(d,t)^{13}\text{O}$  en cinématique inverse où un neutron est transféré du projectile  $^{14}\text{O}$  à la cible  $^2\text{H}$ , nous apprenons dans quelle mesure l'état fondamental du résidu  $^{13}\text{O}$  correspond au projectile dans son fondamental moins un neutron dans une des orbitales de particule individuelle ou de modèle en couches. Ce nombre d'occupation des couches est mesuré par les facteurs spectroscopiques (voir section 1.2).



De plus, une réaction directe en une étape favorise le transfert d'une petite quantité d'énergie et de ce fait peuple de façon préférentielle les états fondamentaux ou faiblement excités du noyau résiduel pour lesquels les modèles sont les plus fiables. Enfin, les réactions directes sont sélectives sur les états finaux qu'elles vont peupler. Par exemple, le transfert d'un nucléon peuple plutôt des états de particule individuelle, la diffusion inélastique excite les états collectifs et le transfert de deux nucléons privilégie les états pour lesquels les corrélations d'appariement prédominent.

Par conséquent, bien que les réactions directes ne représentent qu'une petite fraction de la section efficace totale de réaction, typiquement 10 millibarns pour une section efficace de réaction de 1 barn, toutes leurs caractéristiques en font un outil incontournable pour sonder la structure nucléaire. En effet, les réactions directes enlevant ou ajoutant un nucléon de nombres quantiques  $nlj$  d'un noyau initial dans un état  $i$ , permettent de séparer, en théorie, les informations de structure et du mécanisme de réaction dans le calcul de la section efficace de population d'un certain état final  $f$  suivant la relation générale :

$$\sigma_{if} = \sum_{nlj} C^2 S_{if}(nlj) \sigma^{sp}(nlj) \quad (1.1)$$

où  $C^2 S$  est le facteur spectroscopique correspondant à l'arrachage d'un nucléon de nombres quantiques  $nlj$  entre l'état initial  $i$  et l'état final  $f$ . Cette quantité ne dépend que de la structure des noyaux mis en jeu et permet d'accéder directement au nombre d'occupation des nucléons dans le noyau initial, autrement dit d'obtenir des informations essentielles sur sa fonction d'onde. La section efficace  $\sigma^{sp}(nlj)$ , quant à elle, mesure la probabilité d'enlever un nucléon de nombre quantiques  $nlj$  du noyau initial dans son état  $i$ .

Le présent travail vise à cerner la compatibilité d'extraction de facteurs spectroscopiques pour des noyaux instables à partir de mesures faites à différents régimes d'énergie incidente et en utilisant des réactions directes, ou supposées telles, de mécanisme différent : les réactions de transfert et d'arrachage de nucléon (communément appelées « knockout » en anglais). Après avoir défini les facteurs spectroscopiques (section 1.2) nous proposons ici de détailler des résultats expérimentaux récents qui indiquent un fort désaccord entre certaines sections efficaces d'arrachage d'un nucléon théoriques et expérimentales (section 1.3) que nous avons cherché à comprendre.

## 1.2 Facteurs spectroscopiques

### Définition

Les facteurs spectroscopiques ont été introduits il y a environ cinquante ans pour relier les réactions de transfert et la structure nucléaire [5]. D'un point de vue théorique, ils sont définis de façon unique comme l'intégrale du recouvrement entre la fonction d'onde d'un noyau constitué de  $A$  nucléons dans un état initial  $|\psi_0^A\rangle$  et la fonction d'onde avec  $A-1$  nucléons pour un état de trou ou avec  $A+1$  nucléons pour un état de particule :

$$S_{\pm} = \int |\langle \psi_{\alpha}^{A\pm 1} | a^{(\dagger)}(\mathbf{r}) | \psi_0^A \rangle|^2 d\mathbf{r} \quad (1.2)$$

où  $\alpha$  représente l'état de particule ou de trou considéré et  $a^{(\dagger)}$  l'opérateur de création ou d'annihilation d'une particule. Ces facteurs nous apprennent dans quelle mesure la fonction

d'onde de l'état final du résidu  $|\psi_\alpha^{A\pm 1}\rangle$  peut être factorisée en un cœur plus un trou ou une particule indépendante. Pour un modèle donné, si ces facteurs s'écartent fortement du modèle de particule indépendante (considérant un état comme un déterminant de Slater avec des orbitales pleines) cela indique la présence de corrélations significatives. Notons ici que les facteurs spectroscopiques ne sont pas des observables, au sens strict du terme, car ils ne sont pas conservés par transformation unitaire [6].

On inclut souvent dans la notation du facteur spectroscopique le coefficient Clebsch-Gordan d'isospin  $C = \langle T_f T_{zf} t t_z | T_i T_{zi} \rangle$  au carré  $C^2$  qui prend en compte la différence possible d'isospin entre l'état initial et l'état final.

## Extraction expérimentale

Pour un processus direct, le principe général pour extraire expérimentalement les facteurs spectroscopiques  $C^2 S_{exp}$  est de comparer les sections efficaces expérimentales aux sections efficaces théoriques. Dans le cas où une seule orbitale ( $nlj$ ) contribue à l'état final :

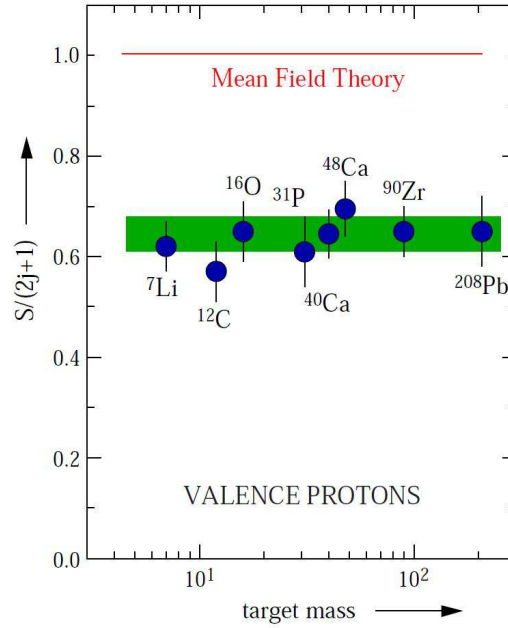
$$\frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{th}} = C^2 S_{exp} \quad (1.3)$$

$C^2 S_{exp}$  dépend donc directement du modèle de réaction choisi pour déterminer la section efficace théorique de la réaction. Il y a ainsi un abus de langage de parler de facteur spectroscopique expérimental pour une quantité qui dépend directement d'un modèle de mécanisme de réaction. Il est donc crucial de comprendre et de décrire correctement les mécanismes mis en jeu lors de la réaction considérée. D'autant plus que les réactions directes sont des mécanismes de surface et donc ne sondent pas l'ensemble du noyau : il en découle qu'elles ne sondent qu'une partie de la fonction d'onde et ne sont que partiellement sensibles à son intégrale.

Une fois  $C^2 S_{exp}$  ainsi évalué, on peut le comparer à une prédiction théorique  $C^2 S_{th}$ , par exemple calculée dans le formalisme du modèle en couches ou par des méthodes *ab initio* [7, 8]. Tout au long de ces dernières décennies, les modèles théoriques décrivant les réactions de transfert mais aussi d'arrachage d'un nucléon ont pu être testés et raffinés via l'étude des noyaux stables et instables. Malgré ces développements, nous verrons dans la partie suivante qu'il existe encore, dans certains cas, des désaccords importants entre théorie et expérience au niveau des sections efficaces montrant que des efforts expérimentaux et théoriques supplémentaires sont nécessaires.

## 1.3 Problématique

Les facteurs spectroscopiques déduits de l'arrachage d'un proton par interaction électromagnétique ( $e, e'p$ ) sur un grand domaine de moment transféré constituent des mesures de référence, parmi les plus précises pour au moins deux raisons : (i) l'interaction électromagnétique est connue exactement, contrairement à l'interaction nucléaire. Seules des corrections d'état final doivent être considérées dans le calcul de la section efficace pour prendre en compte les interactions du proton une fois éjecté ; (ii) la réaction ( $e, e'p$ ) sonde une grande partie du volume du noyau, y compris l'intérieur. L'extraction des facteurs spectroscopiques n'en est que plus sûre. Ces mesures couvrant la table de masse des noyaux stables (des légers au plomb) montrent une réduction globale des facteurs spectroscopiques expérimentaux de l'ordre de 30-40% par rapport aux prédictions du modèle en couches (voir



**Fig. 1.1** – Facteurs spectroscopiques obtenus à partir de mesures  $(e,e'p)$  sur des noyaux stables dont plusieurs correspondent à des fermetures de couche [9, 13].

figure 1.1). Cela signifie que les couches sont effectivement moins peuplées que ces calculs ne le prédisent. Des effets de corrélation de l'interaction nucléaire à courte portée ainsi que des couplages à des modes collectifs de haute énergie d'excitation, non pris en compte dans le modèle en couches, permettent d'expliquer cette réduction systématique [9]. Les facteurs spectroscopiques correspondant à la population d'états de trou très liés ont aussi été extraits par réaction  $(e, e'p)$ , par exemple pour le plomb [10]. Une réduction du même ordre est observée sans notable dépendance avec l'énergie de séparation du nucléon enlevé.

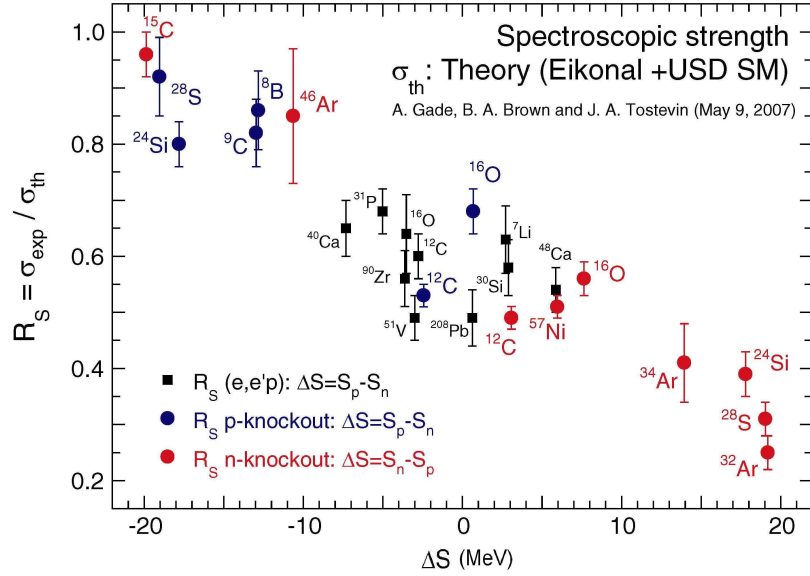
Pour les noyaux stables, cette même « réduction » est aussi trouvée par l'analyse de mesure de transfert [11] ou d'arrachage d'un nucléon aux énergies intermédiaires [12].

Plus récemment en cinématique inverse, l'arrachage d'un nucléon d'un projectile par interaction avec une cible légère a permis d'étendre cette comparaison aux noyaux exotiques. Dans ces réactions de *knockout*, les événements pour lesquels un nucléon a été enlevé d'un noyau  $A$  incident par son interaction avec cible légère ( $^9\text{Be}$ ) sont identifiés par la détection d'un résidu  $A-1$  à une vitesse proche de la vitesse du faisceau incident. Une étude récente [14, 15] compilant des données d'arrachage d'un nucléon sur des noyaux exotiques a mis en avant un désaccord considérable entre les facteurs spectroscopiques extraits expérimentalement et les prédictions du modèles en couches pour l'arrachage d'un nucléon fortement lié. Le désaccord entre théorie et expérience est quantifié par un facteur de réduction  $R_s$  :

$$R_s = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{th}} = \frac{\sigma_{exp}}{C^2 S_{th} \sigma_{th}^{sp}} \quad (1.4)$$

Ces facteurs ont été extraits au NSCL<sup>1</sup> pour de nombreuses réactions de knockout sur des noyaux stables et radioactifs [15]. Ils sont présentés sur la figure 1.2, où ils sont tracés en fonction de  $\Delta S = \epsilon(S_n - S_p)$ , donnant la différence entre les énergies de séparation neutron

<sup>1</sup>National Superconducting Cyclotron Laboratory



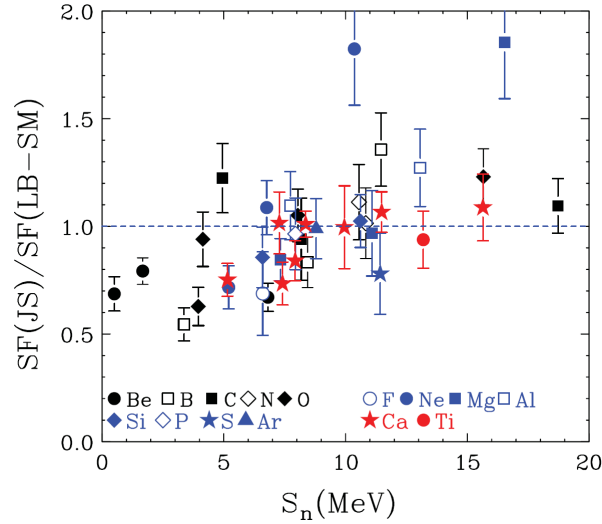
**Fig. 1.2** – Rapport  $R_s$  entre section efficace de knockout mesurée et théorique en fonction de la différence d'énergie de séparation  $\Delta S$  [15].

et proton du noyau incident ( $\epsilon = +1$  pour l'arrachage d'un neutron,  $\epsilon = -1$  pour l'arrachage d'un proton). Cette différence  $\Delta S$  représente l'asymétrie des niveaux de Fermi pour chaque noyau et est largement positive dans le cas où un nucléon fortement lié de l'espèce en déficit a été enlevé, ou est fortement négative dans le cas où un nucléon faiblement lié de l'espèce en excès a été enlevé. Pour cette comparaison, les valeurs de  $C^2 S_{th}$  ont été calculés à partir du modèle en couches en utilisant l'interaction WBT [16] pour les noyaux de la couche  $sp$  et l'interaction USD [17] pour les noyaux de la couche  $sd$ .

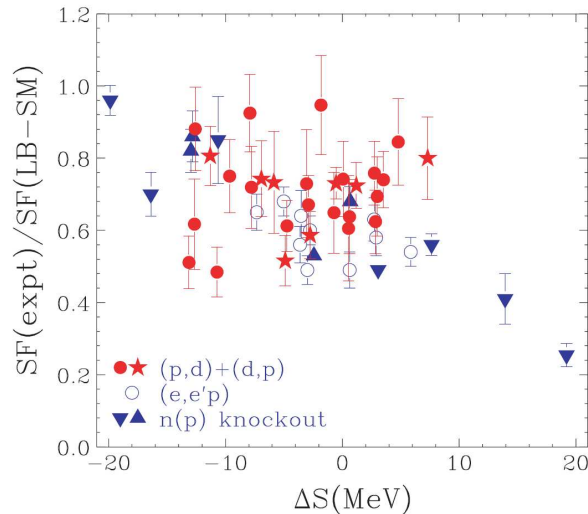
Comme mentionné précédemment, une réduction de 0.5-0.7 est trouvée pour les noyaux stables autour de  $\Delta S \sim 0$ , compatible avec les résultats des mesures  $(e, e'p)$ . Pour l'arrachage d'un nucléon faiblement lié ( $\Delta S \in [-10, -20]$  MeV), on constate que les sections efficaces expérimentales sont en très bon accord avec les prédictions avec  $R_s \simeq 1$ . Au contraire dans la zone de  $\Delta S$  entre +10 et +20 MeV, la section efficace expérimentale peut être jusqu'à 4 fois plus faible que la prédiction théorique ( $R_s \simeq 0.25 - 0.40$ ). Ces cas correspondent à l'arrachage d'un neutron fortement lié sur plusieurs noyaux de la couches  $sd$ , comme  $^{34}\text{Ar}$ ,  $^{32}\text{Ar}$ ,  $^{28}\text{S}$  et  $^{34}\text{Si}$ . Dans l'article original de A. Gade *et al.* [14], le rôle des corrélations à courte portée est avancé comme une explication possible d'une telle réduction. Des calculs *ab initio* récents sur la chaîne isotopique de l'oxygène [8] indiquent que des corrélations à plusieurs corps peuvent induire une forte réduction des facteurs spectroscopiques en fonction de l'asymétrie mais cependant ne semblent pas permettre d'expliquer des  $R_s$  aussi petits que 0.25. D'autres travaux suggèrent aussi que des corrélations non prises en compte par le modèle en couches à cause de l'utilisation d'un espace de valence restreint peuvent générer ce type de tendance [18].

Enfin, une étude systématique de données d'arrachage d'un neutron analysées avec un autre modèle eikonal, ne révèle pas une telle dépendance de  $R_s$  avec  $\Delta S$  [19], bien que les données utilisées ne s'étendent pas sur un grand domaine de  $\Delta S$ .

Cette systématique a, par ailleurs, suscité une compilation de nombreux résultats venant



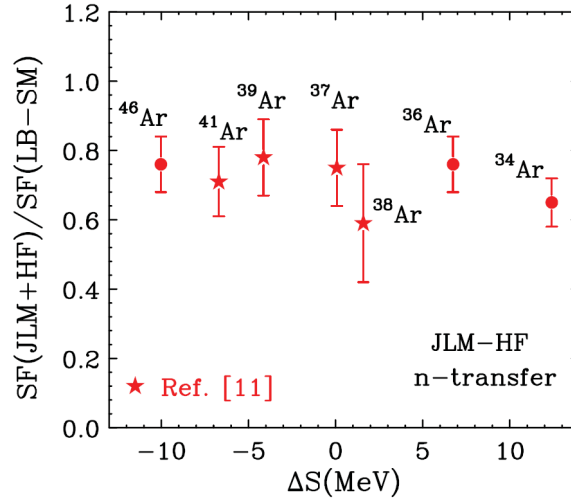
**Fig. 1.3** – Rapport entre facteurs spectroscopiques expérimentaux et prédictions du modèle en couches pour une compilation de réaction de transfert  $(p,d)$  et  $(d,p)$  en fonction de l'énergie de séparation du neutron transféré.



**Fig. 1.4** – Rapport entre facteurs spectroscopiques expérimentaux et prédictions du modèle en couches pour des noyaux avec  $A = 12-49$  en fonction de  $\Delta S$ . Dans le modèle de réaction décrivant les transferts  $(p,d)$  et  $(d,p)$ , l'état lié du neutron transféré et le potentiel optique nucléon-cible ont été contraint géométriquement par des calculs microscopiques Hartree-Fock [22].

des réactions de transfert  $(p, d)$  disponibles à basse énergie [20] à la recherche d'un effet de réduction similaire. Pour cela, des critères de sélection homogènes et une même méthode d'analyse ont été appliqués à des données publiées, permettant de comparer les facteurs spectroscopiques obtenus par réactions  $(d, p)$  et  $(p, d)$ . Il a été montré que les facteurs spectroscopiques peuvent être extraits avec une incertitude globale d'environ 20% [21].

Contrairement aux réactions de knockout, la plupart des 80 facteurs spectroscopiques extraits sont en bon accord avec les prédictions du modèle en couches (Fig. 1.3). Cette



**Fig. 1.5** – Rapport des facteurs spectroscopiques expérimentaux et des prédictions du modèle en couches obtenus par des réactions de transfert d’un neutron ( $d,p$ ) en fonction de  $\Delta S$  pour la chaîne isotopique de l’argon [23].

compilation de données ne montre pas de réduction des facteurs spectroscopiques lorsque l’énergie de séparation du neutron transféré augmente. Une seconde étude, utilisant un rayon nucléaire issu de calculs microscopiques dans le formalisme du mécanisme de réaction, conclut à un facteur de réduction moyen nettement inférieur et compatible avec les valeurs trouvées par knockout pour les noyaux stables [22] (voir figure 1.4). Ces études montrent la sensibilité des résultats extraits aux paramètres des modèles de réaction utilisés et la difficulté d’extraire des sections efficaces absolues. Néanmoins, elles ne montrent pas de dépendance en  $\Delta S$  du rapport  $R_s$ . Enfin, une partie de la chaîne isotopique de l’argon a aussi été étudiée afin de sonder des états de protons ou de neutrons fortement ou faiblement liés [23]. Les résultats de cette étude présentés sur la figure 1.5 viennent confirmer la faible dépendance de  $R_s$  en fonction de l’asymétrie et sont consistants dans la limite des erreurs expérimentales avec une réduction moyenne de 30% environ. Ces travaux suggèrent une incohérence entre les résultats de knockout et de transfert mais pratiquement aucune donnée de transfert au-delà de  $\Delta S=15$  MeV n’est disponible.

## 1.4 Programme de recherche

Nous avons entrepris l’étude d’un noyau radioactif sphérique présentant une large asymétrie  $\Delta S \sim 20$  MeV par des mesures de knockout d’un proton et d’un neutron ainsi que par les mesures exclusives de transfert d’un proton et d’un neutron (*stripping*) à plus basse énergie. Cet ensemble de mesures devrait permettre de statuer sur la compatibilité des mécanismes de réaction quant à l’extraction de facteurs spectroscopiques pour des noyaux exotiques très asymétriques.

Nous avons effectué la mesure d’arrachage d’un neutron et d’un proton à partir d’un faisceau d’ $^{14}\text{O}$  produit à 57 MeV/nucléon au NSCL et les transferts correspondants  $^{14}\text{O}(d,t)^{13}\text{O}$  et  $^{14}\text{O}(d,^3\text{He})^{13}\text{N}$  à GANIL avec un faisceau SPIRAL à 18 MeV/nucléon.



## Première partie

Arrachage d'un nucléon à partir des  
noyaux  $^{14}\text{O}$  et  $^{16}\text{C}$





---

# Chapitre 2

## Motivations

---

Dans ce chapitre, nous décrivons les raisons pour lesquelles les noyaux d' $^{14}\text{O}$  et de  $^{16}\text{C}$  ont été choisis afin d'être étudiés par arrachage d'un nucléon. L'expérience initiale (E5107) s'est déroulée au NSCL<sup>1</sup> et a été suivie par une mesure de vérification complémentaire deux ans plus tard (E10502).

### Intérêt de $^{14}\text{O}$

$^{14}\text{O}$  représente un cas idéal pour être étudié par arrachage d'un nucléon et permettre de tester le phénomène de réduction des sections efficaces mesurées par rapport aux prédictions théoriques décrit précédemment. En effet, ce noyau riche en protons possède une grande différence d'énergie de séparation ( $\Delta S = S_n - S_p$ ) de 18.5 MeV. D'après la systématique de la figure 1.2, on s'attend à ce que la section efficace expérimentale d'arrachage d'un neutron présente un fort désaccord avec les prédictions théoriques combinant facteurs spectroscopiques du modèle en couches et modèle de réaction eikonal. D'autre part, les noyaux issus de l'arrachage d'un nucléon ( $^{13}\text{O}$  et  $^{13}\text{N}$ ) ne présentent aucun état excité lié et permettent de mesurer la distribution en moment parallèle pour leur état fondamental sans avoir recours à des coïncidences  $\gamma$  pour soustraire la population d'états excités.

Du côté théorique, les facteurs spectroscopiques estimés à partir d'un calcul de modèle en couches utilisant l'interaction WBT restreinte à l'espace de valence  $\pi sd - \nu sd$  [16] sont très proches du modèle de particules indépendantes et confirment l'image d'un noyau magique en protons et à couche quasi-fermée en neutrons (voir Tab. 2.1). On peut ainsi vérifier l'extraction des facteurs spectroscopiques sur un noyau pour lequel il n'y a pas d'ambiguïté majeure sur sa structure. Pour l'arrachage d'un neutron et d'un proton, on s'attend à enlever un nucléon de moment angulaire  $\ell = 1$  et à obtenir des distributions en moment de formes similaires.

Rappelons que ce noyau a aussi été choisi afin d'être étudié en transfert ( $d, t$ ) et ( $d, ^3\text{He}$ ) à basse énergie au GANIL afin de permettre une analyse comparative des facteurs spectroscopiques déterminés via les deux mécanismes de réaction.

### Intérêt de $^{16}\text{C}$

Le  $^{16}\text{C}$  présente l'avantage d'avoir déjà été étudié à plusieurs reprises via l'arrachage d'un neutron faiblement lié au NSCL sur une cible de  $^9\text{Be}$  à 62 MeV/nucléon et au GANIL sur une cible de  $^{12}\text{C}$  à 55 MeV/nucléon [19, 24]. Le résidu de  $^{15}\text{C}$  ne possède qu'un état excité lié à 740(2) keV d'une durée de vie de 2.61(7) ns [25] qui est peuplé lors de l'arrachage d'un

---

<sup>1</sup>National Superconducting Cyclotron Laboratory

neutron de la couche  $d_{5/2}$  du  $^{16}\text{C}$ . Cette mesure de la réaction  $^{16}\text{C}(^9\text{Be}, \text{X})^{15}\text{C}$  servira de référence pour valider la méthode expérimentale et les différentes étapes de l'analyse pour les autres réactions.

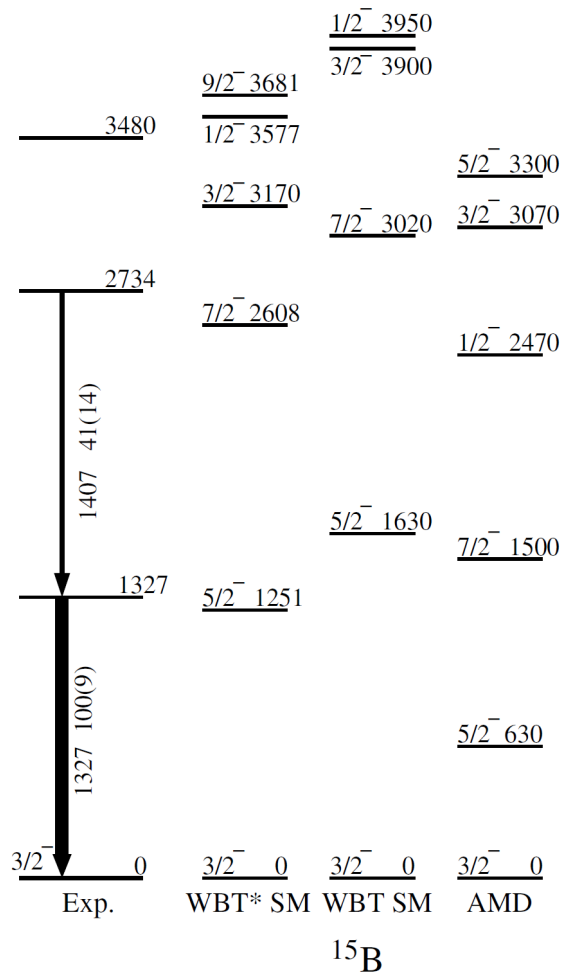
En plus de l'arrachage d'un neutron servant de référence,  $^{16}\text{C}$  ( $S_n = 4.25$  MeV,  $S_p = 22.56$  MeV) nous permet de tester le phénomène de réduction dans la zone de  $\Delta S$  très élevé en arrachant un proton fortement lié à un noyau riche en neutrons. Le facteur spectroscopique correspondant à l'arrachage d'un proton sur l'orbitale  $p_{3/2}$  du  $^{16}\text{C}$  a été évalué à 2.87 (Tab.2.1). Tout comme pour l' $^{14}\text{O}$ , la mesure de la section efficace de cette réaction doit permettre de déterminer si une réduction significative existe par rapport aux prédictions théoriques.

La spectroscopie de l'éjectile lourd de cette réaction,  $^{15}\text{B}$  ( $S_n=2.8$  MeV), a déjà été effectuée. Deux états excités liés ont été mis en évidence par spectroscopie  $\gamma$  en vol du  $^{15}\text{B}$  produit par fragmentation au GANIL [26], puis confirmés à plusieurs reprises [27, 28]. Les énergies mesurées pour ces deux transitions ainsi que le schéma de niveaux résultant sont comparés sur la figure 2.1 tiré de [26] à des calculs de modèle en couches dans l'espace de valence ( $\pi 0p - \nu 1s0d$ ). L'interaction WBT reproduit bien la série d'états observés expérimentalement constituée d'un fondamental  $3/2^-$  et de deux états excités successifs  $5/2^-$  et  $7/2^-$ . Le multiplet d'états de parité négative allant d'un spin  $1/2^-$  à  $7/2^-$  est expliqué par le couplage entre un trou dans la couche  $p_{3/2}$  et l'état  $2^+$  excité du  $^{16}\text{C}$  [26].

Les seuls états de parité négative pouvant être peuplé par l'arrachage direct d'un proton des couches  $spsd$  sont limités à  $J^\pi = 1/2^-$  et  $J^\pi = 3/2^-$ , ce qui exclue la population directe des états excités liés  $5/2^-$  et  $7/2^-$  observés expérimentalement.

Proj	Res.	$J^\pi$	$\ell$	$C^2S$
$^{16}\text{C}$	$^{15}\text{C}$	$1/2^+$	0	0.78
	$^{15}\text{C}$	$5/2^+$	2	1.07
$^{15}\text{B}$	$^{15}\text{B}$	$3/2^-$	1	2.87
	$^{15}\text{B}$	$5/2^-$	-	-
	$^{15}\text{B}$	$7/2^-$	-	-
$^{14}\text{O}$	$^{13}\text{N}$	$1/2^-$	1	1.83
	$^{13}\text{O}$	$3/2^-$	1	3.73

**Tab. 2.1** – Facteurs spectroscopiques calculés par A. Brown à partir de calculs de modèle en couches considérant un espace de valence ( $\pi 0p - \nu 1s0d$ ) et utilisant l'interaction WBT [16].



**Fig. 2.1** – Schéma de niveaux du  $^{15}\text{B}$  et comparaison avec des prédictions théoriques du modèle en couches utilisant l'interaction WBT. L'interaction WBT\* représente l'interaction WBT dont les éléments de matrice ont été renormalisés par un facteur 0.75 pour tenir compte de la nature faiblement liée du  $^{15}\text{B}$  [26].



---

# Chapitre 3

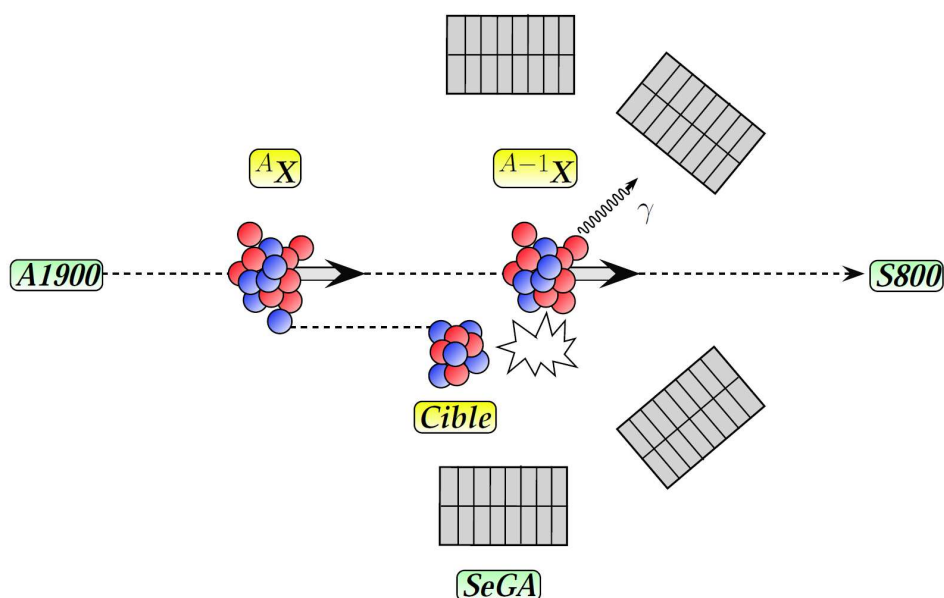
## Dispositif Expérimental

---

Dans cette partie, toutes les étapes du protocole expérimental mis en place pour étudier les réactions d'arrachage d'un nucléon sur le  $^{16}\text{C}$  et l' $^{14}\text{O}$  sont décrites, de la production du faisceau à la détection des résidus et de leurs  $\gamma$  de désexcitation.

### 3.1 Principe

Lors d'une expérience d'arrachage d'un nucléon (knockout), un faisceau radioactif composé du noyau d'intérêt  $^A\text{X}$  interagit avec une cible nucléaire légère (ex :  $^9\text{Be}$ ). Les produits de réaction sont ensuite détectés et analysés à l'aide d'un spectromètre magnétique (S800). Leurs photons de désexcitation sont détectés en coïncidence par un ensemble de détecteurs germanium segmentés disposés autour de la cible (SeGA). Le knockout est identifié par la détection d'un résidu  $^{A-1}\text{X}$ .



**Fig. 3.1** – Schéma de principe d'une expérience d'arrachage d'un nucléon au NSCL.

L'objectif est d'accéder aux sections efficaces partielles de cette réaction vers les différents états finaux du résidu ainsi que les distributions en moment parallèle (moment projeté selon la direction du faisceau) correspondantes.

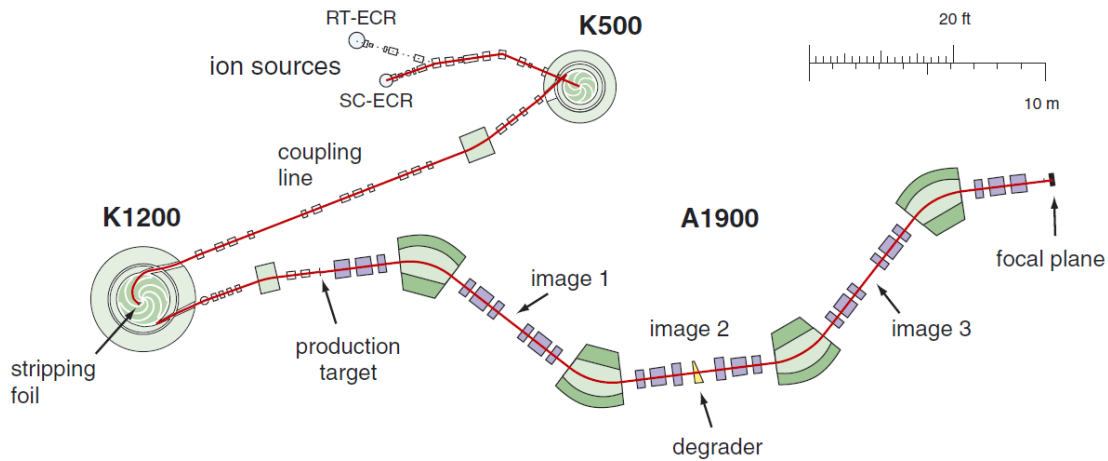


Fig. 3.2 – Les deux cyclotrons couplés et le séparateur de fragments A1900

## 3.2 Production des faisceaux d'ions radioactifs

### 3.2.1 Faisceau Primaire

Des atomes stables à l'état gazeux (ici  $^{18}\text{O}$ ) confinés par un champ magnétique sont ionisés par collision avec des électrons rapides mis en mouvement par des ondes micrométriques (méthode ECR<sup>1</sup>). Ces ions sont extraits de cette source par application d'une haute tension (jusqu'à 30 kV). Un état de charge de ce type d'ion est ensuite sélectionné puis transmis au premier cyclotron.

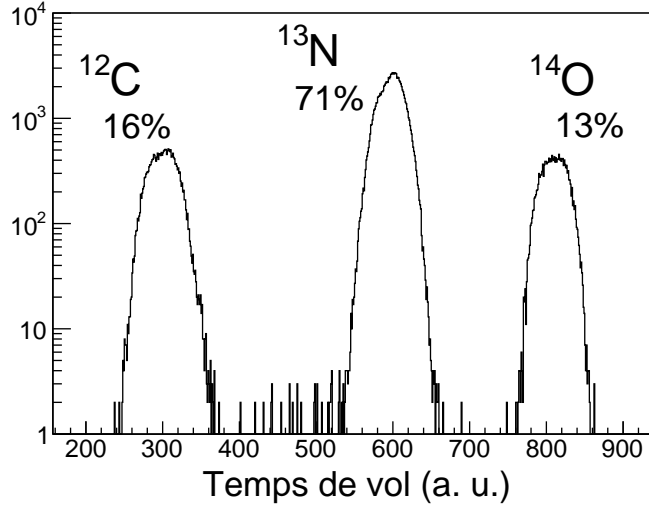
Ce premier cyclotron K500 accélère ce faisceau d'ions d' $^{18}\text{O}$  de faible état de charge ( $Q = 3$ ) et de haute intensité à une énergie d'environ 15 MeV/nucléon vers le second cyclotron K1200. A l'entrée du K1200, les ions traversent une feuille mince de carbone pour être complètement épluchés et atteindre un état de charge  $Q = 8$ . La constante K pour un cyclotron indique l'énergie maximum en MeV à laquelle un faisceau de protons peut être accéléré. Pour les ions plus lourds, l'énergie maximum pouvant être atteinte est proportionnelle au rapport ( $Q^2/A$ ). Dans cette expérience, on accélère de cette façon un faisceau primaire d' $^{18}\text{O}$  à 120 MeV/nucléon.

### 3.2.2 Faisceau secondaire

Les faisceaux d'ions radioactifs aux énergies intermédiaires sont généralement produits par fragmentation en vol. Le faisceau primaire d' $^{18}\text{O}$  d'une intensité d'environ 125 pA est envoyé sur une cible de production de  $^9\text{Be}$  ( $1034 \text{ mg.cm}^{-2}$ ). Parmi les nombreux produits de fragmentation on trouve les noyaux que l'on cherche à étudier,  $^{14}\text{O}$  ou  $^{16}\text{C}$ . Ils se déplacent environ à la même vitesse que le projectile ce qui constitue l'avantage de cette méthode.

Pour séparer les noyaux d'intérêt des nombreux autres résidus de fragmentation et du faisceau primaire, on utilise le spectromètre A1900 [29, 30]. Les ions sont sélectionnés par l'analyse magnétique et la perte d'énergie de la manière suivante :

<sup>1</sup>Electron Cyclotron Resonance



**Fig. 3.3** – Identification par temps de vol des noyaux présents dans le faisceau secondaire produit pour l'étude de l' $^{14}\text{O}$

La trajectoire d'un ion de charge  $Q$  et de moment  $P$  dans un champ magnétique constant  $B$  a une trajectoire déviée avec un rayon de courbure  $\rho$  qui vérifie la relation :

$$B\rho = \frac{P}{Q} = \gamma\beta cu \frac{A}{Q} \quad (3.1)$$

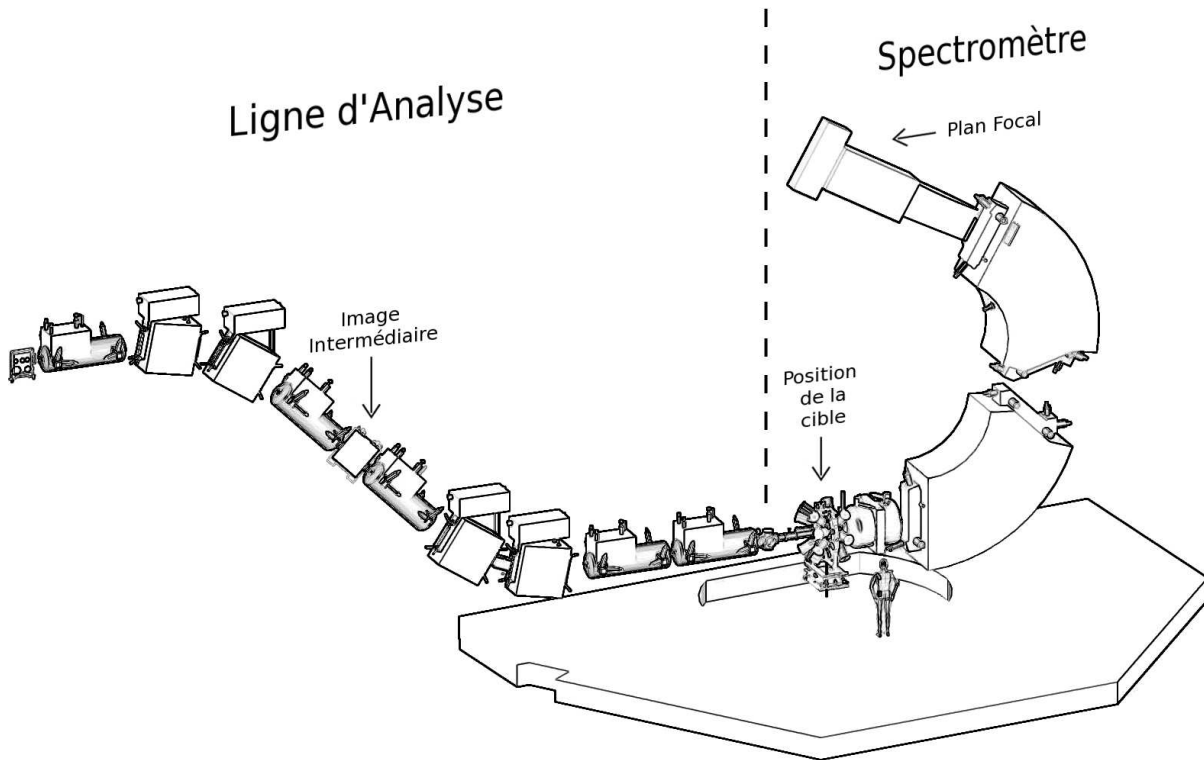
où  $u$  est l'unité de masse atomique,  $\beta = v/c$  et  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ . Comme nous travaillons avec des ions complètement épluchés,  $Q = Ze$ . D'autre part, d'après la formule de Bethe Bloch, lorsqu'une particule de charge  $Z$  traverse un milieu matériel sa perte d'énergie vérifie :

$$\Delta E \propto Z^{1.73} \quad (3.2)$$

Dans la première partie du A1900, les fragments secondaires sont déviés par le champ magnétique généré par les deux premiers dipôles. Ainsi d'après la formule 3.1, on effectue une première séparation en  $A/Q$ . Le maximum de dispersion est atteint au point image 2 (Fig. 3.2) où est placé un dégradeur de 3 mm ( $1050 \text{ mg.cm}^{-2}$ ) d'aluminium. En ralentissant dans ce dégradeur, les fragments perdent une énergie dépendante de leur charge au carré suivant la relation 3.2. Cette perte d'énergie, combinée à l'ajustement de la rigidité magnétique ( $B\rho$ ) de la seconde partie du A1900, permet, avec des fentes au plan focal, une sélection complémentaire à la séparation en  $A/Q$  initiale. L'épaisseur et la forme du dégradeur peuvent être calculées pour optimiser cette séparation et conserver les conditions d'achromaticité dans le plan focal [31]. Enfin, des fentes dans le plan dispersif image 2 ont été utilisées pour ajuster l'acceptance en moment  $\Delta p/p$  (ici  $\leq 1\%$ ) et dans le plan focal pour optimiser la sélection du noyau d'intérêt parmi les fragments restant.

Le faisceau secondaire en sortie du A1900 peut encore contenir différents noyaux dans des proportions variables, on parle alors de contaminants. On les identifie à l'aide d'un temps de vol entre deux scintillateurs plastiques situés dans le plan focal du A1900 et le plan objet du spectromètre S800 qui suit. Ces deux scintillateurs sont espacés d'environ 30 m soit un temps de vol moyen de 290 ns pour un noyau de  $^{14}\text{O}$  à 60 MeV/nucléon.





**Fig. 3.4** – Schéma du spectromètre magnétique de haute résolution S800 avec l'ensemble de détecteurs germanium segmentés SeGA monté autour de la cible.

Pour cette expérience, le réglage du A1900 a été optimisé une première fois pour délivrer un faisceau de  $^{16}\text{C}$  à 77 MeV/nucléon pur à 99(1)% et une seconde pour délivrer un faisceau cocktail d'une intensité moyenne de  $4.10^5 \text{ part.s}^{-1}$  contenant 13(2)% d' $^{14}\text{O}$  à 57 MeV/nucléon (Fig. 3.3). Un meilleur taux d' $^{14}\text{O}$  aurait pu être atteint en utilisant un faisceau primaire d' $^{16}\text{O}$  mais nous souhaitions minimiser le temps de réglage de la machine en effectuant les deux mesures à la suite sans changer de faisceau primaire. Comme l'étude de l'arrachage d'un nucléon à partir de l' $^{14}\text{O}$  ne nécessite pas de mesure de  $\gamma$  en coïncidence, ces conditions furent suffisantes pour la réaliser en 20h de prise de données et en économisant le temps nécessaire à un changement de faisceau primaire.

### 3.3 Le spectromètre magnétique S800

Le faisceau secondaire est ensuite envoyé dans le spectromètre S800 [32] pour interagir avec la cible de  $^9\text{Be}$  de  $188 \text{ mg.cm}^{-2}$  (Fig. 3.4). Les produits de réaction sont séparés magnétiquement par le spectromètre et une mesure en coïncidence des photons est effectuée par un ensemble de détecteurs germanium segmentés SeGA (Segmented Gamma Array) [33] monté autour de la cible.

### 3.3.1 Principe et caractéristiques

#### 3.3.1.1 Principe

Un spectromètre magnétique permet de mesurer la quantité de mouvement des noyaux en sortie de cible. Pour un champ magnétique constant, toutes les particules ayant un même rapport  $P/Q$  vont converger en un même point dans le plan focal du spectromètre (voir équation 3.1). En pratique, on fixe la rigidité magnétique centrale du spectromètre  $B\rho_0$  pour centrer les particules d'impulsion  $p_0$  et de charge  $Q_0$  d'intérêt dans l'axe optique du spectromètre. Une variation de quantité de mouvement  $\delta p$  par rapport à cette impulsion de référence  $p_0$  va induire un déplacement dans le plan focal. Ainsi une mesure de cette position  $X_f$  permet de remonter à la mesure de  $\delta p$ . Pour cela on définit la dispersion  $D$  d'un spectromètre par :

$$X_f = D \frac{\delta p}{p_0} \quad (3.3)$$

Pour le S800, cette dispersion dans le plan focal est d'environ 9.6 cm/%.

#### 3.3.1.2 Caractéristiques

Le S800 est un spectromètre magnétique de haute résolution ( $\delta p/p \simeq 1/10000$ ) et de large acceptance (20 msr et 5% en moment) dont le plan dispersif a la particularité d'être vertical. Il est composé de deux parties : une ligne dite d'analyse utilisant une série d'aimants supraconducteurs et un spectromètre lui-même composé de deux dipôles. Le S800 peut fonctionner selon deux modes :

- **Un mode focalisé** où la ligne d'analyse est achromatique et focalise en moment le faisceau sur la cible. On obtient dans le plan focal une distribution en moment des éjectiles dont la largeur inclue la largeur en moment du faisceau incident.
- **Un mode achromatique** où la ligne d'analyse est cette fois dispersive en moment sur cible puis cette dispersion est compensée par le spectromètre.

Dans notre expérience, nous avons utilisé le mode focalisé. Les distributions en moment des produits de réaction étudiés s'étendent sur environ  $\pm 5\%$  par rapport à une rigidité magnétique centrale donnée (voir Tab. 3.1). Plusieurs mesures centrées sur différentes rigidités magnétiques ( $B\rho_0$ ,  $B\rho_0 \pm 2.5\%$ ) furent nécessaires pour mesurer l'intégralité de ces distributions. Les rigidités magnétiques appliquées au cours de l'expérience et mesurées par une sonde à résonance magnétique nucléaire sont récapitulées dans le tableau 3.1. Nous avons choisi un recouvrement des différentes mesures afin de contrôler la normalisation et la forme des distributions indépendamment de l'acceptance du S800.

Pour les deux faisceaux secondaires, la largeur en moment  $\Delta p/p$  est inférieure à 1% (grâce à la fermeture de fentes au niveau du A1900) et comme nous souhaitons mesurer des distributions s'étendant sur environ 10%, nous nous sommes affranchis de la mesure de trajectoire en amont de la cible. Néanmoins il sera nécessaire de convoluer les distributions théoriques obtenues à partir du modèle de réaction avec le profil en moment du faisceau pour pouvoir comparer aux résultats expérimentaux.

### 3.3.2 Détecteurs du plan focal

Le système de détection du plan focal du S800, décrit en détails dans la référence [34], permet d'identifier en masse et en charge les résidus de réaction mais aussi de déterminer

Réaction	$(B\rho)_0 \pm$ (%)	$B\rho$ -NMR (T.m)	Mesure n°
$^{14}\text{O} (-1n)$	0 %	1.6655	1
	-3 %	1.60376	2
	+2.5 %	1.6989	6
$^{14}\text{O} (-1p)$	0 %	1.9144	3
	+3 %	1.9724	4
	-2 %	1.86931	5
$^{16}\text{C} (-1p)$	0 %	3.79499	7
	-3 %	3.67491	8
	+3 %	3.89551	9
	0 %	3.78528	10
$^{16}\text{C} (-1n)$	0 %	3.14969	11
	-3 %	3.05776	12
	+3 %	3.23272	13

**Tab. 3.1** – Valeurs des rigidités magnétiques choisies pour la mesure des distributions en moment des éjectiles des quatre réactions étudiées. Le numéro de la mesure indique l'ordre dans lequel les mesures ont été effectuées.

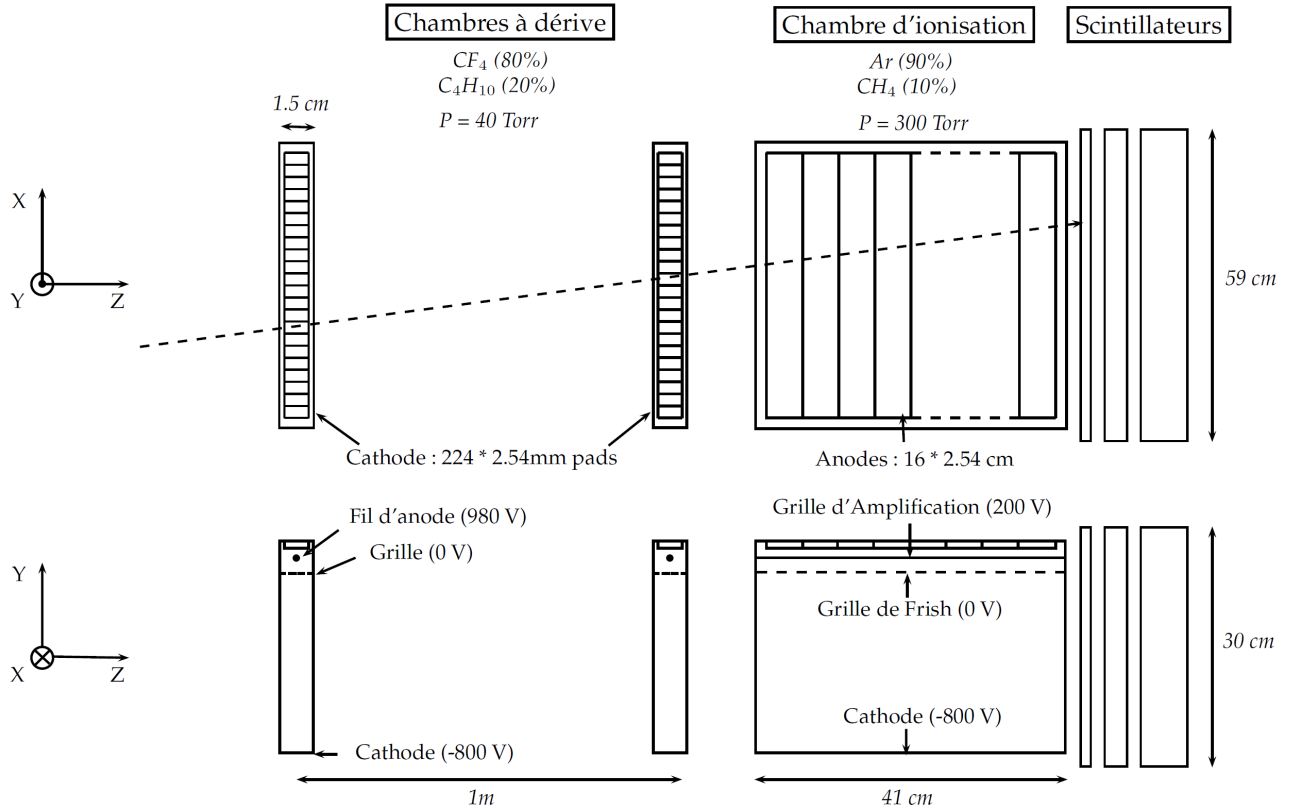
leur trajectoire.

### 3.3.2.1 Chambres à dérive

Les éjectiles transmis au plan focal vont tout d'abord traverser deux chambres à dérives distantes d'un mètre. Ces deux chambres permettent de mesurer les coordonnées de l'éjectile  $(x_1, y_1)$  et  $(x_2, y_2)$  dans leurs plans et d'en déduire la position  $(X_f, Y_f)$  dans le plan focal ainsi que les angles de la trajectoire  $\theta_f$  et  $\phi_f$  respectivement dispersif et non-dispersif. Dans notre cas, le plan focal est directement le plan de la première chambre à dérive.

Chaque chambre possède une surface active de  $59 \times 30$  cm remplie d'un mélange de  $\text{CF}_4$  (80%) et de  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (20%) à une pression de 40 Torr. Le passage d'un noyau ionise le gaz et les électrons ainsi créés dérivent sous l'effet d'un champ électrique vers la grille de Frisch puis génèrent une avalanche au voisinage d'un fil d'anode. Le mouvement de ces charges induit des signaux sur un plan de 224 pads de 2.54 mm de large et de 1.5 cm de profondeur (Fig. 3.5). Pour chaque pad, le signal acquis est échantillonné sur 700 ns par période de 50 ns puis intégré afin d'évaluer la charge totale collectée. Le centre de gravité du profil de charge ainsi obtenu, nous donne la position  $x$  le long du fil selon l'axe dispersif du spectromètre. Une résolution en  $x$  inférieure à 0.51 mm (soit  $\delta p/p \simeq 5.10^{-5}$ ) a été mesurée avec un faisceau test de  $^{22}\text{Ne}$  à 80 MeV/u [34]. La position  $y$  selon l'axe non-dispersif est obtenue à partir de la mesure du temps de dérive des électrons. Ce temps est estimé entre l'arrivée d'une particule dans le plastique derrière la chambre et l'arrivée d'un signal sur le fil d'anode, le temps de vol entre les chambres à dérive et le plastique étant négligeable devant le temps de dérive.

Un masque à trous placé devant chaque chambre à dérive permet un étalonnage de la position, cette procédure sera décrite dans la partie 4.1.1.



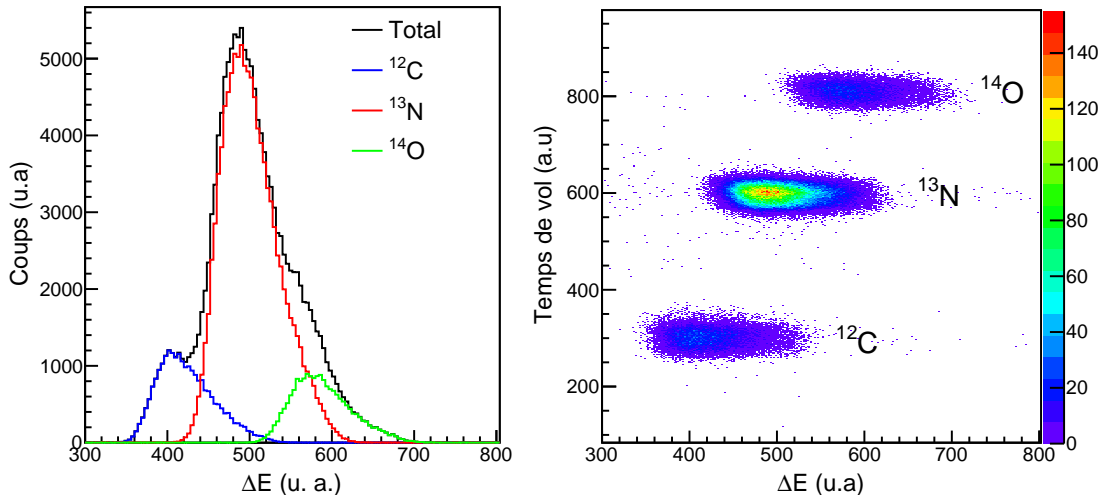
**Fig. 3.5** – Schéma des détecteurs au plan focal du S800.

### 3.3.2.2 Chambre d'ionisation

A la suite des chambres à dérive, une chambre d'ionisation permet la mesure de la perte d'énergie des noyaux qui la traversent. Elle occupe un volume d'environ  $30 \times 40 \times 60 \text{ cm}^3$  et fonctionne avec un mélange de gaz P10 (90% Ar et 10%  $\text{CH}_4$ ) à 300 Torr. Cette chambre comporte 16 anodes de 2.54 cm transverses à la direction du faisceau d'ions (voir Fig. 3.5). Contrairement aux chambres à dérive, le signal des anodes est proportionnel au nombre d'électrons arrachés par le passage d'un noyau dans le gaz.

On étalonne le signal des anodes avec le faisceau ayant traversé sans interaction la cible de réaction et en ajustant au premier ordre les signaux par rapport à une anode de référence. On somme ensuite les énergies mesurées par chacune des anodes pour obtenir une perte d'énergie dans le volume de gaz, nécessaire à l'identification des éjectiles.

Pour le faisceau cocktail contenant l' $^{14}\text{O}$  ayant traversé la cible, la perte d'énergie mesurée par la chambre d'ionisation est représentée sur la partie gauche de la figure 3.6. Pour ces noyaux de masses différentes, on remarque que l'information sur la chambre d'ionisation n'est pas suffisante pour pouvoir identifier clairement les constituants du faisceaux. Sur la partie droite de cette figure, nous avons utilisé un temps de temps de vol (entre plan objet du A1900 et plan focal du S800) en complément de la perte d'énergie pour obtenir une séparation nette des différentes noyaux pour pouvoir estimer la résolution de la chambre. Pour l' $^{14}\text{O}$  à environ 50 MeV/u, nous obtenons une résolution en énergie de 14%. Nous verrons dans la section 4.1.2, que cette résolution est suffisante pour séparer en Z des résidus isobares produits par différentes réactions à partir de ce faisceau d' $^{14}\text{O}$  à environ 53 MeV/u et qu'un temps de



**Fig. 3.6** – (Gauche) Perte d'énergie dans la chambre d'ionisation pour un run de faisceau direct ayant traversé la cible. (Droite) Temps de vol entre le scintillateur objet et le plan focal en fonction de la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation.

vol permet ensuite de les séparer en A/Q.

### 3.3.2.3 Scintillateurs plastiques

Quatre scintillateurs plastiques munis de photomultiplicateurs sont disposés derrière la chambre d'ionisation. Ils ont des épaisseurs respectives de 3, 5, 10 et 20 cm et permettent la mesure de l'énergie résiduelle des éjectiles.

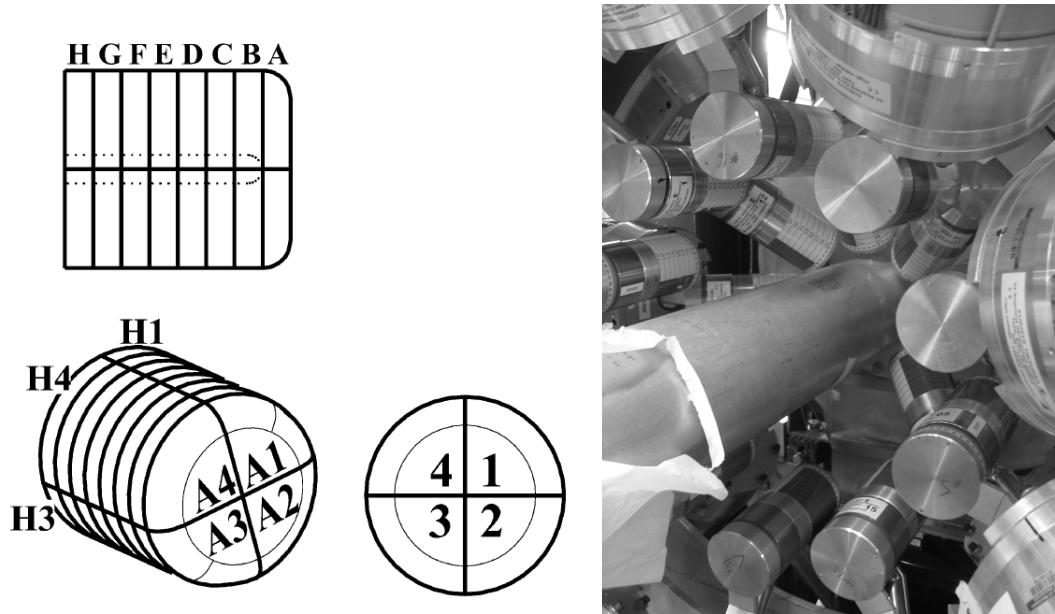
Dans cette expérience, seul le signal en sortie des deux premiers scintillateurs ont été utilisés et servent pour le déclenchement de l'acquisition. De cette façon, on sélectionne les événements où un résidu a été détecté dans le plan focal mais il est nécessaire de retarder l'ensemble des signaux des détecteurs en amont pour qu'ils arrivent au niveau de l'acquisition après ce signal de déclenchement.

D'autre part, on utilise ces signaux pour la mesure d'un temps de vol entre le plan objet et le plan focal du S800 (sur une distance d'environ 40 m) pour l'identification des éjectiles (voir section 4.1.2).

## 3.4 Spectroscopie $\gamma$ des résidus avec SeGA

SeGA est un ensemble de détecteurs germanium entourant la cible de réaction et détectant les rayons  $\gamma$  émis en vol par les produits de réaction. Il a été spécialement conçu pour les expériences faisant intervenir des faisceaux radioactifs aux énergies intermédiaires. Plus précisément, sa segmentation et sa géométrie visent à limiter la dégradation de la résolution en énergie due à l'effet Doppler tout en maximisant l'efficacité de détection. Notons que les produits de réaction qui nous intéressent ont une énergie de l'ordre de 60 MeV/nucléon soit  $\beta \simeq 0.37$ .

Chaque détecteur est un cylindre de germanium de 7 cm de diamètre et 8 cm de long segmenté en 8 tranches et quatre quadrants dont un schéma est présenté sur la figure 3.7. Dans cette expérience, 17 détecteurs ont été placés à 20 cm de la cible et disposés en deux



**Fig. 3.7** – (Gauche) Schéma d'un cristal de germanium segmenté [33]. (Droite) Ensemble de 17 détecteurs germanium SeGA (Segmented Gamma Array) en géométrie standard.

couronnes, une première comprenant 7 détecteurs à  $37^\circ$  et une seconde 10 détecteurs à  $90^\circ$  (Fig. 3.7). L'axe de symétrie de chaque détecteur ne pointe pas vers la cible mais est orienté perpendiculairement. De cette façon, les 8 segments latéraux font face à la cible ce qui permet une résolution en position d'1 cm, minimise leur ouverture angulaire  $\Delta\theta$  et maximise l'efficacité. L'énergie est mesurée à partir du contact central avec une résolution intrinsèque comprise entre 2 et 3 KeV en fonction du cristal. Les segments sont uniquement utilisés pour déterminer les angles d'émission du  $\gamma$  dans le référentiel du laboratoire centré sur la cible ( $\theta_\gamma$ ,  $\phi_\gamma$ ) utilisés pour la correction de l'effet Doppler décrite dans la section 4.2.2.

### 3.4.1 Étalonnage en énergie

Les énergies des contacts centraux ont été calibrées en utilisant une source de  $^{226}\text{Ra}$ . Les positions des différents pics photo-électriques ont été extraites des spectres bruts collectés lors de runs de calibration avec déclenchement de SeGA uniquement. Ces positions sont obtenues à partir d'un ajustement gaussien sur un fond quadratique. Chaque détecteur est ensuite étalonné par un polynôme d'ordre 2 ajusté à partir des positions des photo-pics obtenues et des énergies tabulées. La source de  $^{226}\text{Ra}$  permet ainsi un étalonnage de 186 keV à 2.447 MeV couvrant entièrement le domaine d'énergie attendu pour le  $^{15}\text{B}$  [26, 27, 28]. Une résolution de 3.4 keV (LTMH, largeur totale à mi-hauteur) a été obtenue pour une transition de 1.120 MeV en sommant les spectres étalonnés des 17 détecteurs.

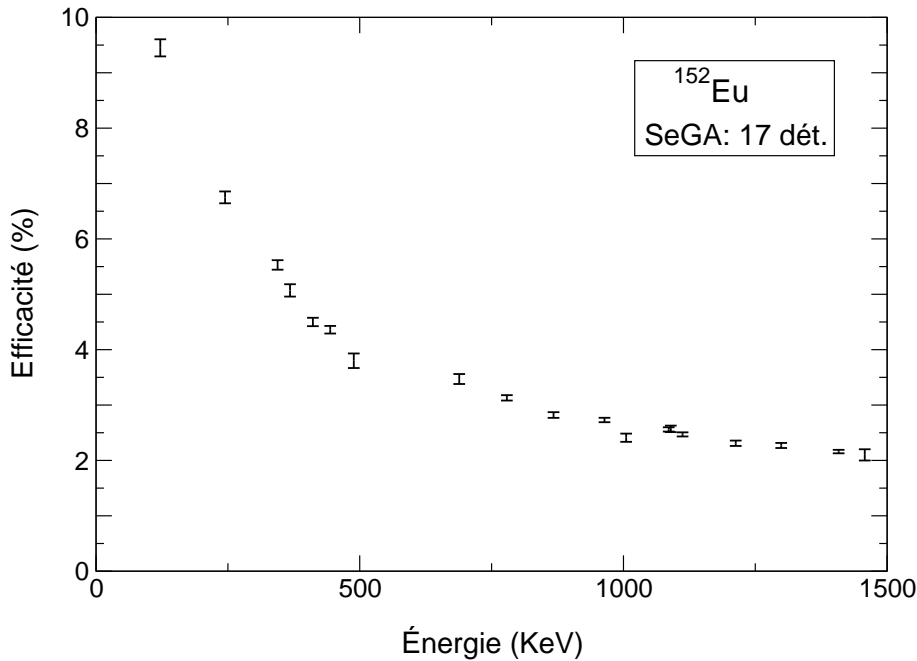
### 3.4.2 Efficacité

L'efficacité absolue de détection  $\gamma$  a été évaluée à partir d'une source de  $^{152}\text{Eu}$  dont l'activité est connue. Comme pour les calibrations en énergie, cette source a été placée dans le porte-cible et la comparaison des intensités des photo-pics mesurées aux intensités relatives tabulées

permet d'évaluer l'efficacité en fonction de l'énergie. Pour chaque photo-pic d'énergie  $E_\gamma$  et d'intensité sommée sur l'ensemble des détecteurs  $I(E_\gamma)$  on utilise la formule suivante :

$$\epsilon(E_\gamma) = \frac{I(E_\gamma)}{T_{acq} B_R(E_\gamma) A_0 (1 - T_M)} \quad (3.4)$$

où  $A_0$  est l'activité de la source, 66.0(9) kBq mesuré le 11/10/2008,  $B_R(E_\gamma)$  le rapport d'embranchement de la transition considérée et  $T_M$  le temps mort de l'acquisition (30.1%). La courbe d'efficacité ainsi obtenue est présentée sur la Fig. 3.8. L'incertitude sur  $\epsilon(E_\gamma)$  est calculée en prenant la somme quadratique des erreurs sur l'activité (1.4%), le rapport d'embranchement considéré et de l'erreur statistique. Cette configuration de SeGA nous donne une efficacité photo-pic de 2.6(1)% pour un rayon  $\gamma$  de 1 MeV émis au repos au niveau du point cible.



**Fig. 3.8** – Efficacité de détection de SeGA dans la configuration de l'expérience en fonction de l'énergie obtenue à partir d'une source d' $^{152}\text{Eu}$ .

Cette efficacité pour une source au repos ne peut pas être utilisée directement dans le calcul des sections efficaces vers les différents états excités du résidu d'intérêt car les rayons gamma sont émis en vol. Il est nécessaire de prendre en compte la modification de l'angle solide couvert et le changement d'énergie impliquée par le boost de Lorentz (voir section 4.2.5).

### 3.5 Système d'acquisition et de déclenchement

Le système d'acquisition permet de lire les données de SeGA et du S800 en leur imposant une logique de déclenchement commune. Lors de la prise de données, deux conditions de déclenchement ont été principalement utilisées : d'une part la détection d'une particule seule

dans le S800 et d'autre part la coïncidence particule-gamma (S800-SeGA). C'est le signal du premier plastique du plan focal qui sert de déclenchement pour le S800 tandis que le "OU" logique des signaux des 17 détecteurs germanium sert de déclenchement pour SeGA. La coïncidence particule-gamma est ensuite définie comme la corrélation temporelle (dans une fenêtre d'environ 500 ns) entre ces deux déclenchements individuels. Les retards ont été ajustés de sorte que le signal correspondant à un  $\gamma$  prompt soit centré dans cette fenêtre ouverte par le signal plastique du S800. Dans ces deux modes de déclenchement, nous travaillons en temps mort commun. Nous le mesurons en faisant le rapport entre l'ensemble des événements ayant été traités par l'acquisition et l'ensemble des déclenchements bruts comptabilisés dans les échelles.





---

# Chapitre 4

## Analyse

---

Dans cette partie sont présentées les méthodes appliquées pour passer des données brutes mesurées aux paramètres physiques d'intérêt. Cela comprend les méthodes de calibration des détecteurs, d'identification des particules et de reconstruction de leurs trajectoires. Ces différentes étapes mèneront principalement à l'évaluation des sections efficaces des processus d'arrachage d'un nucléon sur l' $^{14}\text{O}$  et le  $^{16}\text{C}$  ainsi qu'aux distributions en moment parallèle (moment projeté selon l'axe du faisceau) des éjectiles correspondants de masse 13 et 15 respectivement.

### 4.1 Distributions en moment parallèle : Analyse du S800

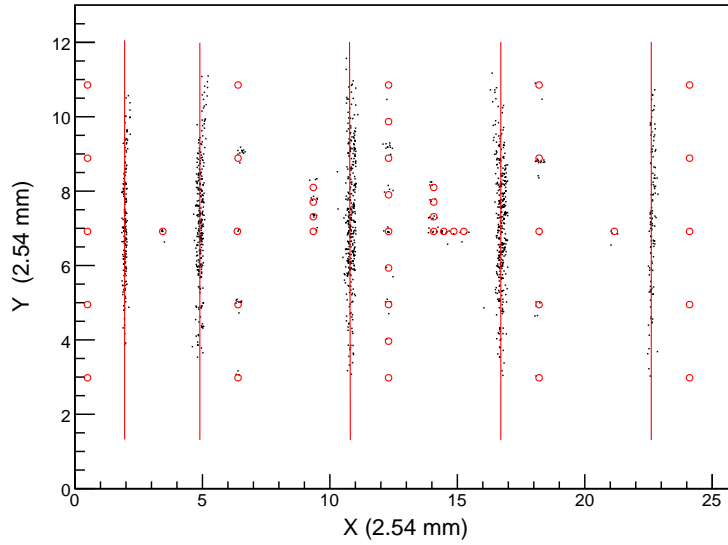
#### 4.1.1 Calibration en position

Pour chaque événement dans une chambre à dérive, il faut convertir le temps de dérive des électrons et le centre de gravité du signal induit sur les pads en position absolue dans le plan. Pour cela, un masque avec des fentes et des trous disposés selon un certain motif (Fig. 4.1) peut être inséré devant chacune des chambres.

La procédure consiste à relever la position de l'image de ces trous sur les spectres à deux dimensions (numéro de pad, temps de dérive) obtenus lorsque le faisceau irradie le masque. Ensuite on ajuste par une fonction linéaire les positions de l'image des trous mesurées aux positions absolues correspondantes. Dans la direction  $y$  non-dispersive, on convertit ainsi un canal électronique correspondant à un temps en une distance en mm. Pour la direction  $x$  dispersive, la pente de l'ajustement est fixée par la géométrie des pads de cathode (2.54 mm/pad). Le résultat de cet étalonnage pour la première chambre à dérive est présenté sur la Fig. 4.1.

Pour terminer, nous avons utilisé des données de faisceau direct se propageant le long de l'axe optique du spectromètre pour mesurer et corriger le décalage par rapport au centre optique du détecteur. Nous avons vérifié que la position ainsi mesurée correspond bien au trou central du masque aligné selon l'axe optique. On obtient de cette manière un couple de position  $(x,y)$  en mm dans le référentiel optique du spectromètre.

Ces masques ont été insérés à plusieurs reprises lors de l'expérience afin de contrôler la stabilité des chambres au cours du temps. Cependant, uniquement les prises de données avec masque au début de l'expérience possèdent suffisamment de statistique pour effectuer cette calibration.



**Fig. 4.1** – Image du masque sur la première chambre à dérive après calibration. En rouge sont représentées les positions théoriques des trous et fentes du masque.

### 4.1.2 Identification

La perte d'énergie  $\Delta E$  d'un noyau de charge  $Q$  dans un matériau est proportionnelle à  $Z^2$  (formule de Bethe-Bloch). Comme on travaille ici avec des ions totalement épluchés on a  $Q = Z$ . D'autre part, la rigidité magnétique ( $B\rho$ ) d'un spectromètre est définie comme :

$$B\rho = \frac{P}{Q} = \frac{\gamma M v}{Q} = \frac{\gamma \beta c u}{e} \frac{A}{Z}$$

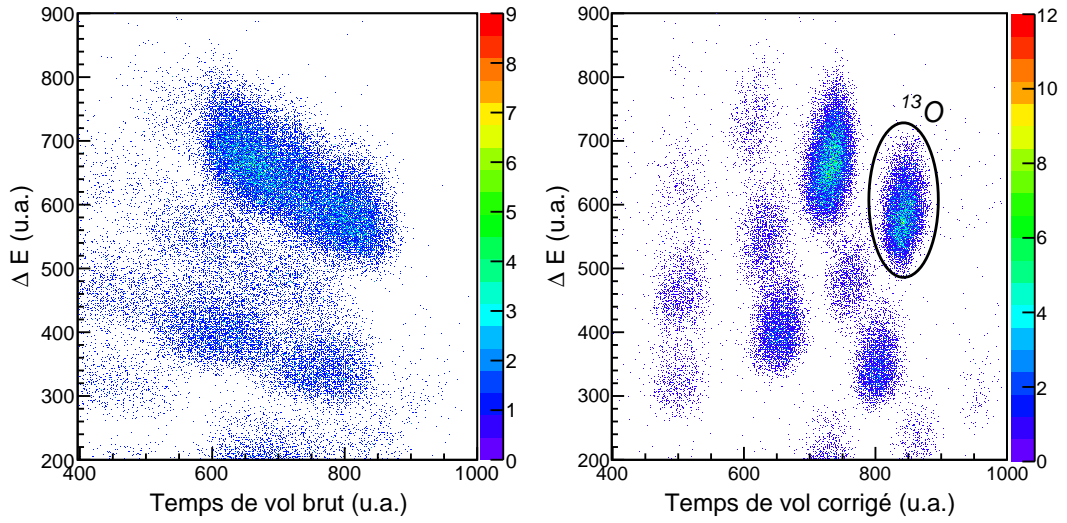
où  $u$  est l'unité de masse atomique,  $\beta = v/c$  et  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ . On peut ainsi exprimer le temps de vol d'un noyau en fonction du rapport  $A/Z$  en utilisant l'expression précédente de la rigidité magnétique du spectromètre :

$$t_{vol} = \frac{L}{\beta c} = \frac{L \gamma u}{B\rho} \frac{A}{Z} \quad (4.1)$$

En traçant la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation en fonction du temps de vol entre le plastique du plan objet du S800 et celui du plan focal distants de 40 m environ, on obtient une matrice d'identification où chaque tache correspond à un noyau de  $Z$  et  $A$  fixés (Fig. 4.3).

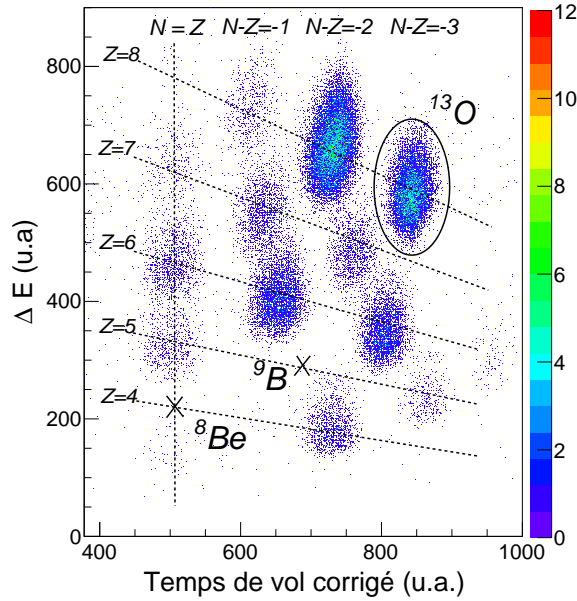
La grande acceptance en moment du spectromètre entraîne un élargissement de la distribution en temps de vol des éjectiles et affecte en conséquence la résolution de la matrice d'identification. Pour améliorer cette résolution on peut corriger ce temps de vol en fonction de la trajectoire. Cela est particulièrement nécessaire lorsque ces produits de réaction ont une large distribution en angle et en position dans le plan dispersif. Le temps de vol est simplement corrigé au premier ordre :

$$T_{corr} = T_{OBJ-FP} + \alpha X_{fp} + \beta a_{fp} \quad (4.2)$$



**Fig. 4.2** – Effet de la correction du temps de vol en fonction de la trajectoire.

L'effet de cette correction pour l'identification des produits issus de la réaction de  $^{14}\text{O}$  avec la cible secondaire de  $^9\text{Be}$  est présenté sur la figure 4.2.



**Fig. 4.3** – Spectre d'identification pour la réaction  $^{14}\text{O}(^9\text{Be},\text{X})^{13}\text{O}$  avec le contour sur le résidu  $^{13}\text{O}$ .

### 4.1.3 Reconstruction de la trajectoire au point cible

L'étape de reconstruction consiste à relier les coordonnées finales ( $x_f, \theta_f, y_f, \phi_f$ ) mesurées dans le plan focal du S800 aux coordonnées et énergie initiales en sortie de cible. Pour cela, le transport des ions à travers le spectromètre est décrit par une matrice de transfert  $T$  agissant

de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} x_f \\ \theta_f \\ y_f \\ \phi_f \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} \theta_{ta} \\ y_{ta} \\ \phi_{ta} \\ d_{ta} \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

où  $\theta_{ta}$ ,  $\phi_{ta}$  représente les angles en sortie de cible selon l'axe dispersif et non-dispersif respectivement et  $y_{ta}$  la position selon l'axe non-dispersif. La variation d'énergie initiale par rapport à l'énergie centrale du spectromètre est caractérisée par  $d_{ta} = \Delta E/E$ .

La matrice T contient des termes non-linéaires importants car le spectromètre S800 possède une large acceptance en moment et en angle. Pour conserver une haute résolution et reconstruire correctement la trajectoire en sortie de cible, une correction précise de ces aberrations optiques d'ordre supérieur est nécessaire. En pratique, des cartes de champs du spectromètre sont mesurées pour chaque prise de données centrée sur une rigidité magnétique. A partir de ces cartes, le programme COSY infinity [35] permet d'évaluer et d'inverser cette matrice de transfert T. Cette procédure d'inversion est décrite en détails pour le cas du S800 dans [36]. On obtient ainsi pour chaque coordonnée initiale un développement de Taylor jusqu'à l'ordre 5 de la forme suivante :

$$x_{ta}^i = \underbrace{\sum_{j=1}^4 t_{ij}^{-1} x_f^j}_{\text{partie linéaire}} + \underbrace{\sum_{j,k=1}^4 t_{ijk}^{-1} x_f^j x_f^k}_{\text{second ordre}} + \dots \quad (4.4)$$

Au-delà du cinquième ordre, les corrections obtenues sur la trajectoire sont du même ordre de grandeur que la résolution des chambres à dérive et sont donc négligées.

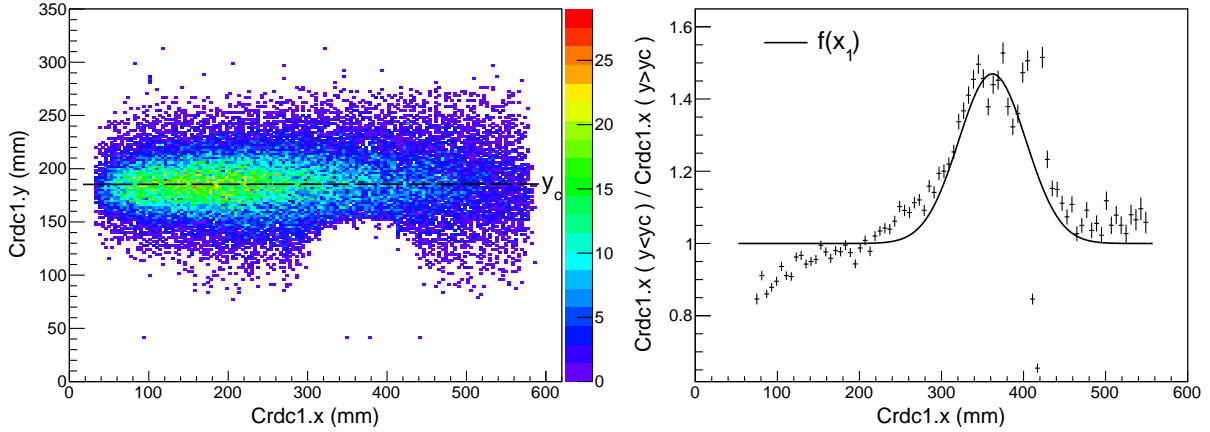
On accède ainsi aux coordonnées de la particule au point cible et plus particulièrement à la variation d'énergie  $d_{ta} = \Delta E/E$  de cette particule par rapport à la trajectoire centrale de référence  $p_0$  du spectromètre. Le calcul de cinématique correspondant au passage de cette variation de moment à un moment projeté selon l'axe du faisceau  $P_{//}$  est décrit en annexe. Il faut souligner qu'une mesure précise du champ magnétique du spectromètre est nécessaire pour le positionnement absolu des distributions en moment car nous ne mesurons que des variations par rapport à cette référence.

## 4.1.4 Corrections d'acceptance

### 4.1.4.1 Inefficacité d'une chambre à dérive

Pendant toute la prise de données, une inefficacité locale a été observée au niveau de la première chambre à dérive (Fig. 4.4). Nous pensons qu'il s'agit d'un problème de collection de charge sur une partie usée voire oxydée du fil d'anode. On peut remarquer que cette inefficacité n'intervient que dans la partie inférieure ( $y \leq y_c$ ) de la distribution des événements dans le plan XY. Pour caractériser cette inefficacité, nous avons séparé les distributions en  $x$  de la chambre pour les événements où  $y \leq y_c$  de ceux pour  $y \geq y_c$ . On obtient ainsi deux distributions en  $x$  dont l'une n'est pas affectée par la zone inefficace. Le rapport entre ces deux distributions est ensuite ajusté (Fig. 4.4) par une fonction de la forme :

$$f(x_1) = 1 + A \exp \frac{-(x_1 - x_0)^2}{2\sigma^2} \quad (4.5)$$



**Fig. 4.4** – Matrice d’impact XY dans la première chambre à dérive obtenue pour la réaction  $^{14}\text{O}(^9\text{Be}, \text{X})^{13}\text{N}$ . La rigidité magnétique du spectromètre est ici réglée sur la partie basse de la distribution en moment de  $^{13}\text{N}$  à  $B\rho = 1.869$  T.m.

La position et la largeur de la zone inefficace étant fixe, nous avons déterminé et fixé la position centrale  $x_0$  de la fonction de correction ainsi que la largeur de la gaussienne  $\sigma$  par un tel ajustement sur un large lot de données balayant la plus grande partie de la chambre. Pour toutes les mesures centrées sur différentes rigidités magnétiques, l’amplitude  $A$  reste ainsi le seul paramètre libre.

Pour corriger l’effet de cette inefficacité sur la distribution en moment parallèle des éjectiles, nous avons choisi d’évaluer une fonction de correction  $F(p_{//})$  pour les événements ayant lieu dans la partie inférieure de la chambre ( $y < y_c$ ). Comme au premier ordre on peut considérer que la variation en moment  $\delta p_{//}$  est proportionnelle à  $x_1$ , il faut simplement faire le changement de variable adéquat pour passer de  $f(x_1)$  à  $F(p_{//})$ . Pour cela on utilise la relation suivante :

$$p_{//}(x_1) = (x_1 - x_{min}) \frac{\Delta p_{//}}{x_{max} - x_{min}} + p_{//}^{min} \quad (4.6)$$

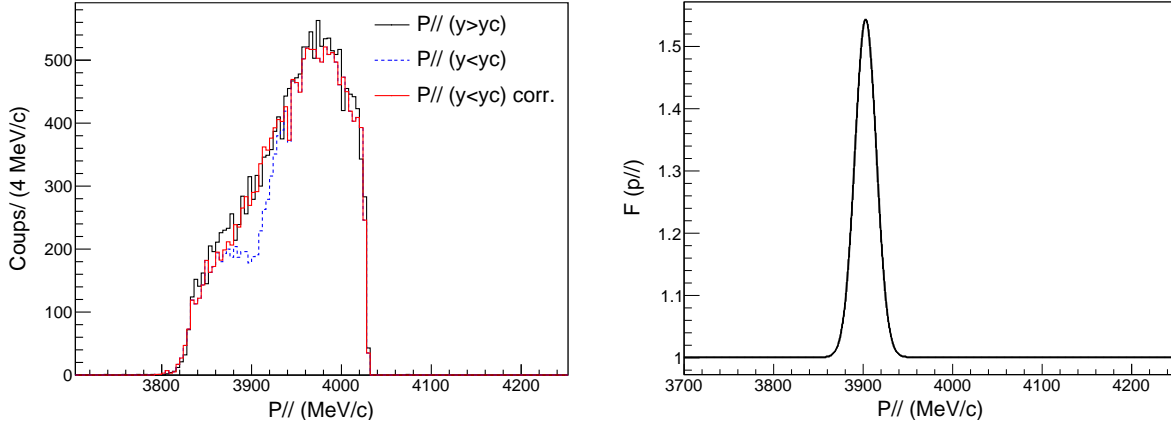
avec :

$$\begin{cases} \Delta p_{//} = 0.05 p_c \\ p_{//}^{min} = 0.975 p_c \end{cases}$$

et où :

- $p_c$  est le moment parallèle central correspondant au  $B\rho$  central de la mesure.
- $x_{min}$  et  $x_{max}$  sont les positions des extrémités actives de la chambre à dérive selon l’axe dispersif.

On obtient ainsi la fonction de correction globale  $F(p_{//})$  dont la largeur est fixée par celle de la gaussienne dans l’équation 4.5. La position de cette fonction évolue pour chaque mesure puisque la rigidité magnétique centrale change et donc le moment parallèle central dans le changement de variable aussi. Ensuite, on sépare la distribution en moment correspondant à  $y \geq y_c$  de celle où  $y \leq y_c$  et on applique la correction à cette dernière (Fig. 4.5).



**Fig. 4.5** – (Gauche) Distributions en moment de l' $^{13}\text{N}$  avant et après correction par la fonction  $F(p_{//})$  (représentée à droite).

#### 4.1.4.2 Acceptance

La distribution en moment des éjectiles est bien plus grande que l'acceptance en moment du S800. Cela nécessite plusieurs mesures à différentes rigidités magnétiques avec un bon recouvrement en moment pour la mesure des distributions en moment parallèle. On peut apercevoir dans la matrice d'impact XY de la figure 4.4 des défauts de statistique sur les bords, caractéristiques d'une baisse d'acceptance progressive. Comme nous avons des mesures qui se recouvrent en rigidité magnétique pour chaque réaction, nous avons décidé de ne pas considérer les événements situés sur ces bords et ne conserver la partie centrale correspondant à une acceptance de  $\pm 2\%$  en moment (au lieu de  $\pm 2.5\%$ ). Dans cet intervalle, nous avons fait l'hypothèse d'une acceptance constante.

#### 4.1.5 Normalisation

Une fois les différentes parties de la distribution en moment parallèle mesurées pour une réaction donnée, il faut les normaliser afin de passer d'un nombre de coups à une section efficace différentielle. Pour cela on utilise la relation :

$$\frac{d\sigma}{dp_{//}}(p_{//}) = \frac{N_f(p_{//})}{N_i e \Delta p_{//}} \quad (4.7)$$

$N_i$  noyaux du faisceau incident ont traversé une cible de  $^9\text{Be}$  contenant  $e$  atomes par unité de surface et ont produit  $N_f$  fragments d'intérêt avec un nucléon en moins dont le moment parallèle est compris entre  $(p_{//} - \Delta p_{//}/2)$  et  $(p_{//} + \Delta p_{//}/2)$ . Notre système de détection et d'acquisition n'étant pas idéal, il faut corriger les nombres de coups mesurés des efficacités des détecteurs utilisés pour accéder à ces valeurs de  $N_i$  et  $N_f$ . Pour évaluer ces efficacités, on prendra toujours comme référence le plastique dans le plan focal du S800 qui sert de déclenchement et que l'on considère être 100% efficace car il reçoit moins de  $10^3$  particules par seconde.

Réaction	Exp n°	$\epsilon_{obj}$ (%)	$\epsilon_{x_{fp}}$ (%)	$\epsilon_{crdc1}$ (%)	$\epsilon_{crdc2}$ (%)	$P$ (%)	$T_r^i$ (%)
$^{14}\text{O}$ (-1n)	5107	95.7	78.7	88.0+7	98.0	13(2)	88.6
	10502	84.3	97.6	98.5	99.2	72(1)	77.2
$^{14}\text{O}$ (-1p)	5107	96.4	95.9	88.7+7	98.3	13(2)	88.6
	10502	84.3	97.6	98.5	99.2	72(1)	77.2
$^{16}\text{C}$ (-1p)	5107	94.7	97.3	76.0+7	90.4	99(1)	72.6
$^{16}\text{C}$ (-1n)	5107	95.9	98.2	84.1+7	94.2	99(1)	72.6

**Tab. 4.1** – Pureté  $P(\%)$  de l'espèce d'intérêt dans le faisceau, facteur de transmission en amont de la cible  $T_r^i$  et efficacités des différents détecteurs (voir texte) par rapport au plastique servant de déclenchement de l'acquisition pour les différentes réactions étudiées.

#### 4.1.5.1 Fragments d'intérêt : $N_f$

Le nombre de fragments d'intérêt  $N_f$  avec un nucléon en moins que le faisceau est évalué à partir de la relation suivante :

$$N_f(p_{//}) = \frac{N_{p_{//}}}{\epsilon_{ID} LT_{acq}} \quad (4.8)$$

$N_{p_{//}}$  correspond au nombre de coups dans la tranche en moment considérée après identification du résidu et reconstruction de sa trajectoire. Ce nombre doit être corrigé du temps de vie de l'acquisition  $LT_{acq}$  (en %) et d'un facteur d'efficacité  $\epsilon_{ID}$  prenant en compte l'efficacité de chaque détecteur utilisé lors de ce processus d'identification et de reconstruction :

$$\epsilon_{ID} = \epsilon_{crdc} \epsilon_{x_{fp}} \epsilon_{obj} \epsilon_{chio} \quad (4.9)$$

$\epsilon_{x_{fp}}$  et  $\epsilon_{obj}$  correspondent aux efficacités des scintillateurs du plan focal du A1900 et du plan objet du S800 utilisés pour identifier le noyau incident par temps de vol (voir section 3.2.2). L'efficacité de la chambre d'ionisation  $\epsilon_{chio}$  intervient dans l'identification du résidu dans la matrice  $\Delta E$ - $T_{vol}$  (voir section 4.1.2) et l'efficacité des chambres à dérivées  $\epsilon_{crdc}$  intervient lors de la reconstruction du moment parallèle du résidu à partir de sa trajectoire dans le plan focal.

#### 4.1.5.2 Faisceau incident : $N_i$

Le nombre de particules  $N_i$  arrivant sur la cible est évalué à partir de la formule suivante :

$$N_i = \frac{N_{obj} P T_r^i}{\epsilon_{obj}} \quad (4.10)$$

A chaque fois qu'une particule passe par un scintillateur positionné dans le plan objet du S800 en amont de la cible, un module d'échelles incrémente un compteur, indépendamment du système d'acquisition. Si le faisceau contient différents noyaux, le nombre de noyaux détectés par ce scintillateur  $N_{obj}$  doit être pondéré par le pourcentage  $P$  du noyau que l'on cherche à étudier dans le faisceau incident. Ce pourcentage est de 13.5(2)% pour l' $^{14}\text{O}$  et de 99(1)% pour le faisceau de  $^{16}\text{C}$  (voir section 3.2.2). Enfin le facteur  $T_r^i$  prend en compte la transmission entre le scintillateur objet et la cible. Il est évalué à partir d'un run de faisceau direct



de faible intensité.

Enfin, pour obtenir la section efficace inclusive  $\sigma_{inc}$ , on intègre la distribution en moment normalisée à partir de la relation 4.7 et on ajoute, si la distribution n'est pas complète, une partie manquante  $\sigma_m$  évaluée en extrapolant sa forme.

## 4.2 Spectres $\gamma$ : Analyse de SeGA

### 4.2.1 Alignement et sélection en temps

Lorsqu'un photon interagit dans un des 17 détecteurs germanium de SeGA et dépose suffisamment d'énergie pour dépasser le seuil de déclenchement, on mesure le temps entre le déclenchement SeGA et celui de l'acquisition via l'obtention d'un événement dans le plastique du plan focal du S800. De cette façon on obtient 17 spectres en temps qui sont légèrement désalignés car l'électronique et la longueur des câbles varie d'un détecteur à l'autre. Une fois ces spectres en temps alignés, on peut appliquer une première coupure pour éliminer des événements  $\gamma$  fortuits décorrélés en temps qui contribuent au bruit de fond à basse énergie (voir Fig. 4.6).

D'autre part, un épaulement est observé sur le pic des émissions  $\gamma$  promptes pour certains détecteurs de la couronne à  $37^\circ$ . La résolution en temps des contacts centraux des cristaux de germanium est d'environ 9 ns [33] et ne permet pas de séparer ces deux composantes. En comparaison, des scintillateurs  $\text{LaBr}_3$  ont été caractérisés pour la spectroscopie en vol de ce type de faisceau exotique rapide et affiche une résolution d'environ 700 ps qui permet de mieux définir la fenêtre en temps sur le pic prompt (environ 2 ns) et de supprimer une grande partie du bruit de fond dans les spectres en énergie  $\gamma$  [37].

### 4.2.2 Correction de l'effet Doppler

Les photons émis en vol par un noyau sont soumis à l'effet Doppler. Leur énergie mesurée dans le référentiel du laboratoire  $E_\gamma$  est différente de leur énergie dans le référentiel du noyau émetteur  $E_0$  et elles sont reliées par la relation :

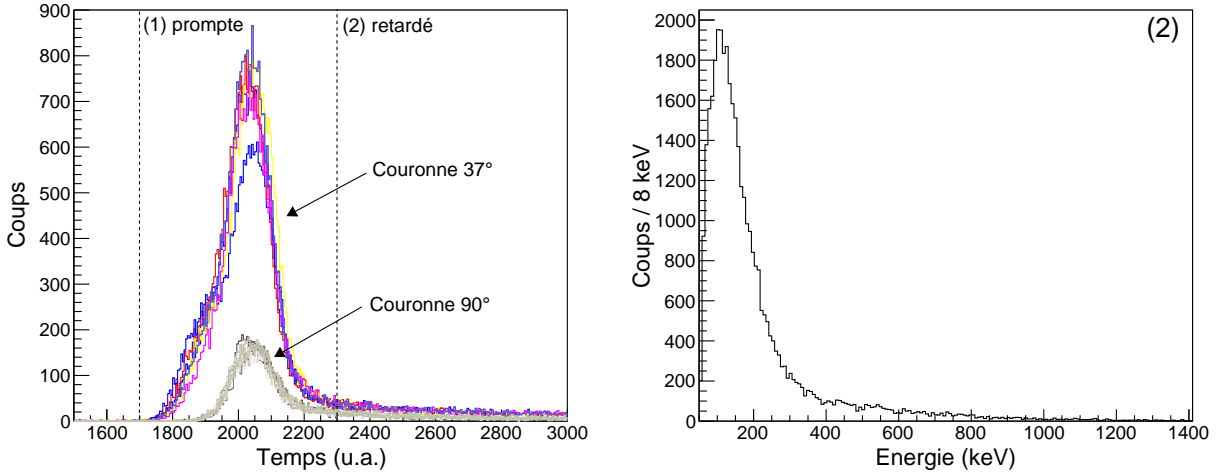
$$E_0 = \frac{E_\gamma (1 - \beta \cos(\theta_{lab}))}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4.11)$$

$\theta_{lab}$  est l'angle entre les directions de propagation du photon et du noyau émetteur dans le référentiel du laboratoire.

$\beta = v/c$  où  $v$  est la vitesse du noyau émetteur dans le référentiel du laboratoire. Dans notre cas, on considère principalement les rayons  $\gamma$  émis par le  $^{15}\text{B}$  provenant de l'arrachage d'un nucléon sur le  $^{16}\text{C}$ . En considérant une interaction en milieu de cible et une énergie incidente du  $^{16}\text{C}$  de 76.7 MeV/u, un calcul de perte d'énergie donne un  $\beta$  moyen de 0.379 pour le résidu de  $^{15}\text{B}$ .

Pour accéder à la valeur de  $\cos(\theta_{lab})$  utilisée dans l'équation 4.11, on calcule le produit scalaire entre un vecteur suivant la trajectoire du photon selon les angles  $(\theta_\gamma, \phi_\gamma)$  et un vecteur suivant la trajectoire du noyau émetteur définie par  $(\theta_N, \phi_N)$  dans le référentiel du laboratoire centré sur la cible.

Pour déterminer  $(\theta_\gamma, \phi_\gamma)$  on prend comme position d'interaction, le centre du segment où l'énergie déposée est maximale. Les positions des segments que nous avons utilisés ont été mesurées lors d'une expérience précédente à l'aide d'un théodolite. L'origine du référentiel



**Fig. 4.6** – (Gauche) Temps entre la détection d'un signal par le contact central et le déclenchement de l'acquisition pour chacun des 17 détecteurs germanium, après alignement. (Droite) Spectre en énergie des événements hors du pic de coïncidence.

utilisé pour ces mesures est le centre théorique de la cible. Les angles  $(\theta_N, \phi_N)$  sont obtenus par reconstruction de la trajectoire en sortie de cible à l'aide du spectromètre (voir section 4.1.3).

La procédure de correction de l'effet Doppler est ensuite itérative. Dans un premier temps, on applique cette correction avec un  $\beta$  moyen que l'on ajuste si nécessaire afin d'aligner les transitions aux différents angles de détection. Un photo-pic d'énergie connue sert ensuite de référence dans les spectres corrigés Doppler. On relève le centroïde de ce photo-pic pour chaque détecteur et on observe des différences de quelques keV par rapport à la valeur théorique. L'objectif est ensuite de minimiser ces écarts sur tous les détecteurs en faisant varier les paramètres initiaux (distance cible-détecteurs et vitesse). Finalement, nous avons minimisé cette différence pour un  $\beta$  de 0.376 et en translatant de 5 mm en moyenne chaque détecteur de façon globale le long de l'axe faisceau. Cette translation peut être justifiée par l'imprécision de la procédure de positionnement de la cible qui se fait manuellement à l'aide d'une règle. Les spectres finaux avec et sans correction Doppler conditionnés par l'identification d'un  $^{15}\text{B}$  provenant de l'arrachage d'un proton du  $^{16}\text{C}$  sont présentés sur la figure 4.8 pour chaque couronne angulaire.

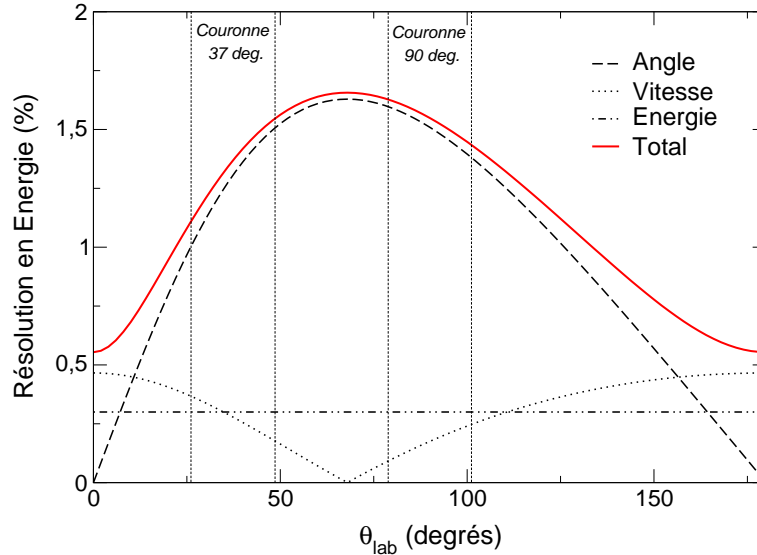
### 4.2.3 Résolution en énergie

La relation 4.12 permet d'estimer la résolution totale en énergie du système de détection après correction Doppler :

$$\left(\frac{\Delta E_0}{E_0}\right)^2 = \left(\frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}\right)^2 (\Delta \theta)^2 + \left(\frac{\beta - \cos \theta}{(1 - \beta^2)(1 - \beta \cos \theta)}\right)^2 (\Delta \beta)^2 + \left(\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma}\right)^2 \quad (4.12)$$

Les différentes contributions à cette résolution sont :

- L'incertitude sur la vitesse du fragment qui varie en fonction du point d'interaction dans la cible entre la vitesse du faisceau  $\beta_f$  et la vitesse en sortie de cible  $\beta_{out}$  soit dans notre cas un  $\Delta\beta/\beta \simeq 1\%$  pour le faisceau de  $^{16}\text{C}$ .



**Fig. 4.7** – Résolution en énergie corrigée Doppler de SeGA estimée à 1.3 MeV en fonction de l’angle de détection  $\theta_{lab}$  par rapport à l’axe faisceau pour la réaction  $^{16}\text{C}(^9\text{Be},\text{X})^{15}\text{B}$  à une énergie de 75 MeV/u au milieu d’une cible de  $188 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$

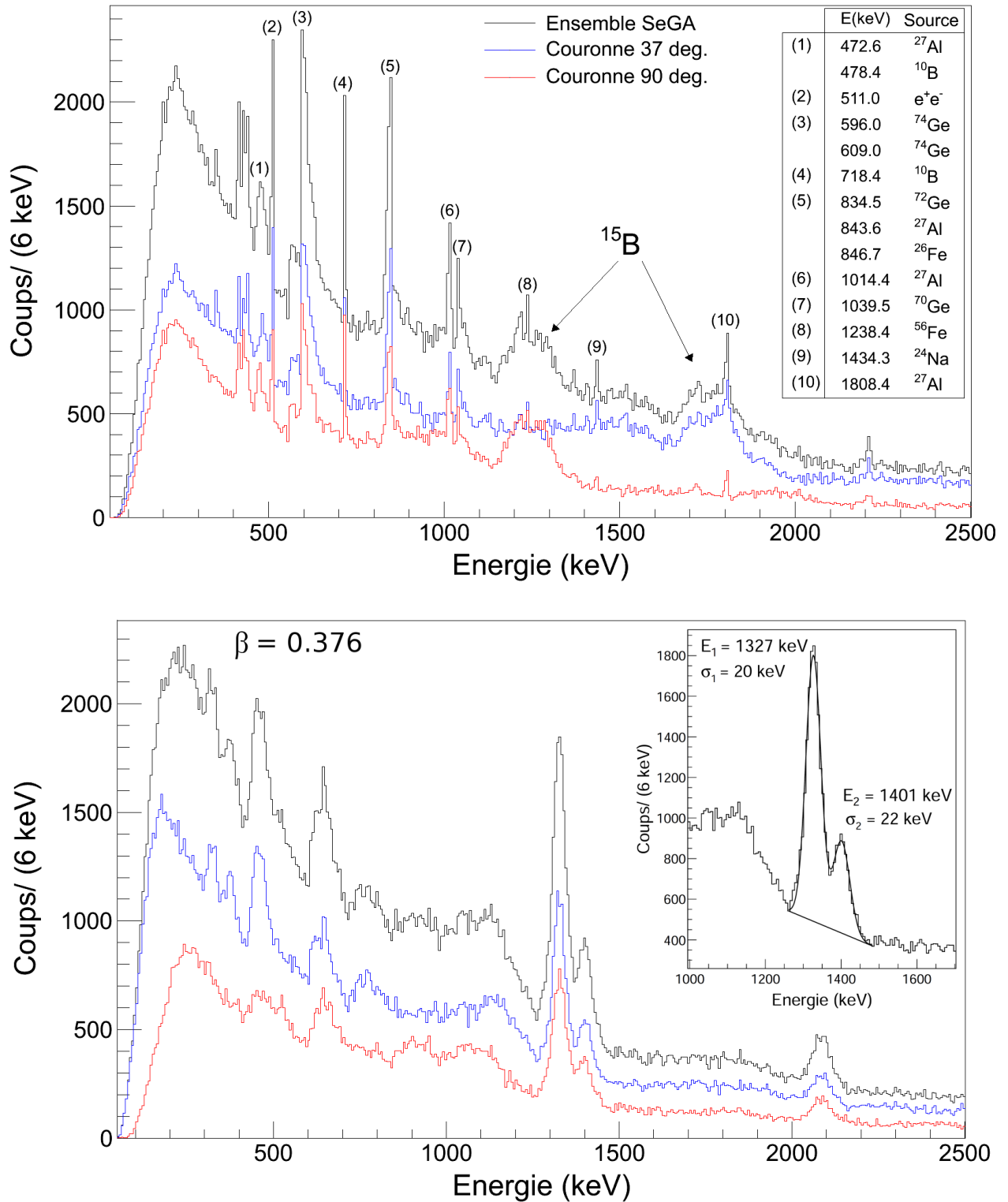
- L’incertitude sur la détermination de l’angle d’émission  $\theta_\gamma$  est, quant à elle, dominée par l’ouverture angulaire  $\Delta\theta$  des segments qui est de 40 mrad ( $\sim 2.3^\circ$ ) pour un segment de 1 cm à 25 cm de la cible.
- L’incertitude sur l’angle de diffusion du noyau émetteur  $\theta_N$  qui contribue à la résolution finale de façon négligeable devant la vitesse et la granularité des détecteurs.

Cette relation est tracée en fonction de l’angle de détection  $\theta_{lab}$  sur la figure 4.7 pour un  $\gamma$  d’une énergie  $E_0$  de 1.3 MeV émis en milieu de cible par le  $^{15}\text{B}$  à 75 MeV/u produit par la réaction  $^{16}\text{C}(^9\text{Be},\text{X})^{15}\text{B}$ . On voit que la résolution est dominée par l’incertitude sur la détermination de  $\theta_\gamma$  et qu’elle vaut en moyenne 1.3% et 1.5% dans la zone couverte par nos détecteurs à  $37^\circ$  et  $90^\circ$ , respectivement.

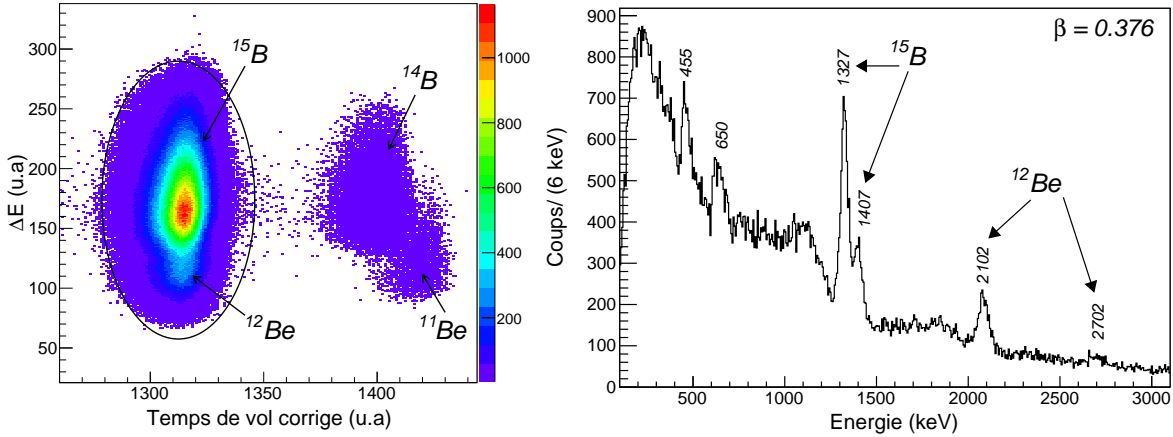
#### 4.2.4 Bruit de fond

Sur le spectre non corrigé Doppler du  $^{15}\text{B}$ , on peut observer de nombreuses raies provenant d’émissions  $\gamma$  de noyaux à l’arrêt attribuées principalement au germanium et à l’aluminium [38] présents dans les détecteurs et le tube faisceau entourant la cible qui sont excités par la diffusion de particules produites par la réaction (voir Fig.4.8). L’important est de vérifier qu’une fois corrigées Doppler, ces raies ne vont pas contribuer aux énergies où l’on observe celles du  $^{15}\text{B}$  (entre 1.25 et 1.5 MeV). Dans notre cas, toutes ces raies intenses de bruit de fond créent un ensemble de structures dans le spectre après correction jusqu’à 1.2 MeV environ (voir Fig. 4.8b). Seules celles indexées (8),(9) et (10) contribuent après correction à l’intervalle d’énergie d’intérêt pour le  $^{15}\text{B}$ . Ces raies peu intenses représentent 1% de l’intégrale totale des deux photo-pics du  $^{15}\text{B}$ . Cette contamination est prise en compte dans l’erreur concernant l’évaluation des sections efficaces et distribution en moment vers les états excités du  $^{15}\text{B}$ .

D’autre part, un bruit de fond exponentiel est sous-jacent à l’ensemble du spectre  $\gamma$ . Ce type de bruit est couramment observé dans les expériences de spectroscopie  $\gamma$  en vol à ces énergies intermédiaires et s’explique principalement par des processus atomiques et



**Fig. 4.8** – Spectre  $\gamma$  avant (haut) et après correction Doppler (bas) conditionné par un contour en  $\Delta E - T_{vol}$  sur les résidus de  $^{15}\text{B}$  issus de l'arrachage d'un nucléon sur le  $^{16}\text{C}$ . On observe notamment une transition à 2102 keV identifiée par la suite comme une contamination en  $^{12}\text{Be}$  dans le contour d'identification (voir partie 4.3).



**Fig. 4.9** – Gauche : Matrice d’identification  $\Delta E$ - $T_{vol}$  du  $^{15}\text{B}$  issu de  $^{16}\text{C}(^9\text{Be}, X)^{15}\text{B}$ .  
Droite : Spectre  $\gamma$  corrigé Doppler conditionné par le contour en  $\Delta E$ - $T_{vol}$ .

notamment le rayonnement de freinage (“bremsstrahlung”) des électrons de la cible produits par collision avec le projectile [39].

#### 4.2.5 Distributions en moment exclusives

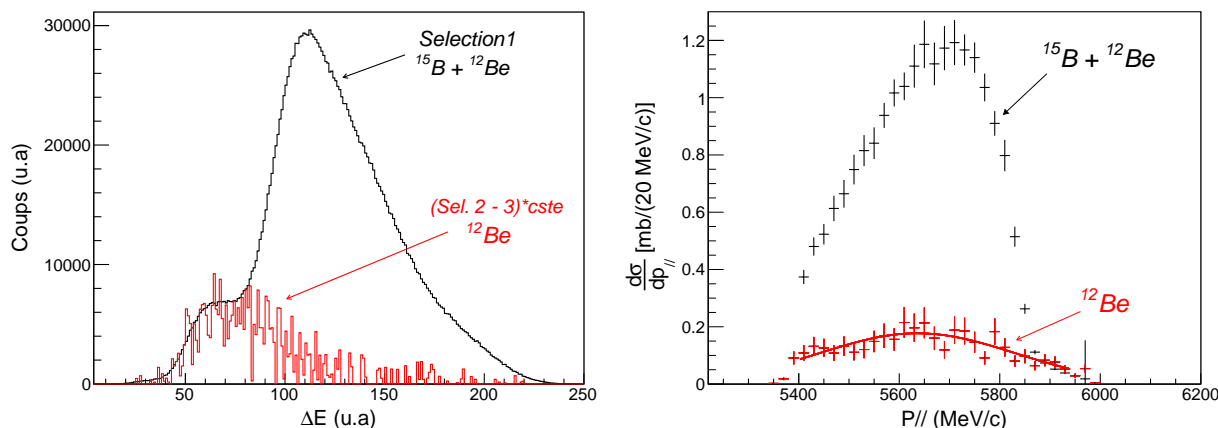
La distribution en moment exclusive correspondant à la population d’un état final excité peut être identifiée par l’observation d’une transition  $\gamma$  en coïncidence avec le résidu sélectionné. Par exemple, dans le spectre  $\gamma$  corrigé Doppler en coïncidence avec un résidu de  $^{15}\text{B}$  de la figure 4.8, on identifie clairement les deux transitions du  $^{15}\text{B}$  à 1327 keV et 1407 keV. Pour estimer la proportion du bruit de fond sous-jacent à ces transitions dans ce spectre, on les ajuste par une somme de deux gaussiennes et d’un bruit linéaire.

La distribution en moment de ce bruit de fond est évaluée pour une gamme d’énergie  $\gamma$  voisine juste au-dessus du photo-pic d’intérêt puis normalisée pour correspondre à l’intégrale du bruit sous le photo-pic afin d’être soustraite à la distribution en moment totale. Dans le cas du  $^{15}\text{B}$ , les deux transitions ne sont pas complètement séparés, ce qui introduit une incertitude supplémentaire sur la répartition des événements pour les deux états excités (discutée dans la section 5.2.2). Pour finir, la distribution de l’état fondamental est extraite en soustrayant l’ensemble des distributions des états excités à la distribution inclusive, à condition bien sûr de pouvoir toutes les mesurer.

Cette méthode est soumise à la même procédure de normalisation que pour les distributions inclusives (voir section 4.1.5) mais il faut rajouter un facteur d’efficacité géométrique de détection  $\gamma$ . A partir de la courbe d’efficacité mesurée dans le laboratoire (voir section 3.4.2), on suit la procédure décrite dans [40] pour tenir compte de la modification de l’angle solide couvert due à l’accélération (“boost”) de Lorentz. Pour un rayon  $\gamma$  de 1.35 MeV émis par un noyau à un  $\beta$  de 0.376, nous obtenons ainsi une efficacité de 2.41% au lieu de 2.06% dans le laboratoire.

### 4.3 Contaminant $^{12}\text{Be}$ dans la réaction $^{16}\text{C}(^9\text{Be}, X)^{15}\text{B}$

L’identification du  $^{15}\text{B}$  issu de l’arrachage d’un proton sur le  $^{16}\text{C}$  a été plus difficile car un autre produit de réaction n’a pu être complètement séparé du  $^{15}\text{B}$  dans le spectre  $\Delta E(T_{vol})$



**Fig. 4.10** – (Gauche) Perte d'énergie dans la chambre d'ionisation pour les événements sélectionnés en  $\Delta E$ - $T_{vol}$  avec ou sans coïncidence avec un gamma issu de la transition à 2102 keV du premier état excité vers le fondamental du  $^{12}\text{Be}$ . (Droite) Distribution en moment parallèle du ( $^{15}\text{B} + ^{12}\text{Be}$ ) et du  $^{12}\text{Be}$  ajustée par une gaussienne.

(Fig. 4.9).

En traçant le spectre  $\gamma$  conditionné par le contour tracé sur la figure 4.9, nous avons pu identifier des raies  $\gamma$  à 1327 et 1407 keV du  $^{15}\text{B}$  mais aussi des raies résiduelles à 2102 et 2702 eV correspondant à des transitions dans le  $^{12}\text{Be}$ . Ces deux noyaux possèdent le même rapport  $A/Q = 3$  donc, si leur vitesse est identique, ils se retrouvent à la même rigidité magnétique dans le plan focal. Dans ce cas précis, le temps de vol ne permet plus de séparer ces noyaux et la différence de perte d'énergie dans la chambre d'ionisation n'est pas suffisante pour les séparer de façon claire.

Pour évaluer la contribution du  $^{12}\text{Be}$  dans le contour d'identification, nous avons analysé des spectres de perte d'énergie  $\Delta E$  dans la chambre d'ionisation en appliquant différentes conditions de sélection sur les événements :

1. Sélection 1 : Contour  $\Delta E$ - $T_{vol}$  ( $^{15}\text{B}$  et  $^{12}\text{Be}$ )
2. Sélection 2 : Sélection 1 +  $\gamma$  en coïncidence avec  $E_\gamma \in [2000, 2170 \text{ keV}]$  ( $^{12}\text{Be}$  + fond  $\gamma$ )
3. Sélection 3 : Sélection 1 +  $\gamma$  en coïncidence avec  $E_\gamma \in [2170, 2340 \text{ keV}]$  (fond  $\gamma$ )

La contribution du  $^{12}\text{Be}$  est obtenue en soustrayant le spectre  $\Delta E$  en coïncidence avec le bruit de fond  $\gamma$  (sélection 3) à celui en coïncidence avec un  $\gamma$  du premier état excité du  $^{12}\text{Be}$  et du fond  $\gamma$  (sélection 2). Le résultat multiplié par un facteur de normalisation est présenté et comparé à l'ensemble des données sélectionnées en  $\Delta E$ - $T_{vol}$  sur la figure 4.10. On estime de cette façon que le  $^{12}\text{Be}$  contribue à environ 20(5)% à la totalité des événements.

La même procédure de sélection a été appliquée aux distributions en moment parallèle et la contribution du  $^{12}\text{Be}$  que nous avons évaluée est présentée en rouge sur la partie droite de la figure 4.10. L'hypothèse majeure supposée par cette procédure est que la distribution en moment exclusive du  $^{12}\text{Be}$  dans son premier état excité à 2102 keV est de la même forme que celle du  $^{12}\text{Be}$  dans son état fondamental. Cette hypothèse nous paraît justifiée car le  $^{12}\text{Be}$  est obtenu par la réaction du  $^{16}\text{C}$  sur le  $^9\text{Be}$  et ce processus n'est pas a priori direct. En effet, pour  $\Delta A > 2$ , des mécanismes de fragmentation statistique interviennent de façon

significative [41, 42] et nous considérons qu'ils sont dominants dans ce cas précis.

L'incertitude sur cette distribution en moment parallèle du  $^{12}\text{Be}$  est grande ( $\pm 20\%$  en moyenne). Cela est principalement dû à la faible statistique imposée par la condition sur une transition  $\gamma$ , à la procédure de soustraction de la contribution du fond  $\gamma$  et aux normalisations associées. La distribution en moment inclusive finale du  $^{15}\text{B}$  présentée dans la partie 5.2.2 est obtenue en soustrayant celle du  $^{12}\text{Be}$  que nous venons d'évaluer à celle de l'ensemble ( $^{15}\text{B} + ^{12}\text{Be}$ ).

---

# Chapitre 5

## Résultats et Discussion

---

Dans ce chapitre, les sections efficaces des réactions d'arrachage d'un nucléon sur le  $^{16}\text{C}$  et  $^{14}\text{O}$  ainsi que les distributions en moment parallèle expérimentales des résidus lourds sont présentées. Elles sont comparées à des prédictions théoriques issues d'un modèle de Glauber basé sur l'approximation eikonale décrit en introduction de ce chapitre.

### 5.1 Formalisme de Glauber

L'étude théorique de la diffusion et des réactions nucléaires aux énergies intermédiaires a connu un renouveau considérable ces vingt dernières années motivé par l'étude des noyaux à halos. Des approches semi-classiques, largement utilisées et validées pour décrire la diffusion de noyaux à haute énergie, ont servi de base au développement de modèles visant à décrire les réactions entre un projectile complexe constitué de plusieurs sous-ensembles (coeur + 1 ou 2n) et des cibles légères telles que  $^{12}\text{C}$  ou  $^9\text{Be}$ . Parmi ces approches, le modèle de Glauber [43] initialement appliqué à la diffusion nucléaire dans les années 1950, a fourni un cadre théorique permettant de calculer différentes observables pour des expériences impliquant des projectiles faiblement liés. Ce modèle, basé sur les approximations eikonale et adiabatique, a connu de nombreuses extensions visant à prendre en compte la structure composite du projectile et à étendre son domaine de validité. Ces extensions ont notamment fourni les premières estimations théoriques réalistes des tailles de noyaux à halos comme  $^{18}\text{He}$  et le  $^{11}\text{Li}$  et de leurs distributions angulaires élastiques.

**Approximation eikonale** Dans un modèle dit « eikonal » décrivant une diffusion à deux corps, on fait l'hypothèse que l'énergie  $E$  de la particule incidente est très grande devant l'amplitude du potentiel  $V$  cible-projectile ou que sa longueur d'onde est bien plus petite que la largeur  $a$  de ce potentiel :

$$\frac{V}{E} \ll 1, \quad ka \gg 1 \quad (5.1)$$

Cette condition justifie l'hypothèse adiabatique et présuppose que l'énergie communiquée au nucléon au cours du processus est suffisamment grande pour qu'il n'y ait pas de réajustement, i.e. d'interaction dans l'état final.

La condition 5.1 permet aussi de supposer que la trajectoire du projectile est rectiligne au cours du processus. La fonction d'onde du projectile peut alors s'écrire, en coordonnées cylindriques  $\vec{r} = (r, \theta, z) = (\vec{b}, z)$  avec  $\vec{b}$  le paramètre d'impact et le faisceau incident selon



l'axe  $z$ , sous la forme :

$$\Psi(\vec{r}) = e^{ikz} \phi(\vec{b}, z) \quad (5.2)$$

comme le produit d'une onde plane incidente et d'une fonction  $\phi(\vec{b}, z)$  qui module son amplitude. Pour des énergies de faisceau  $E = \hbar^2 k^2 / 2\mu$  élevées, cette fonction de modulation varie lentement en fonction de ses deux paramètres, ce qui nous permet de négliger les dérivées secondes correspondantes dans l'équation de Schrödinger. De cette façon, on obtient simplement l'équation de diffusion simplifiée suivante :

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{i}{\hbar v_p} V(\vec{r}) \phi \quad (5.3)$$

dont les solutions sont de la forme :

$$\phi(\vec{b}, z) = e^{i\chi(\vec{b}, z)} \quad (5.4)$$

$$\text{avec } \chi(\vec{b}, z) = -\frac{1}{\hbar v_p} \int_{-\infty}^z V(\vec{b}, z') dz' \quad (5.5)$$

La fonction d'onde eikonale  $\Psi(\vec{r})$  ainsi obtenue est ensuite remplacée directement dans le calcul des amplitudes de diffusion via les matrices de diffusion  $S(\vec{b}) = e^{i\chi(\vec{b})}$  pour calculer les sections efficaces.

**Sections efficaces et Matrices de diffusion** Pour l'arrachage d'un nucléon, on introduit la nature composite du projectile en considérant qu'il est constitué d'un cœur et d'un nucléon de valence. Les calculs sont donc basés sur deux quantités : la matrice de diffusion du cœur  $S_c$  et celle du nucléon de valence  $S_n$ .

Une section efficace d'arrachage d'un nucléon est la somme d'une partie dite de *stripping* et d'une partie diffractive. La partie stripping correspond aux processus où le nucléon de valence est enlevé via une interaction inélastique avec la cible tout en laissant le coeur intact. Sa section efficace a été définie formellement par Hussein et McVoy [44] en considérant un coeur inerte et l'approximation eikonale et s'écrit :

$$\sigma_{str} = \frac{1}{2I + 1} \int d\vec{b} \sum_m \langle \phi_{0m} | |S_c|^2 (1 - |S_n|^2) | \phi_{0m} \rangle \quad (5.6)$$

Cette partie de la section efficace d'arrachage a été construite à partir de concepts probabilistes intuitifs. On retrouve la probabilité que le cœur survive et soit diffusé élastiquement  $|S_c|^2$  et la probabilité que le nucléon soit absorbé par la cible  $1 - |S_n|^2$ . il est important de noter ici que dans toutes les analyses effectuées, les excitations du cœur sont incluses dans l'absorption de la matrice  $S$  correspondante. Les états finaux en cas de réaction avec le cœur ne sont pas traités explicitement. Ainsi, des excitations inélastique du coeur au cours de la collision ne sont pas calculées mais prises en compte globalement dans  $|S_c|^2$ . La partie diffractive correspond aux processus au cours desquels le nucléon est dissocié du coeur par cassure élastique et sa section efficace s'exprime comme :

$$\sigma_{diff} = \frac{1}{2I + 1} \int d^2b \sum_{mm'} (\langle \phi_{0m'} | |S_c|^2 |S_n|^2 | \phi_{0m} \rangle \delta_{mm'} - |\langle \phi_{0m'} | S_c S_n | \phi_{0m} \rangle|^2) \quad (5.7)$$

où  $m$  et  $m'$  sont les projections des moments angulaires de l'état initial et final, respectivement. Le principe de dérivation de ces deux parties de la section efficace de knockout

(éq. 5.6 et éq. 5.7) ainsi qu'une bibliographie complète sur le sujet sont présentés dans les références [45, 46, 47].

Les matrices  $S$  peuvent être calculées explicitement à partir de potentiels optiques et un traitement dépendant du temps comme décrit dans l'équation 5.5 ou d'un manière intégrée le long de la trajectoire si l'hypothèse adiabatique est appliquée. Pour pouvoir comparer directement nos résultats à la systématique de A. Gade *et al.* [15], nous avons suivi la même procédure pour évaluer ces matrices  $S$  en utilisant la méthode de double convolution dans la limite optique du modèle de Glauber [43]. Cela donne par exemple pour le déphasage intervenant dans la matrice de diffusion du coeur  $S_c$  :

$$\chi_C(\vec{b}) = - \int dz \int d\vec{r}' \sigma_{NN}(E, \rho(\vec{r}')) \rho_C(\vec{r}') \rho_T(|\vec{b} - \vec{r}'|) \quad (5.8)$$

La densité du coeur  $\rho_C(\vec{r})$  est obtenue à partir d'un calcul Hartree-Fock utilisant l'interaction effective de Skyrme Sly4 [48] à l'aide du code HFBRAD [49]. La fonction d'onde du nucléon enlevé est calculée dans un potentiel de Woods-Saxon dont la profondeur et le rayon ont été ajustés pour reproduire l'énergie de séparation expérimentale de ce nucléon et le rayon carré moyen de la fonction d'onde HF correspondante. Dans l'équation 5.8, la dépendance en densité de la section efficace nucléon-nucléon  $\sigma_{NN}$  est couramment négligée afin de réduire le nombre d'intégrales à calculer. On utilise alors une paramétrisation de cette section efficace ne dépendant que de l'énergie [50]. Or on sait que  $\sigma_{NN}$  dans le milieu nucléaire est réduite par rapport à l'interaction nue car certains états finaux sont interdits par le principe de Pauli. C'est une des limitations de ce modèle dont nous avons cherché à explorer l'effet sur les sections efficaces de particule individuelle dans une étude dédiée [51]. Pour cela, nous avons réalisé ces calculs en conservant cette dépendance en densité et en utilisant notamment une paramétrisation issue de calculs microscopiques Brueckner-Hartree-Fock dans la matière nucléaire asymétrique en isospin fournie par I. Vidana [52]. L'article publié à la suite de cette étude est présenté en annexe B. Les résultats montrent que ces effets de milieu liés au principe de Pauli qui réduit l'espace des phases disponible induisent une réduction de la section efficace de knockout de 10% en moyenne et allant jusqu'à 20% entre 50 et 100 MeV/nucléon. Ces résultats ont été confirmés par C. A. Bertulani et C. De Conti [53].

Enfin, il est important de noter pour la suite de cette discussion que les distributions en moment théoriques ont été calculées en suivant les références [54, 55] mais surtout en utilisant les mêmes matrices de diffusion  $S$  que celles utilisées pour le calcul des sections efficaces théoriques de particule individuelle. Ces distributions eikonales ont été normalisées aux résultats expérimentaux uniquement pour comparer leur forme mais leur intégrale ne reflète pas la section efficace théorique qui est calculée indépendamment.

## 5.2 Arrachage d'un nucléon sur $^{16}\text{C}$

### 5.2.1 $^{16}\text{C}(^9\text{Be}, \text{X})^{15}\text{C}$

Pour la réaction d'arrachage d'un neutron  $^{16}\text{C}(^9\text{Be}, \text{X})^{15}\text{C}$  à 75 MeV/nucléon (énergie à mi-cible), nous avons extrait une section efficace inclusive de  $81.4 \pm 7$  mb à partir de la distribution en moment du  $^{15}\text{C}$  présentée sur la Fig 5.1(a).

Cet arrachage d'un neutron sur le  $^{16}\text{C}$  a déjà été mesuré précédemment au NSCL sur une cible de  $^9\text{Be}$  à une énergie incidente de 62 MeV/nucléon [24] et servira de point de comparaison. La section efficace inclusive de 81(7) mb que nous mesurons est en bon accord avec

Ref	Cible	Energie (MeV/nucléon)	$\sigma_{exp}$ (mb)	$\sigma_{\ell=0}$ (%)	$\sigma_{\ell=2}$ (%)
ce travail	$^9\text{Be}$	75	81(7)	44(5)	56(5)
[24]	$^9\text{Be}$	62	77(9)	42(6)	58(6)
[19]	$^{12}\text{C}$	55	65(6)	–	–
[56]	$^{12}\text{C}$	83	$65^{+15}_{-10}$	–	–

**Tab. 5.1** – Compilation des sections efficaces expérimentales d’arrachage d’un neutron sur le  $^{16}\text{C}$  pour différentes énergies et cibles ainsi que la contribution des ondes  $s$  et  $d$ .

leur valeur de 77(9) mb. D’autre part, cette réaction a aussi été réalisée sur une cible de carbone à 55 et 83 MeV/nucléon [19, 56]. Bien que ces mesures ne soient pas directement comparables avec la nôtre à cause des différences d’énergie incidente et de cible, elles sont résumées à titre indicatif dans le tableau 5.1 et sont compatibles avec notre mesure. Nous n’observons pas de dépendance en énergie mais il peut être intéressant d’effectuer ce type de mesure à des énergies sensiblement différentes pour étudier l’évolution de ces sections efficaces et tester plus précisément le domaine de validité en énergie de l’approximation eikonale.

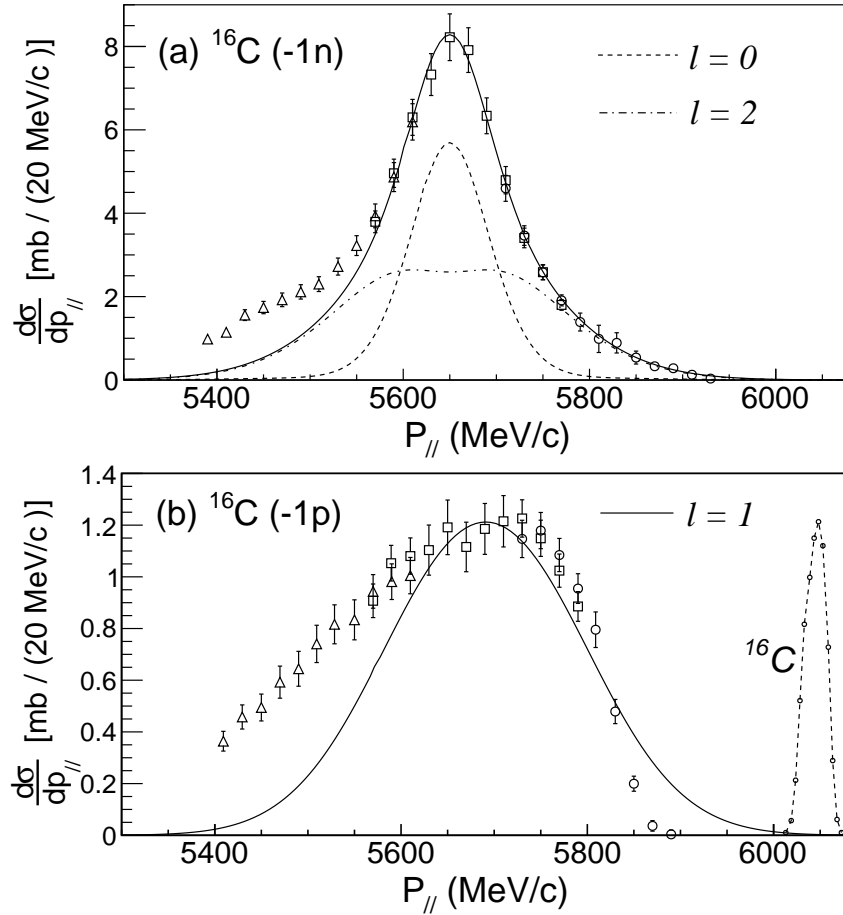
Rappelons que le  $^{15}\text{C}$  a un état excité lié  $5/2^+$  à 720 keV qui décroît vers le fondamental  $1/2^+$  par une transition électromagnétique E2 avec un temps de vie de 2.60(7) ns correspondant à une distance de vol d’environ 30 cm. De ce fait, la procédure de correction Doppler décrite dans la partie 4.2.2 n’est plus adaptée. Pour ces raisons, nous n’avons pas utilisé cette transition pour déterminer la section efficace vers cet état excité mais nous avons utilisé la forme de la distribution en moment parallèle pour différencier la contribution du fondamental et du premier état excité.

Les distributions en moment parallèle théoriques ont été calculées pour l’arrachage d’un neutron de moment angulaire  $\ell = 2$  (état excité) et  $\ell = 0$  (état fondamental). Ces distributions ont été convoluées avec le profil en moment du faisceau de  $^{16}\text{C}$  d’une largeur à mi-hauteur de 25 MeV/c représenté sur la partie droite de la figure 5.1(b). L’amplitude des différentes contributions a été ajustée pour reproduire au mieux les données. On observe un très bon accord entre la distribution théorique finale et les points expérimentaux, à l’exception d’une traîne à bas moment. Ce genre d’asymétrie modérée a déjà été observé à plusieurs reprises pour d’autres réactions, notamment dans [19], et est bien reproduit par un traitement en voies couplées du canal de cassure élastique [57]. Elle n’a cependant pas été observée dans l’expérience de référence [24] s’intéressant à la partie centrale de la distribution.

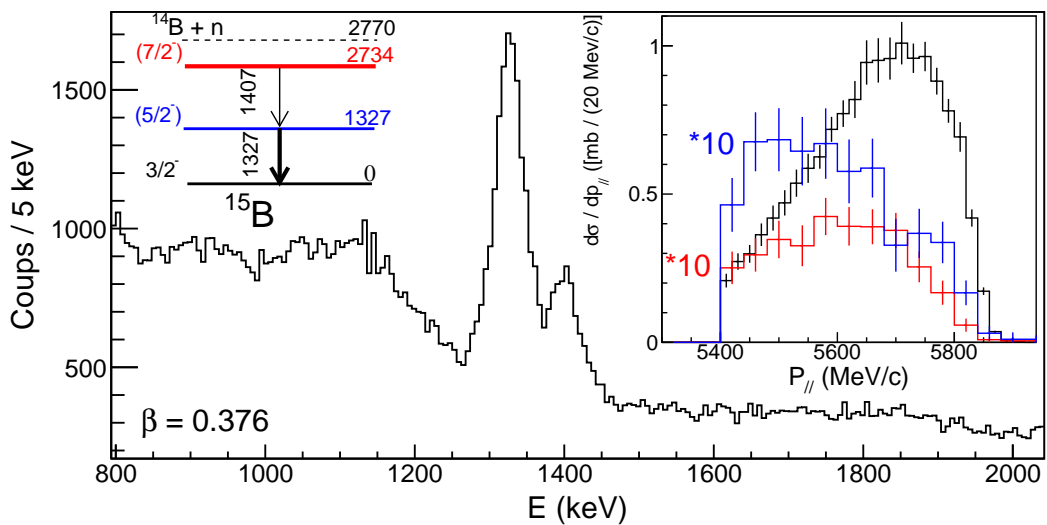
A partir de l’ajustement des amplitudes, nous estimons que la population de l’état fondamental ( $\ell = 0$ ) et de l’état excité lié ( $\ell = 2$ ) contribue respectivement à 44(5)% et 56(5)% de la section efficace inclusive totale. Ces pourcentages d’onde  $s$  et  $d$  sont aussi en accord avec les valeurs de 42(6)% et 58(6)% de la référence [24].

### 5.2.2 $^{16}\text{C}(^9\text{Be}, \text{X})^{15}\text{B}$

La réaction  $^{16}\text{C}(^9\text{Be}, \text{X})^{15}\text{B}$  implique l’arrachage d’un proton fortement lié avec une énergie de séparation  $S_p = 22.6$  MeV. Rappelons que la spectroscopie du  $^{15}\text{B}$  a déjà été étudiée [26] et présente un état fondamental  $3/2^-$  ainsi que deux états excités liés : un état  $7/2^-$  à 2734 keV ainsi qu’un état  $5/2^-$  à 1327 keV au-dessus du fondamental. L’assignation du spin et



**Fig. 5.1** – Distributions en moment parallèle inclusives du  $^{15}\text{C}$  (haut) et du  $^{15}\text{B}$  (bas) issus de l'arrachage d'un nucléon sur le  $^{16}\text{C}$ . Les différents symboles représentent des mesures centrées sur différentes rigidités magnétiques. Les prédictions théoriques pour différents moments angulaires  $\ell$  sont présentées. Elles ont été convoluées avec le profil en moment du faisceau de  $^{16}\text{C}$  et normalisées aux données.



**Fig. 5.2** – Spectre gamma corrigé Doppler en coincidence avec un  $^{15}\text{B}$  issu de la réaction  $^{16}\text{C}(^9\text{Be}, \text{X})^{15}\text{B}$  à 75 MeV/nucléon. (Insert) Distributions en moment de l'état fondamental (noir), du premier et du deuxième état excité (bleu et rouge).

de la parité de ces états, consistant avec le schéma de décroissance observé, repose sur une comparaison avec des prédictions de modèle en couche utilisant l'interaction WBT qui reproduisent bien les énergies d'excitation mesurées lors de cette expérience [26].

Pour cette réaction  $^{16}\text{C}(^9\text{Be}, \text{X})^{15}\text{B}$  à 75 MeV/nucléon (à mi-cible), nous avons extrait une section efficace inclusive de  $20.4 \pm 2.2$  mb à partir de la distribution en moment du  $^{15}\text{B}$  présentée sur la Fig 5.1(b). Cette distribution en moment est très asymétrique et présente à la fois une grande traîne à bas moment et un front très abrupt à haut moment. La prédiction eikonale supposant l'arrachage d'un nucléon sur une couche  $p$  ne permet pas de reproduire cette forme.

Le spectre de désexcitation  $\gamma$  prompt en coïncidence avec les éjectiles de  $^{15}\text{B}$  est présenté sur la figure 5.2. En sélectionnant les événements pour lesquels la transition à 1407 keV a été observée et en soustrayant la contribution du bruit de fond  $\gamma$  sous-jacent, nous avons extrait une section efficace vers le deuxième état excité ( $7/2^-$ ) de 0.8(1) mb. Ensuite, nous avons mesuré une section efficace de 1.3(2) mb vers le premier état excité ( $5/2^-$ ) en faisant de même sur la transition à 1327 keV et en soustrayant la contribution indirecte due à la population de cet état via la décroissance du ( $7/2^-$ ). Dans le cas d'un processus d'arrachage direct, la population de ces deux états n'est pas attendue. En effet, si on considère que les protons sont contenus dans un espace de valence  $spsd$ , les seuls états de parité négative pouvant être peuplés via l'arrachage d'un nucléon de moment angulaire  $\ell = 1$  sont limités à  $J^\pi = 1/2^-$  ou  $J^\pi = 3/2^-$ .

D'autre part, les distributions en moment correspondant à la population directe de ces deux états excités du  $^{15}\text{B}$  et du fondamental sont représentées dans l'insert de la figure 5.2. Les centroïdes de ces deux distributions sont situés entre 5550 et 5600 MeV/c à des valeurs plus basses que la distribution vers l'état fondamental. L'incertitude sur la forme de ces distributions est dominée par la procédure de soustraction de la contribution du bruit fond  $\gamma$ .

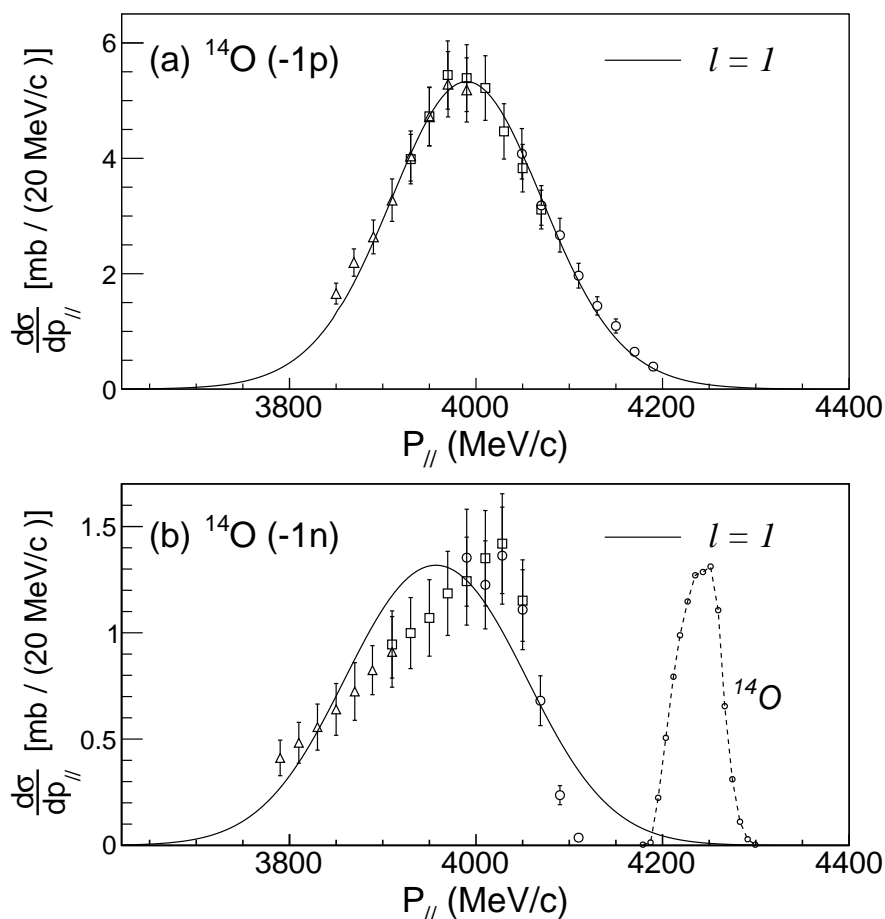
Enfin, la section efficace vers l'état fondamental du  $^{15}\text{B}$  que nous déduisons est de  $18.3 \pm 2.2$  mb. En comparaison avec la prédiction de 51.4 mb (voir Tab 5.2) nous obtenons un rapport de réduction  $R_s$  de 36(5)% de l'ordre de ce qui a déjà été observé pour des noyaux plus lourds pauvre en neutrons de la couche  $sd$  [15]. C'est la première fois qu'une telle réduction est observée pour l'arrachage d'un proton dans un noyau riche en neutrons.

## 5.3 Arrachage d'un nucléon sur $^{14}\text{O}$

Pour l'arrachage d'un nucléon sur l' $^{14}\text{O}$  ( $S_n = 23.2$  MeV,  $S_p = 4.25$  MeV) à 53 MeV/nucléon (à mi-cible), aucun des résidus d' $^{13}\text{O}$  et d' $^{13}\text{N}$  n'a d'état excité lié. Les distributions en moment théoriques ont été convoluées avec le profil en moment du faisceau d' $^{14}\text{O}$  d'une largeur à mi-hauteur de 75 MeV/c (représenté en tirets sur la figure 5.3b)

### 5.3.1 $^{14}\text{O}(^9\text{Be}, \text{X})^{13}\text{N}$

Une section efficace inclusive d'arrachage d'un proton sur l' $^{14}\text{O}$  de  $56.5 \pm 4.9$  mb a été extraite à partir de la distribution en moment de l' $^{13}\text{N}$  présentée sur la Fig 5.3a. Cette valeur est en bon accord avec la prédiction de 62 mb ( $R_s=84(7)\%$ ). La distribution en moment parallèle de l' $^{13}\text{N}$  est symétrique et très bien reproduite par l'hypothèse eikonale pour l'arrachage d'un proton de moment angulaire  $\ell = 1$  convolué avec le profil en moment du faisceau.



**Fig. 5.3** – Distributions en moment parallèle inclusives du  $^{13}\text{N}$  (haut) et du  $^{13}\text{O}$  (bas) issus de l'arrachage d'un nucléon sur l' $^{14}\text{O}$ . Les différents symboles représentent des mesures centrées sur différentes rigidités magnétiques. Les prédictions théoriques pour différents moments angulaires  $\ell$  sont présentées et ont été convoluées avec le profil en moment du faisceau de  $^{14}\text{O}$ .

### 5.3.2 $^{14}\text{O}(^9\text{Be}, \text{X})^{13}\text{O}$

Une section efficace inclusive de  $14.5 \pm 2.9$  mb pour l'arrachage d'un neutron sur l' $^{14}\text{O}$  est obtenue à partir de la distribution en moment de l' $^{13}\text{O}$  (voir Fig 5.3b). Cette valeur représente 23(5)% de la prédiction théorique de 58.9 mb. Ce désaccord est, comme pour le  $^{16}\text{C}$ , associé à une distribution en moment asymétrique qui présente une traîne à bas moment et un front à haute énergie encore plus abrupt que pour le  $^{15}\text{B}$ .

Le cas de l' $^{14}\text{O}$  est clair et vient confirmer les résultats obtenus pour le  $^{16}\text{C}$ . Alors que l'on s'attend à des distributions similaires pour l'arrachage d'un proton ou neutron de moment angulaire  $\ell = 1$ , on observe une nette différence de forme dans le cas de l'arrachage d'un neutron fortement lié.

	$^{14}\text{O}$ (-1n)		$^{14}\text{O}$ (-1p)		$^{16}\text{C}$ (-1n)	$^{16}\text{C}$ (-1p)
	E5107	E10502	E5107	E10502	E5107	E5107
$\sigma_{int}$ (mb)	13.8	13.6	54.1	54.3	79.6	19.5
$\sigma_m$ (mb)	0.7	0.3	2.4	3.6	1.8	0.9
$\delta\sigma_{stat}$	4.9%	2.1%	1.6%	1.5%	2%	0.3%
$\delta\sigma_{norm}$	5.5%	3%	5.5%	3%	5.5%	5.5%
$\delta\sigma_{purete}$	15%	1%	15%	1%	1%	1%
$\delta\sigma_{cut}$	3%	1%	3%	1%	3%	3%
$\delta\sigma_{cible}$	2%	2%	2%	2%	2%	2%
$\delta\sigma_{trou}$	1%	–	1%	–	1%	1%
$\delta\sigma_{Be}$	–	–	–	–	–	6.25%
$\sigma$ (mb)	14.5	13.9	56.5	57.9	81.4	20.4
$\delta\sigma$ (mb)	2.5	0.6	3.7	2.2	5.8	1.8
$\delta\sigma_m$ (mb)	0.35	0.1	1.2	1.8	0.9	0.4
$\sigma_{th}$ (mb)	63.5	63.5	67	67	86.8	51.4 (gs)
$R_s$	0.23(5)	0.22(1)	0.84(7)	0.87(6)	0.94(8)	–

**Tab. 5.2** – Bilan des sections efficaces inclusives mesurées et des erreurs associées pour les différentes réactions d'arrachage d'un nucléon sur l' $^{14}\text{O}$  et le  $^{16}\text{C}$ .  $\sigma_{int}$  représente l'intégrale des distributions en moment mesurées et  $\sigma_m$  la partie manquante extrapolée. Les erreurs correspondent de haut en bas à : l'erreur statistique, l'erreur sur la normalisation, la pureté du faisceau, le contour d'identification du résidu lourd, l'épaisseur de cible, la correction du trou d'acceptance et sur la contamination en Be dans l'identification du  $^{15}\text{B}$ .

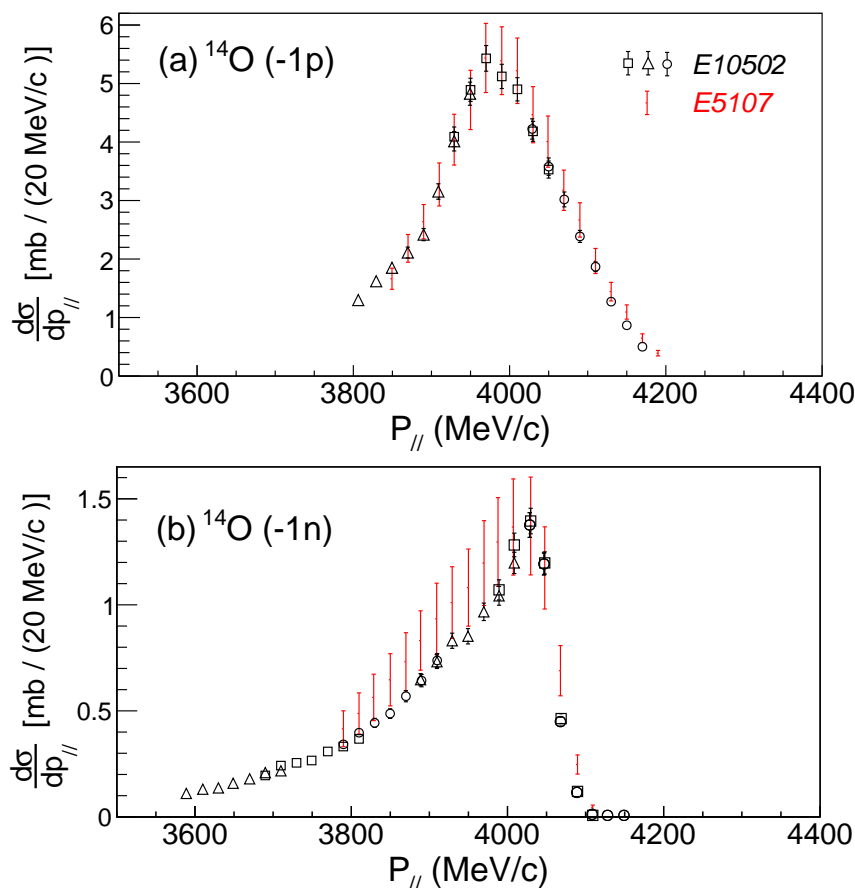
## 5.4 Vérification

De telles distributions en moment parallèle fortement asymétriques avec une coupure franche à haut moment n'ayant jamais été observées auparavant, nous avons été amenés à discuter et à vérifier en détail au sein de la collaboration l'ensemble des étapes d'analyse ainsi que le fonctionnement des détecteurs au cours de la prise de données.

Plusieurs observations nous ont permis d'écarter d'éventuels problèmes de traitement de données :

- La réaction de référence  $^{16}\text{C}(^9\text{Be}, \text{X})^{15}\text{C}$  dont les résultats coïncident avec des mesures indépendantes déjà publiées.
- Le très bon accord entre les prédictions théoriques et nos mesures pour l'arrachage d'un nucléon faiblement lié pour deux noyaux différents ( $^{14}\text{O}$  et  $^{16}\text{C}$ ).

Du côté matériel par contre, des variations ponctuelles de courant dans les dipôles du spectromètre ont été décelées. Plus précisément, lorsque l'on demande au système de contrôle du S800 d'ajuster ces courants afin de se placer à une rigidité magnétique donnée, il se base sur une valeur du champ magnétique mesurée à partir d'une sonde RMN (résonance magnétique nucléaire). Normalement, à chaque modification de la consigne, le buffer contenant la précédente mesure de champ est réinitialisée à zéro pour pouvoir recommencer à



**Fig. 5.4** – Distributions en moment parallèle inclusives du  $^{13}\text{N}$  (haut) et du  $^{13}\text{O}$  (bas) issus de l'arrachage d'un nucléon sur l' $^{14}\text{O}$ . Les différents symboles représentent des mesures de l'expérience de confirmation E10502 centrées sur différentes rigidités magnétiques. En rouge sont superposées les mêmes distributions pour l'expérience initiale E5107.

cycler sur de bonnes bases. Il s'avère que cette remise à zéro n'a pas fonctionné pour certains runs. Concrètement, cela s'est traduit par une mauvaise valeur de courant appliquée pendant une partie de ces runs puis un retour à la valeur nominale. Comme nous avons pu déterminer à quel moment précis ces changements sont intervenus, nous avons enlevé de notre analyse les prises de données touchées par ce problème. D'autre part, quelques mois après l'expérience, les rigidités magnétiques ont été mesurées en imposant les intensités dans les aimants relevées pendant l'expérience afin d'avoir les valeurs exactes et non uniquement les valeurs de consigne sur lesquelles un doute existait.

L'ensemble des résultats présentés dans les sections précédentes tiennent compte de ces observations et ne contiennent que les données pour lesquelles aucun problème n'a été identifié. Par précaution, comme certains de nos résultats étaient inattendus et qu'un problème technique a été identifié, nous avons proposé une mesure de vérification des deux réactions d'arrachage d'un nucléon sur l' $^{14}\text{O}$  en gardant exactement les mêmes conditions expérimentales.

Environ deux ans après l'expérience E5107, nous avons pu effectuer cette nouvelle mesure. L'unique différence est l'utilisation d'un faisceau primaire d' $^{16}\text{O}$  qui après fragmentation nous donne un faisceau secondaire contenant 73(1)% d' $^{14}\text{O}$  d'une largeur en moment d'environ 25 MeV/c à mi-hauteur. Le séparateur de fragments A1900 et le S800 ont été réglés afin



d'obtenir strictement la même énergie de 53 MeV/nucléon (en milieu de cible) que pour la première expérience. Les distributions en moment parallèle inclusives de l' $^{13}\text{N}$  (haut) et de l' $^{13}\text{O}$  (bas) issus de l'arrachage d'un nucléon sur l' $^{14}\text{O}$  sont présentées sur la figure 5.4. Comme nous étions principalement intéressés par la confirmation des résultats de l'expérience E5107 pour la réaction d'arrachage d'un neutron, nous avons effectué six mesures centrées sur différentes rigidités magnétiques afin de couvrir l'ensemble de la distribution en moment de l' $^{13}\text{O}$ . L'ensemble des sections efficaces inclusives ainsi que le bilan d'erreurs pour chacune des réactions sont résumés dans le tableau 5.2.

Les distributions en moment parallèle de cette nouvelle mesure confirment les observations de la première expérience et lèvent l'ambiguïté sur un mauvais fonctionnement du dispositif.

Pour la réaction  $^{14}\text{O}(-1p)$ , les deux expériences sont en très bon accord et deux points supplémentaires semblent indiquer la présence d'une légère traîne à bas moment comme dans le cas de l'arrachage d'un neutron sur le  $^{16}\text{C}$ .

Pour la réaction  $^{14}\text{O}(-1n)$ , la distribution en moment parallèle est à nouveau très asymétrique et confirme l'existence d'une coupure physique brutale à haute énergie. Les deux expériences sont en accord au niveau de la forme de cette distribution mais présente une légère différence de normalisation d'environ 10%. Dans l'expérience initiale, l'incertitude sur la pureté du faisceau d' $^{14}\text{O}$  et la faible statistique (voir Tab.5.2) semble justifier en grande partie cette différence.

## 5.5 Discussion

### 5.5.1 Sections efficaces

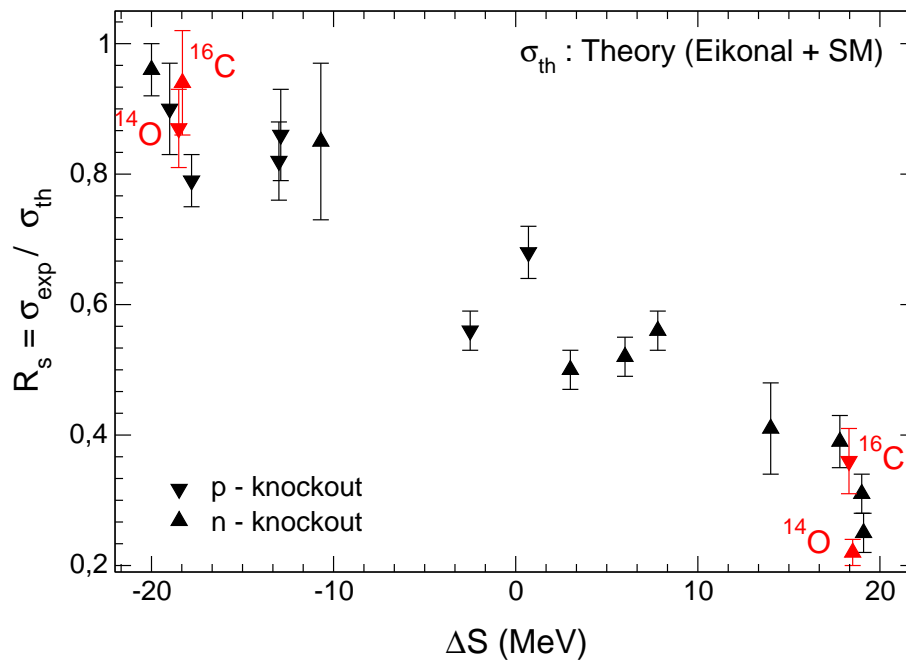
Rappelons que le facteur de réduction  $R_s$  est défini comme le rapport entre la section efficace d'arrachage d'un nucléon expérimentale et théorique calculée à partir de la formule suivante :

$$\sigma_{th} = \sum_j \left( \frac{A}{A-1} \right)^N C^2 S(j) \sigma_{sp}(j, S_N + E_x[j]) \quad (5.9)$$

où le terme  $(A/A-1)^N$  correspond à une correction de centre de masse du facteur spectroscopique, avec  $A$  la masse du noyau initial et  $N$  est le nombre quantique principal de la couche d'oscillateur harmonique sur laquelle le nucléon est enlevé [58, 12].

Sur la figure 5.5, les facteurs de réduction calculés à partir des résultats pour l'arrachage d'un nucléon sur le  $^{16}\text{C}$  et  $^{14}\text{O}$  résumés dans le tableau 5.3 s'inscrivent parfaitement dans la systématique existante [15]. Par rapport aux noyaux initialement étudiés, nous étendons cette systématique à des noyaux légers très exotiques dont la structure est a priori bien décrite par le modèle en couches, et même à un noyau magique en protons et à sous-couche fermée en neutrons pour l' $^{14}\text{O}$ . C'est la première fois que l'on observe ce phénomène de réduction pour l'arrachage d'un proton dans un noyau riche en neutrons ( $^{16}\text{C}$ ,  $R_s=0.36(5)$ ) et de façon si importante pour l'arrachage d'un neutron dans un noyau riche en protons ( $^{14}\text{O}$ ,  $R_s=0.22(1)$ ). Par contre, dans le cas de l'arrachage d'un nucléon faiblement lié, les prédictions théoriques reproduisent très bien les section efficaces expérimentales ( $R_s = 0.87(6)$  et  $0.94(8)$ ).

Pour les noyaux riches en protons de la couche  $sd$  initialement étudiés par arrachage d'un neutron fortement lié ayant un  $\Delta S$  entre 15 et 20 MeV, il a été initialement suggéré que cette réduction pouvait être due à l'existence de corrélations manquantes provenant de la troncature de l'espace de valence qui seraient plus importantes dans le cas des nucléons en déficit. Si on suit cette hypothèse, dans le cas de l'arrachage d'un neutron sur l' $^{14}\text{O}$  il faudrait



**Fig. 5.5** – Facteur de réduction  $R_s$  en fonction de la différence  $\Delta S$  des énergies de séparation d'un nucléon en MeV. Les triangles noirs représentent les valeurs rassemblées dans [15] et les rouges, nos résultats.

Res.	E (MeV)	$J^\pi$	$\ell$	$\sigma_{sp}$ (mb)	$C^2S$	$\sigma_{th}$ (mb)	$\sigma_{exp}$ (mb)	$R_s$
$^{14}\text{O}$								
$^{13}\text{N}$	0.0	$1/2^-$	1	34	1.83	67	58(4)	0.87(6)
$^{13}\text{O}$	0.0	$3/2^-$	1	15.8	3.73	63.5	13.9(7)	0.22(1)
$^{16}\text{C}$								
$^{15}\text{B}$	0.0	$3/2^-$	1	16.8	2.87	51.4	18.3(22)	0.36(5)
	1.33	$5/2^-$	–	–	–	–	1.3(2)	–
	2.73	$7/2^-$	–	–	–	–	0.8(1)	–
$^{15}\text{C}$	0.0	$1/2^+$	0	59.7	0.78	49.7	35.8(50)	
	0.74	$5/2^+$	2	32.6	1.07	37.1	45.6(60)	
	total					86.8	81.4(70)	0.94(8)

**Tab. 5.3** – Résumé des résultats pour l'arrachage d'un nucléon sur l' $^{14}\text{O}$  à 53 MeV/nucleon et le  $^{16}\text{C}$  à 75 MeV/nucleon. Les sections efficaces de particule individuelle  $\sigma_{sp}$  calculées à partir d'une approche eikonale, les facteurs spectroscopiques théoriques  $C^2S$  calculés à partir de l'interaction WBT [16], les sections efficaces théoriques résultantes ( $\sigma_{th}$ ) et expérimentales ( $\sigma_{exp}$ ) ainsi que leur rapport  $R_s$  sont présentés.

que le facteur spectroscopique théorique varie de 3.73 à 1.24 pour que le facteur de réduction passe de 0.22 à une valeur de 0.6 (typique pour les noyaux stables). Une telle variation de facteur spectroscopique impliquerait un réel problème de description de la structure de l' $^{14}\text{O}$  à partir du modèle en couches avec l'interaction WBT. De plus, il faudrait que ce problème n'apparaissent que pour les neutrons et pas pour les protons. Les mêmes conclusions peuvent être tirées pour le  $^{16}\text{C}$ .

Une autre voie consiste à étudier les limites de la description du mécanisme de réaction pour l'arrachage d'un nucléon fortement lié et donc le calcul des sections efficaces de particule individuelle  $\sigma_{sp}$ . C'est dans ce sens que nous avons orienté nos recherches, influencés par les distributions en moment obtenues. J'ai pour cela contribué à une étude réalisée par C. Louchart [59] visant à utiliser et adapter un modèle de cascade intra-nucléaire [60, 61] et d'évaporation [62] pour l'arrachage d'un nucléon afin d'aller au-delà de l'approximation soudaine et d'un coeur inerte. Ce modèle prend en compte des processus indirects à partir d'une approche Monte-Carlo mais utilise en entrée des densités Hartree-Fock microscopiques similaires à celles utilisées pour le calcul eikonal. Les sections efficaces d'arrachage d'un nucléon ainsi calculées pour une série de noyaux très asymétriques sont en accord raisonnable avec les résultats expérimentaux ( $|\sigma_{th} - \sigma_{exp}| / \sigma_{exp} \leq 40\%$ ). Plus précisément pour l'arrachage d'un nucléon fortement lié, l'accord est particulièrement bon. Pour l' $^{14}\text{O}(-1n)$ , la section efficace calculée de 15.8 mb est d'ailleurs assez proche de la valeur expérimentale de notre étude de 13.9(7) soit un rapport  $R_s = 0.88(4)$ . Ce modèle suggère l'importance de prendre en compte explicitement l'excitation du coeur dans ce type de mécanisme mais des améliorations restent à effectuer pour gagner en prédictivité.

Ce travail confirme que des mesures exclusives d'arrachage d'un nucléon à différentes énergies sont essentielles afin de déterminer quels sont les processus dominants à inclure dans les modèles de réaction pour l'arrachage d'un nucléon très lié aux énergies intermédiaires.

## 5.5.2 Forme des distributions en moment parallèle

Les formes des distributions en moment parallèle que nous avons mesurées pour l'arrachage d'un nucléon fortement lié étant particulièrement asymétriques, nous avons essayé de comprendre quels effets physiques allant au-delà de l'approximation eikonale pouvaient les expliquer.

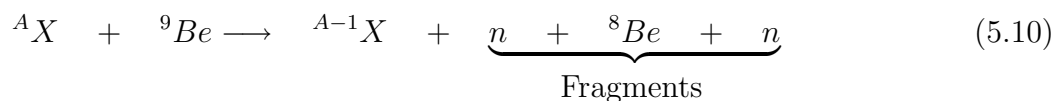
### 5.5.2.1 Coupure cinématique

L'effet le plus marquant sur ces distributions est le front très abrupt à haute énergie particulièrement visible pour l'arrachage d'un neutron sur le  $^{14}\text{O}$ . Des discussions au sein de la collaboration ont suggéré la présence d'une coupure cinématique en lien direct avec l'énergie de la réaction. L'idée proposée est qu'en dessous d'une certaine énergie incidente, il existe des cas où le nucléon de valence fortement lié ne reçoit pas suffisamment d'énergie au cours de l'interaction pour sortir du potentiel de liaison provoqué par le champ moyen du projectile. Dans ce cas une partie de l'espace des phases ne peut plus être explorée et une coupure apparaît sur la distribution du résidu lourd.

Un modèle de réaction développé par A. Bonnacorso et D. M. Brink a déjà prédit ce genre de coupure pour des distributions en moment d'un neutron peu lié obtenue par arrachage sur des isotopes de carbone [63]. Ce modèle traite la diffusion noyau-noyau semi-classiquement via l'approximation eikonale mais l'évolution spatiale et temporelle du neutron de valence est traitée microscopiquement via un potentiel d'interaction complexe avec la cible. Ce qui

est intéressant dans ce modèle est que, contrairement à une approche eikonale standard, l'hypothèse adiabatique n'est pas appliquée. De ce fait les conditions cinématiques peuvent réduire l'espace des phases sondé au cours de la réaction et ainsi générer des distributions en moment parallèle déformées voire coupées. Des calculs en collaboration avec A. Bonaccorso sont en cours pour appliquer ce modèle aux réactions  $^{14}\text{O}(-1n)$  et  $^{16}\text{C}(-1n)$ .

D'un point de vue cinématique, il est aussi possible de calculer la position de cette coupure. Une estimation proposée par J. A. Tostevin consiste à évaluer l'énergie et l'impulsion maximale à laquelle peut accéder le résidu  $^{A-1}X$ , c'est à dire quand un minimum d'énergie est transféré aux autres produits de la réaction. La première hypothèse consiste à considérer que pour l'arrachage d'un nucléon fortement lié, le processus dit de "stripping" (absorption du nucléon) est dominant. Dans ce cas, le noyau de la cible est laissé dans un état excité. Pour le  $^9\text{Be}$  qui n'a pas d'état excité lié, le seuil en énergie est de 1.64 MeV pour sa cassure. On peut donc exprimer cette réaction de la façon suivante :



En utilisant la conservation du quadri-vecteur énergie impulsion, on peut exprimer l'impulsion  $P_r$  du résidu  $^{A-1}X$  en fonction de l'énergie totale d'excitation  $\epsilon_f^*$  des autres fragments dans le référentiel de leur centre de masse ( $P_f = 0$ ). En prenant ensuite la limite  $\epsilon_f^* = 0$ , on peut évaluer l'impulsion maximale que peut acquérir le résidu au cours de ce processus à une énergie incidente fixée. L'ensemble du calcul est détaillé dans l'annexe C. L'application numérique de ce modèle cinématique associée à un calcul de perte d'énergie dans la deuxième moitié de la cible donne une impulsion maximale de 5804 MeV/c pour le résidu de  $^{15}\text{B}$  et 4042 MeV/c pour le résidu de  $^{13}\text{O}$  en très bon accord avec la position de la rupture de pente observée expérimentalement (voir Fig. 5.6).

Pour pouvoir comparer les sections efficaces expérimentales et théoriques via le rapport  $R_s$ , il faut prendre en compte cette coupure cinématique dans le calcul théorique qui lui n'incorpore pas cette conservation de l'énergie. Pour cela nous avons estimé le pourcentage de l'intégrale de la distribution eikonale tronqué par cette coupure. Ce pourcentage est de 22% pour la distribution de  $^{13}\text{O}$  et de 14% pour celle de  $^{15}\text{B}$ . Cette réduction de  $\sigma_{sp}$  induit une augmentation du  $R_s$  de 0.22 à 0.28 dans le cas de l' $^{14}\text{O}(-1n)$  et de 0.36 à 0.41 dans le cas de  $^{16}\text{C}(-1p)$ . Cet effet ne modifie pas les conclusions discutées précédemment quant au phénomène de réduction observée. Bien entendu, pour que la comparaison soit la plus pertinente possible, il est important de trouver un modèle de réaction qui prenne en compte de façon intrinsèque cette coupure et non à posteriori.

Au regard de nos résultats, nous avons aussi essayé de vérifier si une telle coupure cinématique n'était pas aussi visible pour de précédentes mesures d'arrachage d'un nucléon à des énergies similaires entre 50 et 90 MeV/u. Sur la figure 5.7 sont représentées les distributions en moment parallèle des résidus d'arrachage d'un neutron sur le  $^{24}\text{Si}$ ,  $^{28}\text{S}$ ,  $^{46}\text{Ar}$  et  $^{10}\text{C}$  à 85.3, 80.7, 70 et 120 MeV/u respectivement [15, 64, 65]. Nous avons calculés des coupures à 9220, 10400, 16050 et 4511 MeV/c respectivement. Pour le  $^{24}\text{Si}$  et le  $^{28}\text{S}$ , le positionnement des coupures semble expliquer la chute des derniers points par rapport aux prédictions eikonales. Le cas de l' $^{46}\text{Ar}$  réalisé à une énergie légèrement inférieure (70 MeV/u) semble très similaire à l'arrachage d'un proton sur  $^{16}\text{C}$  à 75 MeV/u où la coupure intervient environ au milieu de la partie haute de la distribution en moment et où un accord partiel avec le calcul est conservé

avant cette coupure. Cet ensemble de distributions en moment obtenues à différentes énergies incidentes montre qu'à partir d'environ 80 MeV/u, des coupures cinématiques peuvent intervenir pour l'arrachage d'un nucléon lorsque le processus d'absorption du nucléon par la cible est dominant. Le cas de l'arrachage d'un neutron sur  $^{14}\text{O}$  à 53 MeV/u montre clairement la limite énergétique à partir de laquelle une coupure cinématique franche à haute énergie empêche l'utilisation de la forme de la distribution en moment parallèle pour assigner le moment angulaire intrinsèque du nucléon enlevé par comparaison avec une prédiction eikonale.

### 5.5.2.2 Traîne à bas moment

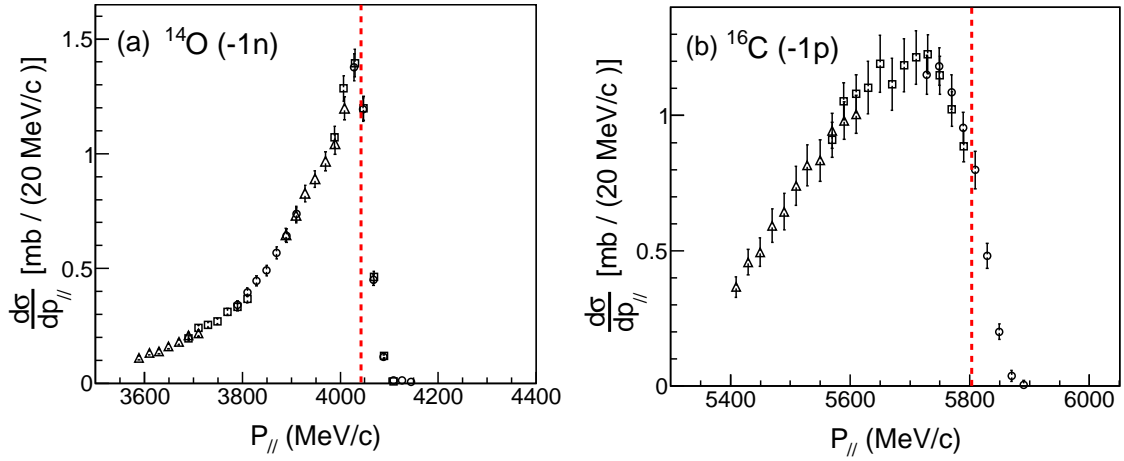
A bas moment, nous avons pu voir sur les quatre réactions que les données ont tendance à s'écarter des prédictions eikonales symétriques. Ce n'est pas la première fois que des effets allant au-delà de l'approximation eikonale sont observés mais les interprétations varient selon les paramètres de chaque expérience et restent incomplètes.

Dans notre cas pour  $^{14}\text{O}$  et  $^{16}\text{C}$ , il est important de souligner que l'amplitude de ces effets est très faible pour l'arrachage d'un nucléon faiblement lié ( $\leq 5\%$ ) et qu'ils apparaissent loin de la position centrale de la distribution (à partir de  $-3\%$  environ). Ces légères asymétries sont notamment compatibles avec celles observées pour l'arrachage d'un neutron sur des noyaux à halos ( $^{11}\text{Be}$ ,  $^{15}\text{C}$ ) [57, 19] qui sont bien reproduites par un traitement dynamique des couplages au continuum de la partie diffractive (cassure élastique) du processus.

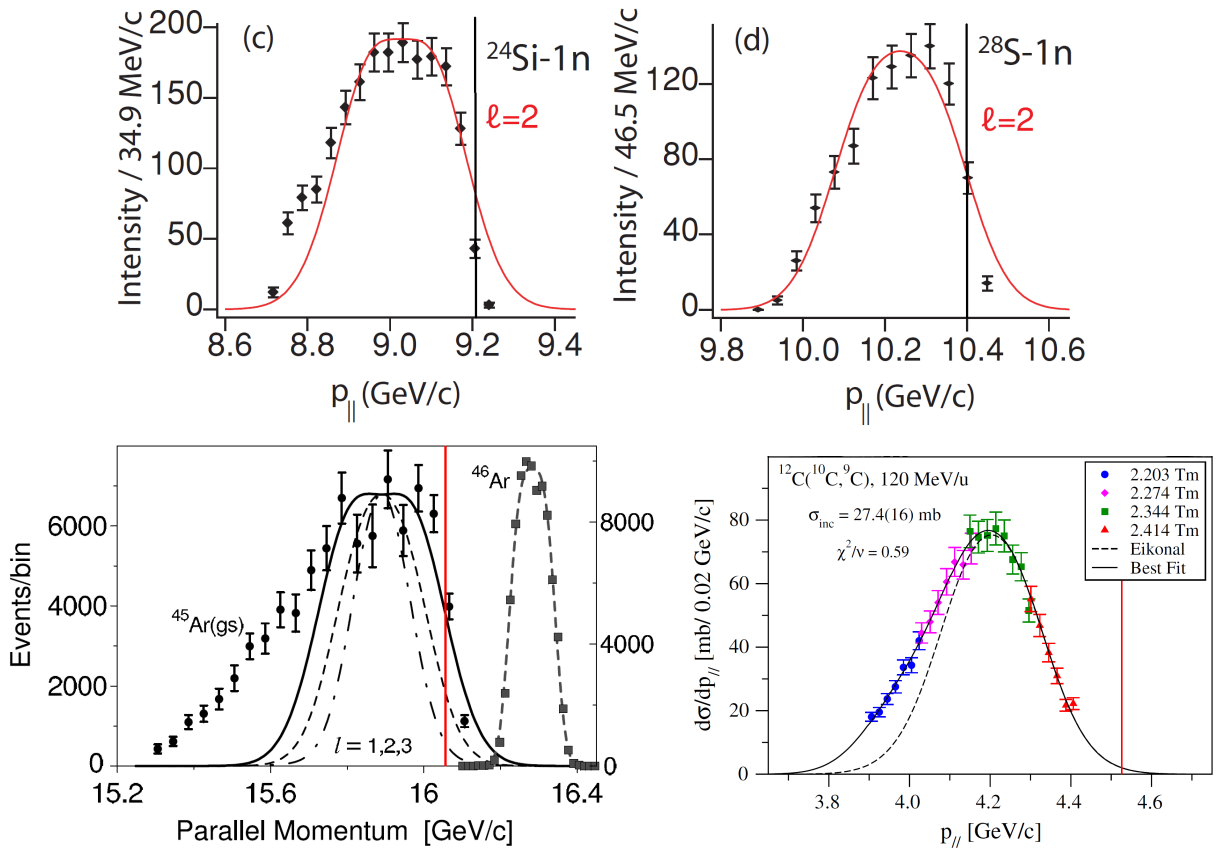
Pour l'arrachage d'un neutron fortement lié, ces effets dissipatifs sont visibles sur la partie basse de la distribution en moment. Pour ces réactions où domine le processus de *stripping*, l'approche précédente de traitement des couplages dans la partie diffractive ne permet pas d'expliquer de tel effets. Ce type d'asymétrie a été observé, à des degrés variables, dans le cas de l'arrachage d'un neutron sur les noyaux riches en protons  $^{34}\text{Ar}$  [66],  $^{34}\text{Si}$  [67],  $^{10}\text{C}$  mais aussi sur le noyau riche en neutrons  $^{46}\text{Ar}$  [64]. Les énergies de ces réactions sont respectivement : 70, 73, 120 et 70 MeV/u à mi-cible. Nos données confirment ces observations dans le cas simple de l'arrachage d'un neutron sur  $^{14}\text{O}$ . L'origine de cette dissipation d'énergie n'est pas encore identifiée et pourrait correspondre, au moins en partie, à une interaction inélastique coeur-cible au cours de la collision et/ou une interaction dans l'état final entre le nucléon éjecté et la cible.

### 5.5.3 Population d'états excités liés dans le $^{15}\text{B}$

Pour l'arrachage d'un proton fortement lié du  $^{16}\text{C}$ , les sections efficaces exclusives non négligeables (1.3(2) et 0.8(1) mb) vers les deux états excités liés de parité  $5/2^-$  et  $7/2^-$  ne sont pas compatibles avec l'hypothèse d'un processus direct d'arrachage d'un proton dans l'espace *spsd*. Pour ces états, les distributions en moment parallèle (voir Fig.5.2) ont un centroïde décalé par rapport au maximum de la distribution inclusive. Ces deux indications suggèrent aussi que des processus indirects pourraient être à l'origine de la population de ces deux états. Des mesures exclusives permettant de détecter et caractériser l'ensemble des fragments de ce type de réaction devrait permettre de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu.



**Fig. 5.6** – Positionnement sur les distributions en moment de  $^{15}\text{B}$  (haut) et de  $^{13}\text{O}$  (bas) des coupures cinématiques estimées à partir de la seconde approche décrite dans le texte.



**Fig. 5.7** – Distribution en moment parallèle des résidus d'arrachage d'un neutron sur le  $^{24}\text{Si}$ ,  $^{28}\text{S}$ ,  $^{46}\text{Ar}$  et  $^{10}\text{C}$  à 85.3, 80.7, 70 et 120 MeV/u respectivement. Ces résultats sont extraits des références [15, 64].



---

# CONCLUSION

---

Nous avons effectué les mesures d'arrachage d'un neutron et d'un proton à partir de  $^{14}\text{O}$  à 53 MeV/nucléon et de  $^{16}\text{C}$  à 75 MeV/nucléon au NSCL et analysé les résultats dans le cadre du formalisme de Glauber et de l'approximation eikonale.

Dans le cas de l'arrachage d'un nucléon faiblement lié,  $^{14}\text{O}(-1\text{p})$  et  $^{16}\text{C}(-1\text{n})$ , les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les prédictions théoriques aussi bien au niveau des sections efficaces inclusives mesurées,  $R_s = 0.94(8)$  et  $0.87(6)$  respectivement, que pour la forme des distributions en moment parallèles expérimentales.

Dans le cas de l'arrachage d'un nucléon fortement lié,  $^{14}\text{O}(-1\text{n})$  et  $^{16}\text{C}(-1\text{p})$ , les sections efficaces expérimentales s'écartent sensiblement des prédictions théoriques avec un facteur de réduction  $R_s = 0.22(1)$  et  $0.36(5)$  respectivement.

D'autre part, les distributions en moment parallèle des résidus  $^{13}\text{O}$  et  $^{15}\text{B}$  présentent à la fois un front abrupt à haut moment et une traîne dissipative à bas moment. Nous interprétons la présence de ce front par une coupure cinématique liée à l'énergie de la réaction et l'énergie de séparation élevée du nucléon arraché. En prenant compte a posteriori cette coupure dans les prédictions théoriques eikonales, le rapport  $R_s$  passe à  $0.28(1)$  pour  $^{14}\text{O}(-1\text{n})$  et  $0.41(5)$  pour  $^{16}\text{C}(-1\text{p})$ . D'après ces valeurs, nous confirmons la systématique précédemment observée pour des noyaux de la couche *sd* et l'étendons à des noyaux légers très asymétriques. C'est la première fois qu'une telle réduction est observée sur un noyau magique en protons et à sous-couche fermée en neutrons comme  $^{14}\text{O}$ . La traîne observée à bas moment pourrait quant à elle être interprétée comme une dissipation coeur-cible au cours de la collision et/ou des interactions dans l'état final entre le nucléon éjecté et la cible.

Dans ces cas extrêmes où le nucléon arraché est très fortement lié, nos mesures suggèrent que nous avons dépassé le cadre initial de validité de l'approche eikonale et notamment l'hypothèse sous-jacente que le coeur reste spectateur. Il serait intéressant de répéter cette étude à des énergies plus élevées pour étudier l'évolution de la forme des distributions en moment et des sections efficaces associées. Si l'on souhaite tirer des informations précises sur la structure du projectile, à partir de ce type de mesure, il semble nécessaire de développer des modèles de réaction traitant de façon plus microscopique la dynamique des constituants pour comprendre et décrire les mécanismes mis en jeu.





## Deuxième partie

Transfert d'un nucléon à partir du  
noyau  $^{14}\text{O}$



---

# Chapitre 6

## Dispositif Expérimental

---

Dans ce chapitre, nous décrivons le protocole expérimental utilisé pour l'étude des réactions de transfert d'un neutron  $^{14}\text{O}(\text{d},\text{t})^{13}\text{O}$  et d'un proton  $^{14}\text{O}(\text{d},^3\text{He})^{13}\text{N}$  ainsi que la diffusion élastique  $^{14}\text{O}(\text{d},\text{d})$ . L'accent sera mis sur les choix réalisés sur le faisceau, le système de détection, les cibles et la logique de déclenchement afin d'optimiser la mesure des distributions angulaires des produits de réactions.

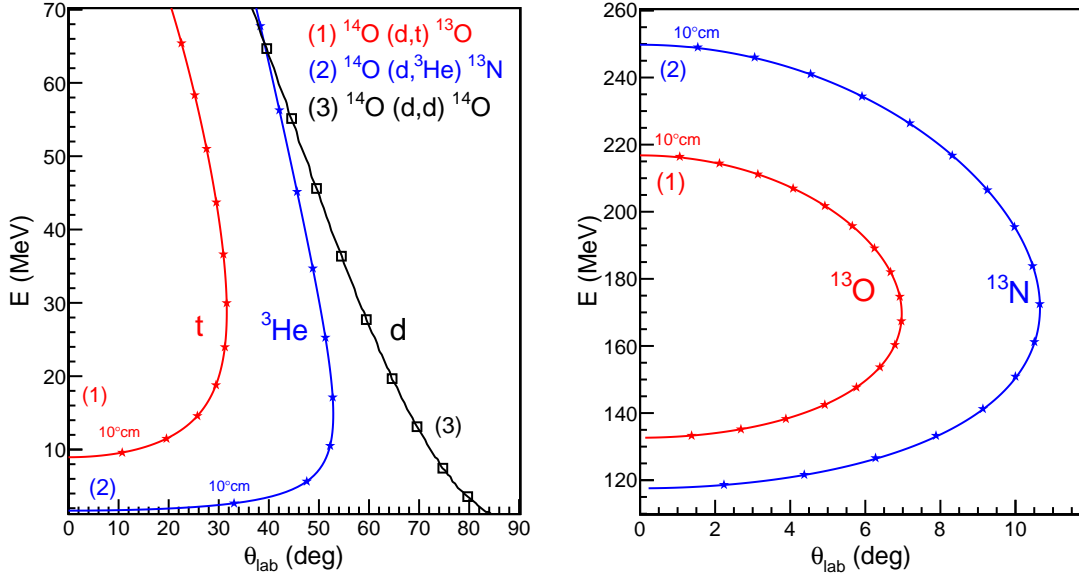
### 6.1 Contexte de l'expérience

Une réaction de transfert d'un nucléon est un processus direct où un nucléon (proton ou neutron) est échangé entre le projectile et la cible. Dans notre cas, ces réactions sont réalisées en cinématique inverse en envoyant le faisceau formé du noyau d'intérêt ( $^{14}\text{O}$ ) accéléré à une énergie donnée (18 MeV/nucléon), sur une cible de deutérium, afin de comparer les probabilités des échanges de proton ( $\text{d},^3\text{He}$ ) et de neutron ( $\text{d},\text{t}$ ). Contrairement aux expériences de *knockout* à grande énergie, nous réalisons une mesure exclusive basée sur la détection des deux produits de réaction en coïncidence : la particule légère venant de la cible ( $\text{t}, ^3\text{He}$ ) et l'éjectile lourd (quasi-projectile) ayant perdu un nucléon ( $^{13}\text{O}, ^{13}\text{N}$ ). Ces noyaux n'ont pas d'état excité lié. La mesure simultanée des deux produits de réaction en voie de sortie signe clairement la réaction étudiée, notamment lorsque la cible utilisée n'est pas pure mais contient du carbone (cible de polypropylène deutéré).

Notre objectif est de mesurer les distributions angulaires de ces réactions qui nous permettront d'extraire les facteurs spectroscopiques expérimentaux des transferts d'un neutron et d'un proton à partir de  $^{14}\text{O}$ . Aussi faut-il s'intéresser à la cinématique de ces réactions, déduite de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, pour choisir une détection adaptée, optimiser la position des détecteurs pour couvrir le domaine angulaire d'intérêt. Les cinématiques des deux réactions de transfert et de la diffusion élastique sont reportées sur la figure 6.1. Elles relient l'énergie des particules en voie de sortie et leur angles de diffusion dans le référentiel du laboratoire (lab). Les éjectiles lourds sont émis aux petits angles entre 0 et  $11^\circ_{\text{lab}}$  alors que les particules légères sont émises sur une plus grande gamme angulaire entre 0 et  $52^\circ_{\text{lab}}$ . Les angles dans le centre de masse (cm) sont représentés par des symboles par pas de  $10^\circ_{\text{cm}}$  pour chaque réaction. Pour le transfert ( $\text{d},\text{t}$ ), entre 0 et  $40^\circ_{\text{lab}}$ , la variation angulaire dans le laboratoire en fonction de l'angle cm vaut :

$$\frac{\Delta\theta_{\text{lab}}}{\Delta\theta^*}({}^{13}\text{O}) \simeq 0.10 \qquad \frac{\Delta\theta_{\text{lab}}}{\Delta\theta^*}(\text{t}) \simeq 0.73 \qquad (6.1)$$

Une résolution de  $1^\circ_{\text{cm}}$  équivaut à une résolution de  $0.1^\circ_{\text{lab}}$  pour la mesure de  $^{13}\text{O}$  et  $0.73^\circ_{\text{lab}}$  pour le triton. La mesure de l'angle et de l'énergie de la particule légère ( $\text{t}, ^3\text{He}$ ) permet



**Fig. 6.1** – Cinématiques des particules légères chargées (à gauche) et des éjectiles lourds (à droite) pour la diffusion élastique  $^{14}\text{O}(d,d)^{14}\text{O}$  et les 2 réactions de transfert  $^{14}\text{O}(d,t)^{13}\text{O}$ ,  $^{14}\text{O}(d,^3\text{He})^{13}\text{N}$  à 18 MeV/n, vers l'état fondamental. Les symboles représentent des variations de  $10^\circ$  dans le référentiel du centre de masse de chaque réaction.

également de déterminer par masse manquante l'énergie d'excitation de l'éjectile après la réaction.

Les probabilités d'observer ces réactions sont grandes aux petits angles  $\theta_{cm} < 25^\circ$ , comme l'indiquent des calculs DWBA (voir chap. 8). La mesure de cette gamme angulaire est importante pour les comparaisons entre théorie et expérience et l'obtention des facteurs spectroscopiques. Elle correspond ainsi à un domaine de paramètre d'impact, explorant la surface du noyau, favorable à un processus direct pour lequel les approximations des modèles utilisés sont adaptées. Aux plus grands angles  $\theta_{cm}$ , le paramètre d'impact est inférieur au rayon nucléaire, le noyau étant sondé en profondeur. Les couplages entre états de diffusion deviennent importants et l'approximation DWBA n'est plus complètement justifiée.

Ces éléments suggèrent l'utilisation d'un ensemble de détecteurs, couvrant un large domaine angulaire dans le laboratoire, pour caractériser (en position et en énergie) les particules légères entre  $0^\circ$  et  $50^\circ$ , associé à un spectromètre de grande acceptance, entre  $0^\circ$  et  $5^\circ$ , pour identifier les éjectiles lourds. Nous avons pour cela utilisé 6 télescopes MUST2 couplés au spectromètre VAMOS<sup>1</sup> à  $0^\circ$ . Le schéma du dispositif est présenté sur la figure 6.2, illustré par une photographie prise durant le montage de l'expérience sur la figure 6.3. Deux détecteurs de faisceau CATS<sup>2</sup> placés en amont de la cible complètent ce dispositif pour le comptage du faisceau (normalisation), la prise de temps (temps de vol des particules légères) et la mesure du point d'interaction du faisceau sur la cible (position et angle d'incidence) événement par événement. Les caractéristiques de chacun de ces détecteurs ainsi que la méthode de production du faisceau radioactif d' $^{14}\text{O}$  seront détaillées dans ce chapitre.

<sup>1</sup>Variable MOde Spectrometer (GANIL).

<sup>2</sup>Chambre A Trajectoire de Saclay.

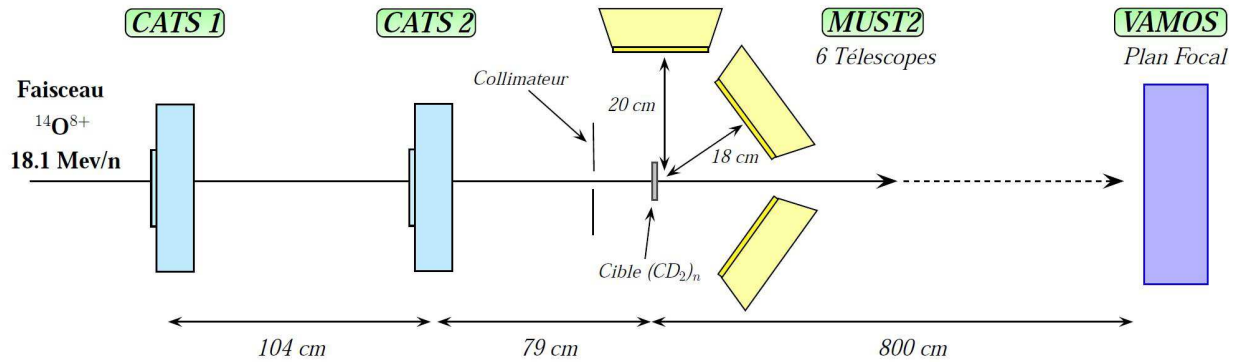


Fig. 6.2 – Schéma de principe du dispositif expérimental.

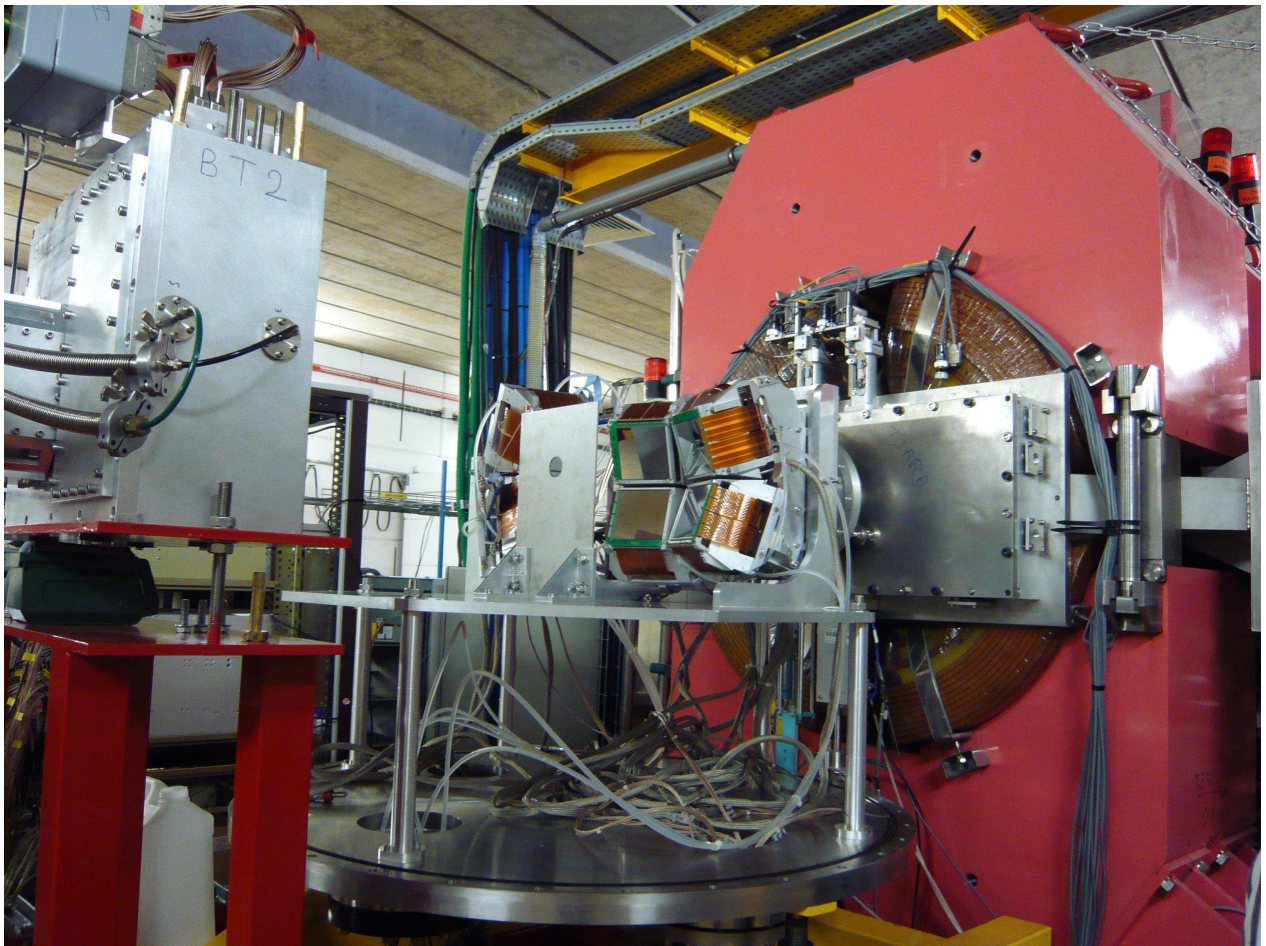


Fig. 6.3 – Photographie du dispositif. Le faisceau arrive par la gauche ; on aperçoit le caisson du détecteur CATS n°2, monté devant la chambre à réaction (non visible), dans laquelle sont placés un mur de 4 télescopes MUST2 pour la mesure du transfert, ainsi que 2 télescopes MUST2, sur le côté derrière le collimateur, pour la mesure de l'élastique ; à droite le premier quadripôle du spectromètre VAMOS à  $0^\circ$ . Le collimateur permet d'arrêter les éventuelles particules légères chargées produites par l'interaction du faisceau avec les fenêtres de Mylar d'entrée et de sortie des CATS.

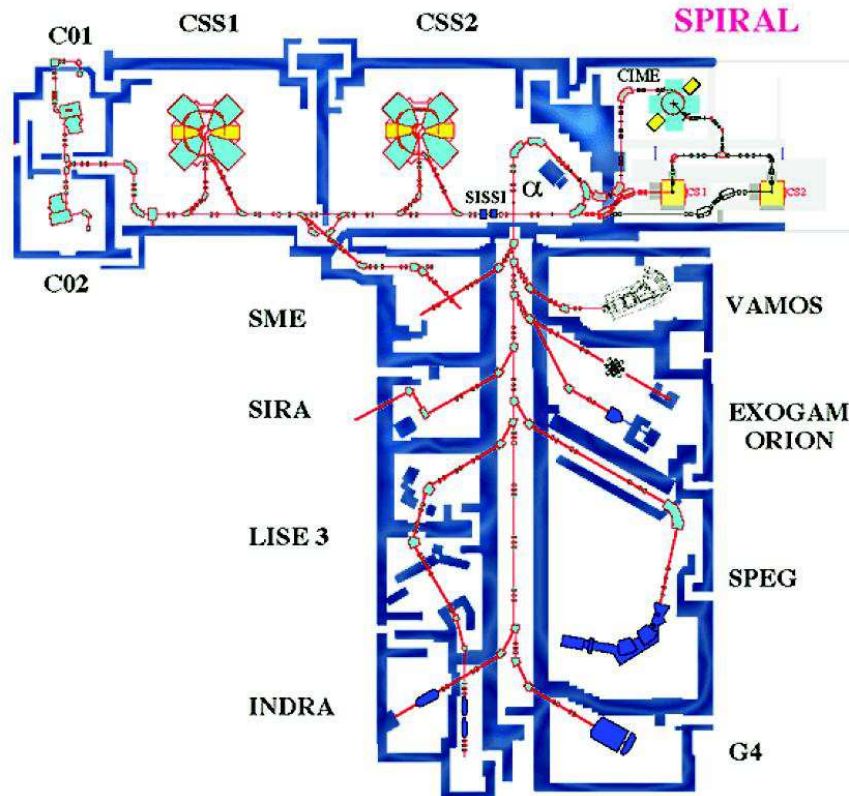


Fig. 6.4 – Schéma du GANIL avec l'installation SPIRAL et ses aires expérimentales.

## 6.2 Faisceau SPIRAL

Le faisceau d' $^{14}\text{O}$  a été produit par la méthode ISOL (Isotopic Separation On Line). Contrairement à la méthode de fragmentation en vol utilisée pour produire les faisceaux radioactifs aux énergies intermédiaires au NSCL (voir section 3.2.2), on utilise une cible épaisse de production dans laquelle le faisceau est arrêté, les noyaux d'intérêt étant ensuite extraits à chaud, ionisés, triés et ré-accélérés. Le faisceau primaire d' $^{16}\text{O}$  stable est créé à partir d'une source ECR, accéléré successivement par les cyclotrons C0 et CSS1 jusqu'à 13.7 A.MeV ( $^{16}\text{O}^{5+}$ ) puis par CSS2 jusqu'à une énergie de 95 A.MeV ( $^{16}\text{O}^{8+}$ ). Il bombarde la cible SPIRAL<sup>3</sup> à une intensité de 7.5 e $\mu$ A représentant une puissance de 1.4 kWatt. Cette cible est conçue pour faciliter la diffusion des ions volatils vers une nouvelle source ECR en vue de produire et d'accélérer un faisceau radioactif secondaire. En sortie de cet ensemble cible-source, un séparateur de basse énergie permet une première séparation en masse de faible résolution avant l'injection dans le cyclotron CIME<sup>4</sup> qui accélère l' $^{14}\text{O}^{4+}$  à une énergie d'environ 18 A.MeV. Le faisceau est ensuite complètement épluché ( $^{14}\text{O}^{8+}$ ), à l'aide d'une feuille mince de carbone de 120  $\mu\text{g.m}^2$ , avant son envoi dans l'aire d'expérience VAMOS et un dernier tri dans le spectromètre *Alpha*.

Nous avons ainsi reçu un faisceau d' $^{14}\text{O}^{8+}$  dans VAMOS avec une rigidité magnétique de 1.0778 T.m, soit une énergie de 18.1 A.MeV. L'intensité ainsi que la pureté du faisceau ont considérablement varié pendant la prise de données qui a duré 6 jours avec environ 100 heures de faisceau sur cible. Nous avons dans une première partie de l'expérience la présence d'un

<sup>3</sup>Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne.

<sup>4</sup>Cyclotron à Ions de Moyenne Énergie.

Réaction	Cible (mg/cm <sup>2</sup> )	Energie (mi-cible) (MeV)	X (mm)	Y (mm)	Z (mm)
<sup>14</sup> O (d,t) <sup>13</sup> O	8.5	242.668	-0.3	-0.1	-0.5
<sup>14</sup> O (d,d) <sup>13</sup> O	1.5	249.598	+0.4	-0.1	-0.2
<sup>14</sup> O (d, <sup>3</sup> He) <sup>13</sup> O	0.5	250.574	+0.5	+0.5	-0.1
<sup>14</sup> O (d, <sup>3</sup> He) <sup>13</sup> O	0.5	250.574	+0.8	+0.1	0.0
Cible trou			+1.0	0.0	-0.1
Masque			+1.0	-0.3	-3.7

**Tab. 6.1** – Ensemble des cibles utilisées ainsi que leurs positions relevées par le géomètre. Les énergies à mi-cible ont été évaluées en prenant en compte les pertes d'énergie du faisceau dans les détecteurs de faisceau et la demi-cible à l'aide du logiciel LISE++ [68].

contaminant <sup>14</sup>N<sup>7+</sup> à hauteur de 15% en moyenne ; un second réglage a permis d'obtenir un faisceau d'<sup>14</sup>O quasiment pur (99.7%) à une intensité moyenne de 6.10<sup>4</sup> pps. L'intensité et la pureté du faisceau ont été contrôlées à l'aide des détecteurs CATS (voir section 6.4).

Nous avons, par ailleurs, disposé pendant 38 heures d'un faisceau stable d'<sup>14</sup>N<sup>7+</sup> à 18.07 MeV/n ( $B\rho = 1.2300$  T.m) pour le réglage de CIME et la validation de la méthode expérimentale.

## 6.3 Cibles

Nous avons utilisé quatre cibles de polypropylène deutéré (CD<sub>2</sub>)<sub>n</sub> de différentes épaisseurs selon les réactions étudiées et résumées dans le tableau 6.1. Dans la proposition d'expérience, nous nous étions basés sur une intensité de 5.10<sup>4</sup> pps d'<sup>14</sup>O qui s'est avérée proche de l'intensité moyenne effectivement observée. Nous avons choisi une énergie incidente plus élevée, 25 MeV/nucléon, correspondant à un faisceau d'<sup>14</sup>O<sup>8+</sup> dans CIME. Le faible rendement de l'ensemble cible-source à l'état de charge maximal, facteur 4 en moins, nous a conduit à préférer un état de charge plus faible et par conséquent une énergie plus basse au profit de l'intensité du faisceau en suivant les recommandations de B. Jacquot.

La section efficace attendue pour le transfert <sup>14</sup>O(d,t)<sup>13</sup>O est de l'ordre de 1 mb, valeur est la plus faible que nous ayons à mesurer. Les tritons sortant avec une énergie de 9 MeV, nous avons utilisé une cible épaisse de 8.5 mg/cm<sup>2</sup> (82.6 μm) au détriment de la résolution en énergie d'excitation.

Pour le transfert <sup>14</sup>O(d,<sup>3</sup>He)<sup>13</sup>N, une cible mince de 0.5 mg/cm<sup>2</sup> était nécessaire pour permettre aux <sup>3</sup>He de basse énergie,  $E_{3He} > 1.7$  MeV, de sortir de la cible (figure 6.1). Notons qu'en considérant une interaction en début de cible, les <sup>3</sup>He sortent avec une énergie de 660 keV environ, juste au-dessus des seuils de détection des télescopes MUST2 réglés à 500 keV.

Pour la diffusion élastique, une cible d'épaisseur intermédiaire de 1.5 mg/cm<sup>2</sup> a été utilisée, tournée à 45° pour que les deutons diffusés puissent sortir de la cible, compromis entre la statistique et le temps de la prise de données.

Ces cibles circulaires, d'un diamètre de 20 mm, ont été disposées sur un porte cible réglable en hauteur (4 positions cible, un cadre vide et une grille d'étalonnage) pouvant tourner autour de son axe vertical (voir Fig. 6.5). Les positions des cibles ont été relevées par un géomètre et prises en compte dans l'analyse. Ces positions sont rassemblées dans le tableau 6.1 et montrent un léger angle du porte cible avec la direction verticale.





**Fig. 6.5** – Image du porte cible placé verticalement dans la chambre à réaction.

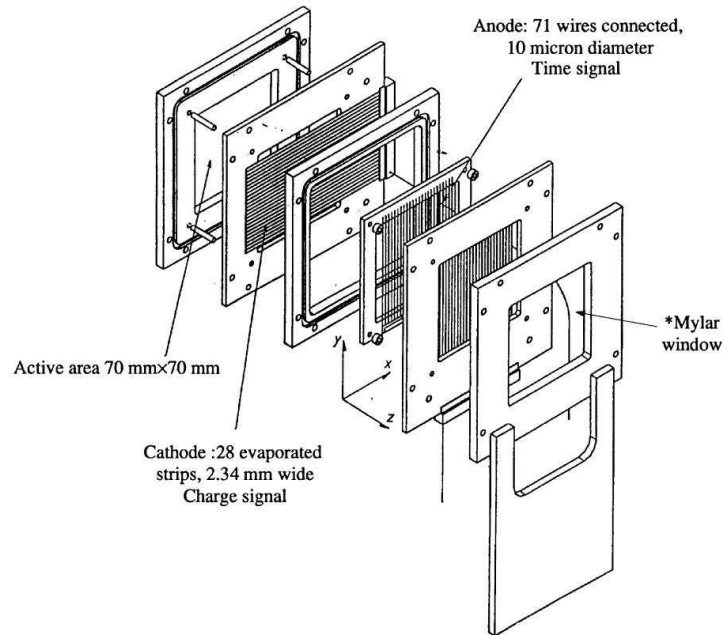
Épaisseur théorique (mg/cm <sup>2</sup> )	Épaisseur mesurée (mg/cm <sup>2</sup> )			Moyenne (mg/cm <sup>2</sup> )	Écart-type ( $\sigma$ ) (mg/cm <sup>2</sup> )
	Position 1	Position 2	Position 3		
1.5	1.465	1.449	1.394	1.436	0.04
0.5	0.548	0.518	0.503	0.523	0.02
0.5	0.512	0.497	0.520	0.510	0.01

**Tab. 6.2** – Épaisseurs de cible évaluées au moyen d’une source d’<sup>241</sup>Am (5.486 MeV).

Après l’expérience, nous avons évalué les épaisseurs des cibles de 1.5 et de 0.5 mg/cm<sup>2</sup> en utilisant un banc de mesure équipé d’une source alpha <sup>241</sup>Am et d’un silicium mince, au laboratoire cible du tandem d’Orsay. Les cibles sont placées sur un porte cible de hauteur variable, une mesure permettant de caractériser jusqu’à 3 cibles. Dans un premier temps le pic alpha de l’Am est relevé sans cible (source collimatée), les pics correspondants à chacune des cibles sont ensuite comparés à ce spectre de référence. L’écart en énergie permet de déduire l’épaisseur de la cible au moyen d’une table de perte d’énergie [68]. Pour évaluer l’homogénéité des cibles, plusieurs mesures ont été réalisées pour plusieurs réglages en hauteur du porte cible. Les mesures correspondant au centre et de part et d’autre de cette position ( $\pm 5$ mm) sont résumées dans le tableau 6.2. Ces épaisseurs sont en accord avec les mesures de pesée effectuées avant l’expérience. Compte-tenu des fluctuations d’homogénéité observées et des erreurs systématiques de la méthode, nous avons choisi de conserver les valeurs de pesée pour l’analyse avec une incertitude de l’ordre de 4% tirée des fluctuations en fonction de la position obtenue avec la source.

## 6.4 Détecteurs de faisceau CATS

Deux détecteurs de faisceau distants d’environ 1 m ont été utilisés en amont de la cible pour déterminer la trajectoire du faisceau incident (voir Fig. 6.2). Cette information est nécessaire pour connaître événement par événement la position et l’angle du faisceau sur la cible, dont la largeur à mi-hauteur peut atteindre plus d’1 cm. Plusieurs expériences réalisées avec les détecteurs MUST [69] et MUST2 [70] ont montré l’importance de cette reconstruction sur la résolution angulaire. Ces détecteurs permettent, en outre, de contrôler l’intensité du faisceau, utilisée pour la normalisation des sections efficaces et d’avoir une référence pour les mesures de temps avec une précision inférieure ou de l’ordre de la ns en fonction du numéro atomique du faisceau (rapport signal/bruit).



**Fig. 6.6** – Vue éclatée du détecteur CATS (tiré de [71]).

Le détecteur CATS [71, 72], présenté sur la figure 6.6, est une chambre proportionnelle à fils fonctionnant à basse pression d'isobutane pur (8 mb). Elle représente une faible épaisseur de matière traversée (équivalent à  $0.67 \text{ mg/cm}^2$  de Mylar), perturbant faiblement le faisceau incident (en énergie et en angle). Elle se compose de 2 fenêtres d'entrée et de sortie en Mylar de  $1.5 \mu\text{m}$ , d'un plan d'anode (fils de  $10 \mu\text{m}$  au pas de 1 mm) et de 2 cathodes segmentées en Mylar de  $0.9 \mu\text{m}$ , placées de part et d'autre de ce plan à une distance de 3.2 mm. La position (X, Y) est obtenue en mesurant sur les cathodes le spectre de charge induite sur un ensemble de 28 pistes d'aluminium au pas de 2.54 mm.

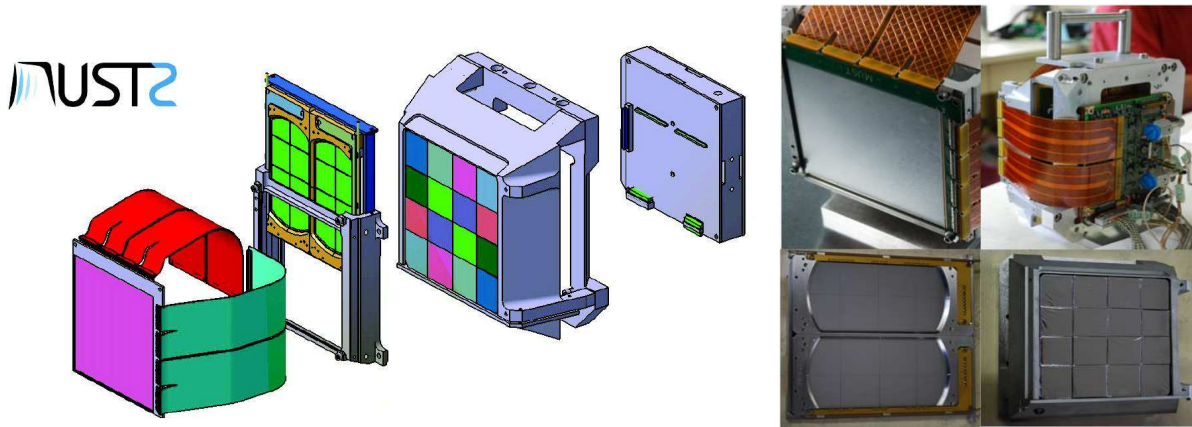
Le faisceau d' $^{14}\text{O}$  à 18.1 MeV/n perd environ 24 keV, dans la zone active de  $70 \times 70 \text{ mm}^2$ . Les électrons sont collectés et amplifiés dans le volume de gaz séparant l'anode et les cathodes. La faible épaisseur permet une collection rapide des électrons sur l'anode pour la mesure de temps et la logique de déclenchement. Chaque piste (X ou Y) a sa propre chaîne électronique analogique (pré-amplificateur de charge, amplificateur, retard et codeur de charge).

## 6.5 Dispositif MUST2

MUST2 est un ensemble de télescopes dédiés à la mesure de particules légères chargées produites par réaction directe d'un faisceau d'intérêt sur une cible légère d'hydrogène ou d'hélium. Il était divisé dans notre expérience en 2 parties, un mur de 4 télescopes pour la mesure des réactions de transfert aux petits angles, laissant un passage pour le faisceau, une colonne de 2 télescopes pour la mesure de la diffusion élastique aux grands angles.

### 6.5.1 Structure d'un télescope

Chaque télescope est constitué de trois étages de détection (voir Fig 6.7) :



**Fig. 6.7** – Vue éclatée d’un télescope MUST2 avec ses 3 étages de détection : (1) Silicium à pistes mince (128X, 128Y), (2) détecteur Si(Li) épais (16 secteurs), (3) 16 cristaux CsI ; l’électronique, constituée de 2 cartes embarquées, est placée à l’arrière de part et d’autre du bloc de refroidissement dans lequel circule un mélange eau-alcool refroidi à 0°C.

- **1<sup>er</sup> étage : Le détecteur silicium mince double face (Si à pistes ou DSSD<sup>5</sup>)** de 300(5)  $\mu\text{m}$  d’épaisseur, de grande surface active de 98\*98 mm<sup>2</sup>, produit par Micron Semiconductor Ltd. Chaque face est divisée en 128 pistes (horizontales ou verticales) au pas de 760  $\mu\text{m}$  (interpiste de 60  $\mu\text{m}$ ) permettant de localiser le point de traversée (X, Y) de la particule chargée et son énergie déposée avec une grande précision (résolution de 40 keV LTMH avec source alpha). L’électronique de cet étage couvre une dynamique de 50 MeV. La zone morte d’aluminium de 0.4(1)  $\mu\text{m}$  recouvrant les pistes a été prise en compte dans la mesure de l’énergie. A 18 cm du point cible, la résolution angulaire moyenne est de 0.2°.
- **2<sup>eme</sup> étage : Le détecteur silicium dopé au lithium (SiLi)** de 4.5 mm d’épaisseur, produit par Semikon Detector GmbH. Il est constitué de deux détecteurs de 92\*48 mm<sup>2</sup>, segmentés en huit secteurs de 25 mm placés dans un même ensemble mécanique. Ils équipaient les deux télescopes à 90° pour la mesure de la diffusion élastique. La résolution obtenue avec source est de 90 keV LTMH. L’électronique a une dynamique de 225 MeV (40 MeV deuton). La surface active représente 68% du premier étage. Pour assurer une bonne migration du Li dans le Si un lingot de taille inférieure à celle du DSSD a été choisi afin d’avoir un taux d’impuretés acceptable.
- **3<sup>eme</sup> étage : Les scintillateurs à iodure de césium (CsI)** de 40 mm d’épaisseur, composés 16 cristaux de forme trapézoïdale de 30\*30 mm<sup>2</sup>, isolés optiquement recouvert de Mylar aluminisé (fenêtre d’entrée de 1.5  $\mu\text{m}$ ), conçus par Scionix. Ils équipent les 4 télescopes montés à l’avant. Chaque scintillateur est couplé avec une photodiode, lue avec la même électronique que les détecteurs Si couvrant une dynamique de 200 MeV environ. Contrairement au détecteur SiLi, il offre un excellent recouvrement géométrique avec le premier étage de détection. Leur résolution avec source alpha (5.5 MeV) est de l’ordre de 5%. Notons que pour cette expérience un problème de connectique sur le télescope n°3 a entraîné la perte des informations venant des CsI du T3.

<sup>5</sup>Double-sided Silicon Strip Detector

## 6.5.2 Electronique

L'électronique de MUST2 comprend 3 éléments : une microélectronique, l'asic<sup>6</sup> MATE spécialement conçu pour ce projet, équipant 2 cartes embarquées MUFEE et une carte MUVI, dans la salle d'expérience, pour la lecture de 4 télescopes et la conversion numériques des signaux. L'asic MATE<sup>7</sup> constitue la spécificité de l'électronique de MUST2 en intégrant au sein d'une même architecture le traitement des voies temps et énergie issues des détecteurs Si avec des mises en forme supplémentaires permettant de lire les signaux ayant un temps de réponse plus lents comme les CsI. Il confère au système une grande modularité, compacité et fiabilité. L'asic MATE, développé à Saclay (IRFU/SEDI) [73] est un circuit à très bas niveau de bruit traitant 16 signaux analogiques bipolaires. Il comprend les fonctions de pré-amplificateur de charge, de mise en forme lente pour la mesure de l'énergie et rapide pour la prise de temps et de décision (discriminateur à seuil programmable). La résolution intrinsèque de cette électronique est de 20 keV en énergie et de 300 ps en temps (LTMH). Il comporte un grand nombre de paramètres ajustables à distance (gain, mise en forme, dynamique en temps, seuils, lecture).

Les 2 cartes électroniques MUFEE<sup>8</sup> ont en charge la lecture du Si à pistes (128 voies X ou Y, énergie et temps) et de 16 signaux provenant des SiLi ou des CsI (énergie et temps). Elles ont été développées à l'IPN d'Orsay. Chacune comprend 8+1 asics MATE. Elle assure le filtrage et la distribution des alimentations basse tension et haute tension vers les détecteurs, la distribution des signaux de commande, d'inspection et de contrôle. Elle intègre également un générateur d'impulsion et des sondes de températures. Les données transitent vers les ADC<sup>9</sup> au moyen de 2 lignes multiplexées (conversion en parallèle d'une chaîne de 4 ou 5 asics).

Les convertisseurs numériques sont placés à l'extérieur de la chambre à réaction dans une carte dédiée MUVI<sup>10</sup> réalisée au GANIL. Elle assure le contrôle, la lecture, la conversion, le traitement et le transfert des données numérisées vers l'acquisition pour un ensemble de 4 télescopes.

La carte MUVI centralise les signaux de déclenchement venant des cartes Mufee et la lecture des données analogiques (amplitude) lorsqu'un événement est accepté par le trigger de l'expérience. Le temps de mise en forme étant de l'ordre de 1  $\mu$ s au niveau des MATE, la carte MUVI doit recevoir l'acceptation de l'événement durant cet intervalle de temps pour lancer le processus de conversion, dans le cas contraire un signal de remise à zéro est envoyé aux cartes MUFEE qui ont déclenché. Le temps de conversion incompressible est de l'ordre de 80  $\mu$ s fonction du nombre d'asics lus en série.

La carte intègre des fonctions de correction de non-linéarité intégrale et différentielle (non utilisées dans notre expérience), d'alignement des piédestaux des voies temps et énergie et de suppression de zéros. Une carte MUVI représentant un total de 2304 paramètres (énergie et temps), ces deux dernières fonctions sont particulièrement intéressantes pour réduire le transfert des données (et le temps mort associé) en n'envoyant à l'acquisition que les données des Si à pistes ayant une énergie au-dessus d'un certain seuil.

<sup>6</sup>Application Specific Integrated Circuit.

<sup>7</sup>Must2 Asic for Time and Energy.

<sup>8</sup>Must2 Front-End Electronics

<sup>9</sup>Analog to Digital Converter

<sup>10</sup>Must2 in VXI

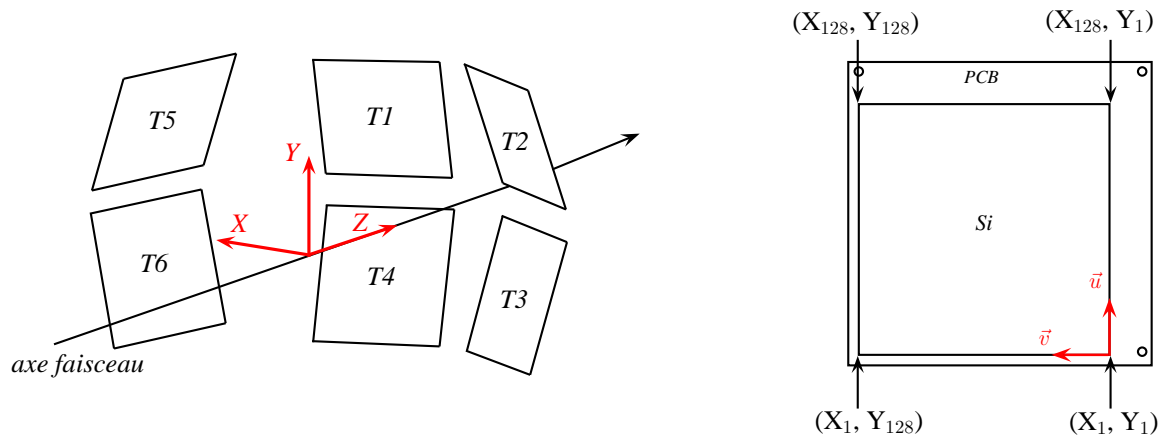
	Coin	Géomètre (mm)		
		X	Y	Z
T1	$(X_1, Y_1)$	13.08	103.16	159.01
	$(X_{128}, Y_1)$	103.17	102.77	122.39
	$(X_1, Y_{128})$	24.61	11.08	188.21
	$(X_{128}, Y_{128})$	114.75	10.72	151.55
T2	$(X_1, Y_1)$	-114.12	12.49	152.60
	$(X_{128}, Y_1)$	-102.46	104.49	123.20
	$(X_1, Y_{128})$	-23.72	12.42	188.49
	$(X_{128}, Y_{128})$	-12.04	104.46	159.08
T3	$(X_1, Y_1)$	-13.51	-103.41	159.82
	$(X_{128}, Y_1)$	-104.01	-102.86	124.02
	$(X_1, Y_{128})$	-24.3	-11.10	188.42
	$(X_{128}, Y_{128})$	-114.78	-10.58	152.62
T4	$(X_1, Y_1)$	113.96	-12.24	151.55
	$(X_{128}, Y_1)$	101.92	-104.50	122.88
	$(X_1, Y_{128})$	23.96	-11.87	188.38
	$(X_{128}, Y_{128})$	11.90	-104.12	159.72
T5	$(X_1, Y_1)$	147.38	108.99	87.53
	$(X_{128}, Y_1)$	172.89	108.75	-6.33
	$(X_1, Y_{128})$	187.71	21.21	98.73
	$(X_{128}, Y_{128})$	213.23	20.95	4.86
T6	$(X_1, Y_1)$	214.50	1.62	4.94
	$(X_{128}, Y_1)$	186.42	-91.24	-2.17
	$(X_1, Y_{128})$	188.57	2.27	98.68
	$(X_{128}, Y_{128})$	160.48	-90.60	91.56

**Tab. 6.3** – Positions des quatre coins des siliciums à pistes de chaque télescope relevées par le géomètre. Le repère ainsi que les conventions utilisées sont précisés sur la figure 6.8.

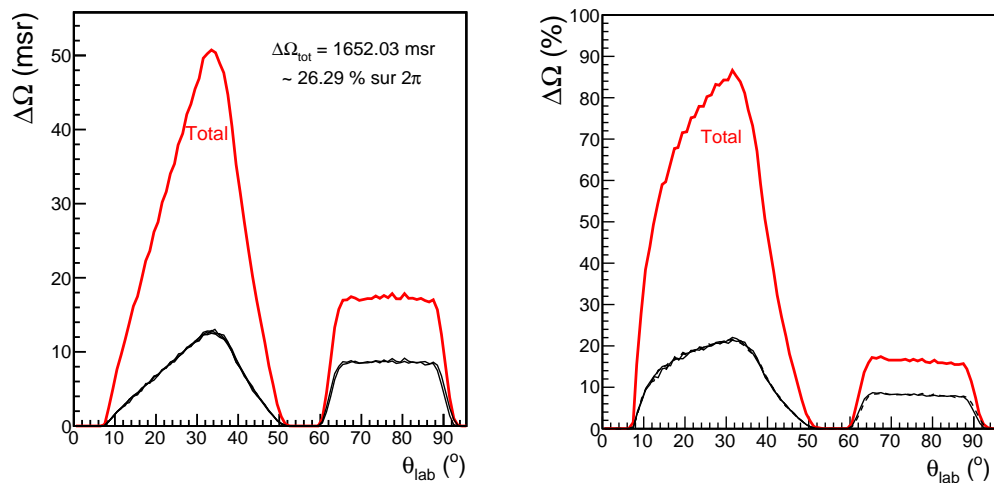
### 6.5.3 Positions des détecteurs et efficacité géométrique

La mesure précise de l'angle de la particule légère nécessite un repérage des positions des détecteurs en 3 dimensions. Pour cela, le géomètre utilise un dispositif de pointage spécifique (bras 6 axes), un système de visée laser et des points de repère sur la mécanique des télescopes. Les coins de chaque Si à pistes sont mesurés séparément sur un banc optique par rapport à ces repères afin d'obtenir leurs coordonnées dans l'espace (X, Y, Z). L'incertitude sur la position est de  $\pm 0.14$  mm. Ces mesures sont rassemblées dans le tableau 6.3. Le repère et les conventions utilisées sont indiquées sur la figure 6.8.

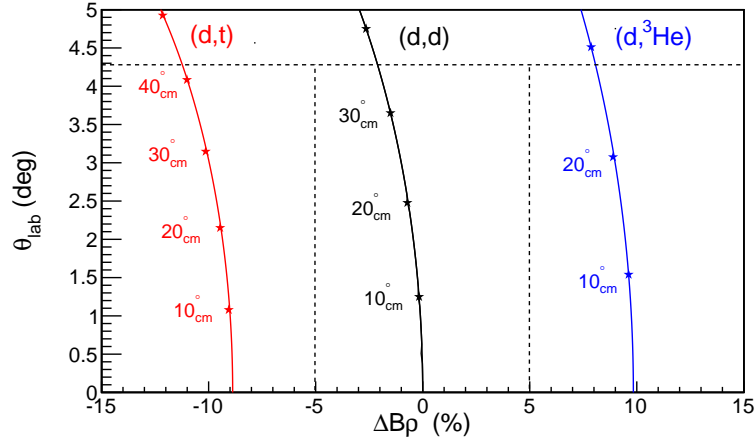
Pour évaluer la couverture angulaire des détecteurs, nous avons utilisé un programme de simulation tiré de la thèse de X. Mougeot [74, 75]. L'angle solide ainsi que l'efficacité géométrique de détection de notre dispositif sont représentés sur la figure 6.9 pour un faisceau pinceau. Les particules légères sont détectées avec une efficacité supérieure à 50% dans le mur à l'avant entre  $12^\circ$  et  $40^\circ$  (lab). Chaque télescope contribue de manière symétrique à la couverture géométrique reflétant la symétrie du montage des détecteurs. Elle est maximale



**Fig. 6.8** – Système de coordonnées utilisé et positionnement des 6 télescopes par rapport à ce référentiel centré sur la position théorique de la cible (à gauche). Principe de numérotation des coins des Si à pistes (à droite).



**Fig. 6.9** – Calcul de l'angle solide vu par chaque télescope et leur somme totale en rouge (à gauche), calcul de l'efficacité géométrique (à droite) en fonction de l'angle dans le laboratoire ; Seul le premier étage est pris en compte dans la simulation.



**Fig. 6.10** – Cinématiques des éjectiles lourds des 3 réactions d'intérêt induites par un faisceau d' $^{14}\text{O}$  à 18.1 MeV/n dans le plan focal du spectromètre VAMOS.

autour de  $31^\circ$ . L'efficacité moyenne pour la diffusion élastique (télescope n°5 et 6) est de l'ordre de 16% et présente un plateau entre  $65^\circ$  et  $88^\circ$ .

## 6.6 Spectromètre VAMOS

VAMOS est un spectromètre magnétique de grande acceptation en moment et en angle utile pour séparer et identifier les éjectiles lourds. Ses caractéristiques et performances sont présentées en détails dans la référence [76]. Le principe de séparation en  $B\rho$  des résidus est identique à celui du S800 décrit dans la première partie 3.3.1.1. L'analyse magnétique se fait dans le plan horizontal  $xOz$  (même système de coordonnées que MUST2, voir Fig 6.8). Un changement d'impulsion des éjectiles correspond à un déplacement horizontal au plan focal. La dispersion  $D$  est de 2.5 cm/% à proximité de l'axe optique.

### 6.6.1 Acceptances

En principe, l'acceptance angulaire de VAMOS est définie géométriquement par la distance entre la cible et les fentes devant son premier quadrupôle Q1 dont l'ouverture est  $\pm 50$  mm. Pour installer la chambre à réaction de MUST2, nous avons reculé le spectromètre VAMOS de 386 mm par rapport à sa position standard. Le tableau 6.4 résume les caractéristiques et la configuration de VAMOS que nous avons adoptées. Le recul de VAMOS entraîne une diminution de l'ouverture angulaire à  $\pm 4.27^\circ$  (contre  $\pm 5^\circ$  dans la configuration standard). La figure 6.10 montre les cinématiques des éjectiles lourds des 3 réactions d'intérêt à 18.1 MeV/n dans le plan focal. L'acceptance limitée de VAMOS conduit à une coupure dans le centre de masse autour de  $40^\circ_{cm}$  pour la réaction  $^{14}\text{O}(d,t)^{13}\text{O}$  et  $29^\circ_{cm}$  pour la réaction  $^{14}\text{O}(d,^3\text{He})^{13}\text{N}$ .

Notons que les rigidités magnétiques des 3 réactions sont très différentes en raison de la perte d'un nucléon (1/14) ou du changement d'état charge de l'éjectile (1/8) en voie de sortie, impliquant 3 réglages du spectromètre centrés sur le résidu d'intérêt avec une acceptation en moment de  $\pm 5\%$ . VAMOS a une efficacité de détection limitée pour la mesure des états excités non liés des résidus qui décroissent par émission de protons. Par exemple, le seul état excité non lié possédant un facteur spectroscopique non négligeable de 1.97 que l'on s'attend à peupler par la réaction  $^{14}\text{O}(d,^3\text{He})^{13}\text{N}^*$  est un état  $3/2^-$  à 3502 keV correspondant à un

Entrée du spectromètre					
Angle faisceau-dipole	0°				
Pos. Plateforme	386 mm				
Distance cible - fentes	283 + 386 mm				
Distance cible - Q <sub>1</sub>	440 + 386 mm				
Plan focal (45°)					
	Distance	Fenêtres	Pression	Tension A	Tension C
Doigt mobile (plast.)	7600 mm	–	–	–	-600 V
Ch. à Dérive 1	7768 mm	2 * 0.9 μm	13 mB	750 V	-1200 V
Ch. à Dérive 2	8393 mm	2 * 0.9 μm	13 mB	750 V	-1200 V
Ch. à Ionisation	8732 mm	1 * 2.5 μm	50 mB	360 V	-900 V
Scintillateur	9057 mm	–	–	–	1600 V

**Tab. 6.4** – Caractéristiques du spectromètre VAMOS pour notre expérience.

trou dans une couche  $\pi(p_{3/2})$ . Dans ce cas, le  $^{12}\text{C}$  ( $Q=Z=6$ ) issu de la décroissance en vol de  $^{13}\text{N}^*$  ne sera pas détecté dans le plan focal car son  $B\rho$  est trop élevé. Cet état pourrait être mesuré dans le spectre de masse manquante de  $^{13}\text{N}$  avec MUST2 seul et un certain bruit de fond lié à une mesure inclusive.

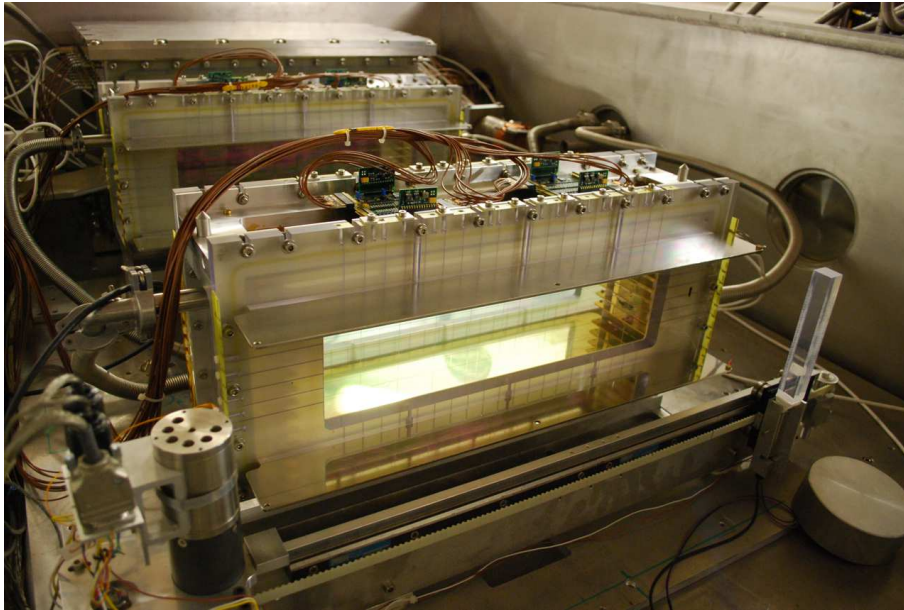
## 6.6.2 Détection au plan focal

Tout comme pour le S800, la détection au plan focal de VAMOS est constituée de deux chambres à dérives, d'une chambre d'ionisation et d'un plastique scintillant. Elle permet d'identifier les éjectiles transmis et de mesurer leurs trajectoires au plan focal. Une photographie complète du plan focal est présentée sur la figure 6.11 où on aperçoit le plastique mobile (doigt mobile) permettant d'arrêter le faisceau diffusé.

### 6.6.2.1 Chambres à dérive

Les 2 chambres à dérives séparées de 62 cm permettent de mesurer les positions au plan focal ( $X_f, Y_f$ ) de chaque éjectile ainsi que les angles de la trajectoire ( $\theta_f, \phi_f$ ) dans le plan dispersif et non-dispersif, respectivement. Leur principe de fonctionnement est similaire à celui des chambres à dérive du S800 décrit dans la section 3.3.2. Chaque chambre est constituée de 2 plans de 64 pistes de 6 mm de large espacées de 0.5 mm. Les 2 plans de pistes, décalés d'une demi-largeur de piste couvre une zone de 400 mm de large. Le centroïde du signal induit sur ces pistes permet de déterminer la position horizontale de passage de la particule. Le temps de dérive des électrons donne la position verticale. La résolution intrinsèque de ces chambres est d'environ  $\delta X = 400 \mu\text{m}$  en position horizontale (selon l'axe dispersif) et de  $\delta Y = 1 \text{ mm}$  en position verticale LTMH. Les conditions de fonctionnement (pression d'isobutane, tension des fils d'anode A, de la cathode C) sont résumées dans le tableau 6.4. La faible épaisseur des fenêtres d'entrée et de sortie (Mylar de 0.9 μm) limite le straggling angulaire des ions. Des détails sur le fonctionnement de ces chambres sont donnés dans la référence [77]. Les plans de pistes sont lus par 4 cartes électroniques embarquées utilisant les circuits GASSIPLEX développés au CERN [78] et une chaîne électronique commerciale (CAEN) au standard VME intégrée dans l'acquisition GANIL, numérisant l'amplitude de la charge collectée sur chacune





**Fig. 6.11** – Photographie des détecteurs du plan focal de VAMOS. Au premier plan, on aperçoit le rail sur lequel se situe le doigt parallélépipédique décalé sur la droite. Juste derrière se situe le caisson de la première chambre à dérive avec son électronique embarquée sur le dessus. Au fond se situe la deuxième chambre à dérive identique accolée à la chambre d’ionisation suivie du plastique arrêtant les éjectiles.

des pistes. Seules les données correspondant aux pistes touchées sont envoyées à l’acquisition (suppression de zéro).

Pour étalonner les gains des voies d’électronique, nous utilisons le signal induit sur les pistes au moyen d’une rampe de générateur d’impulsions envoyée sur l’anode.

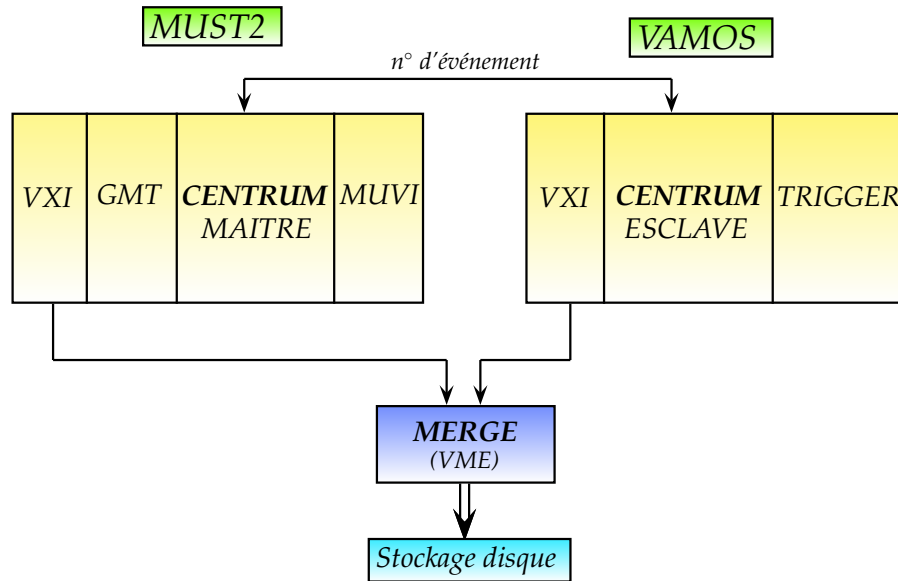
### 6.6.2.2 Chambre à ionisation

La chambre à ionisation mesure l’énergie déposée par les ions sur 2 plans d’anode de 10 et 20 cm de profondeur, divisés chacun en 7 segments. Chaque *pad* est relié à une électronique analogique discrète (préamplificateur de charge, amplificateur, codage en amplitude). Elle fonctionne sous 50 mbar d’isobutane. Le faisceau  $^{14}\text{O}$  ( $^{14}\text{N}$ ) dépose de l’ordre de 1.86 MeV (1.43 MeV) dans la première rangée de pads. Les pads ont été étalonnés avec le faisceau stable d’ $^{14}\text{N}$  à faible intensité en faisant varier la rigidité magnétique du spectromètre pour balayer les différents pads (voir § 7.3).

### 6.6.2.3 Doigt mobile et plastique

Afin d’avoir un taux de comptage de l’ordre du kHz au plan focal de Vamos, un doigt mobile, constitué d’un plastique scintillant, a été utilisé et placé devant la première chambre à dérive. Sa position est réglée de manière à intercepter le faisceau transmis dans le plan focal.

Enfin, un plastique scintillant placé derrière la chambre d’ionisation arrête les éjectiles et sert de déclenchement pour l’acquisition de VAMOS et la mesure de temps de vol entre le détecteur de faisceau CATS n°2 et le plan focal. Ce plastique est lu par deux photomultiplicateurs situés à chaque extrémité permettant de convertir la lumière produite en impulsion



**Fig. 6.12** – Schéma de principe pour le couplage des acquisitions MUST2 et VAMOS

électrique et de réaliser une mesure redondante plus précise.

## 6.7 Déclenchement

Il est nécessaire de mettre en place pour chaque expérience une logique de décision définissant les règles de déclenchement de l'acquisition et le choix des événements intéressants pour la physique.

Les intensités des faisceaux radioactifs de quelques milliers à une centaine de kHz, représentent des taux de comptage au niveau de MUST2 inférieurs à une centaine de Hz. Il est possible de travailler, dans des conditions satisfaisantes de temps mort (<10%), avec de tels taux d'événements en demandant qu'au moins un télescope MUST2 soit touché. Au-delà de plusieurs centaines de Hz, des coïncidences avec les détecteurs de faisceau ou VAMOS seraient nécessaires pour réduire le taux d'événements acceptés. Ce fonctionnement constitue par conséquent un mode de déclenchement sans biais. Pour compter le faisceau et s'assurer du bon fonctionnement du spectromètre VAMOS, indépendamment de MUST2, il est utile d'autoriser des déclenchements CATS ou VAMOS par l'intermédiaire de division.

Le *trigger* de l'expérience, GMT<sup>11</sup>, placé dans le châssis VXI de MUST2, comportait 9 entrées avec autorisation de déclenchement, représentant un total de 150 événements par seconde (avec la cible épaisse de CD<sub>2</sub>) se répartissant de la manière suivante :

- Logiques individuelles des 6 télescopes MUST2 (cartes MUVI), ayant un taux individuel de 30 Hz pour les télescopes 1-4 à l'avant et 2 Hz pour les télescopes 5-6 latéraux.
- Logique du plastique de VAMOS donnant le nombre moyen d'éjectiles détectés au plan focal, à un taux moyen de 45 Hz (division 10).
- Les logiques des détecteurs CATS mesurant l'intensité du faisceau incident avec un taux moyen de 22 Hz (division 3000).

Les systèmes d'acquisition de MUST2 et de VAMOS fonctionnaient en temps mort com-

<sup>11</sup>Ganil Master Trigger.

mun, le déclenchement du trigger de VAMOS (logique plastique) étant validé par le GMT maître. Les 2 acquisitions étaient couplées par l'intermédiaire du module CENTRUM<sup>12</sup>, selon le schéma de la figure 6.12. Lorsqu'un événement est accepté, un numéro d'événement est demandé par chaque système (VAMOS, MUST2) à son module CENTRUM. Seul le GMT MUST2 a l'autorisation d'incrémenter le n° d'événement (maître), le second CENTRUM (esclave) étant synchronisé sur le maître via un câble spécifique. Le numéro d'événement est attaché à chaque paquet d'événements (VAMOS, MUST2) transmis à l'acquisition GANIL. Les 2 flots de données sont connectés par un réseau IP à un module MERGE qui assure le regroupement des événements MUST2 et VAMOS (s'ils sont présents dans les 2 flux) au moyen du numéro d'événement. Les événements sont ensuite enregistrés sur disque et traités parallèlement sur une station pour incrémenter les spectres de contrôle en ligne.

Afin de s'assurer de la synchronisation des systèmes d'acquisition, nous avons converti un même paramètre (la charge du plastique) dans les deux systèmes et vérifié, durant l'expérience, la présence de la corrélation dans un spectre dédié. Le temps mort global était relativement constant tout au long de l'expérience autour de 6% en moyenne, estimé à partir d'un générateur périodique.

Pour plus de détails, l'ensemble des schémas d'électronique de l'expérience est présenté dans l'annexe D.

---

<sup>12</sup>Clock Event Transmitter Receiver Universal Module.

---

# Chapitre 7

## Analyse

---

Ce chapitre présente les méthodes de traitement des données permettant d'extraire les cinématiques des réactions de transfert d'un nucléon et de la diffusion élastique obtenues avec les faisceaux d' $^{14}\text{N}$  et d' $^{14}\text{O}$ . Nous détaillons comment la trajectoire du faisceau incident est reconstruite au niveau de la cible avec les CATS, le résidu du projectile est identifié dans VAMOS, l'énergie et l'angle des particules légères chargées sont déterminés dans MUST2. Les cinématiques  $E(\theta)$  des différentes réactions ainsi que les spectres en énergie d'excitation associés sont discutés en fin de chapitre.

### 7.1 Caractérisation du faisceau avec les CATS

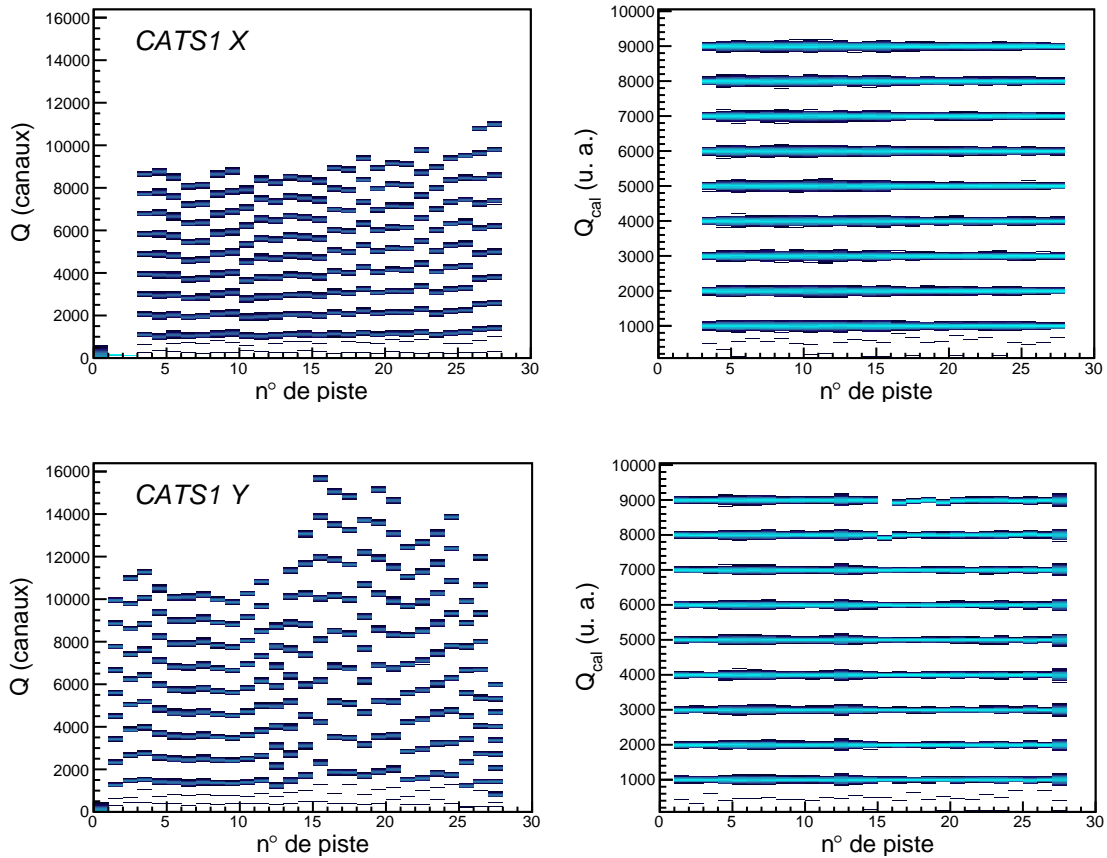
Les détecteurs de faisceau CATS ont été utilisés dans de nombreuses expériences et les méthodes d'analyse (étalonnage, positionnement et reconstruction) discutées en détails (voir les thèses de X. Mougeot [74] et L. Gaudefroy [79] par exemple). Il s'agit donc ici de discuter les résultats obtenus sur le profil du faisceau d' $^{14}\text{O}$  sur cible. L'influence de la reconstruction du point d'impact du faisceau sur le spectre final d'énergie d'excitation sera présentée en fin de chapitre (section 7.4.1).

#### 7.1.1 Etalonnage

Pour étalonner chaque piste, nous avons utilisé un générateur d'impulsion injecté au niveau de l'anode. Une charge est alors induite sur l'ensemble de deux plans de pistes cathodiques. En faisant varier l'amplitude du générateur, nous obtenons une série de pics dans les spectres pour chaque piste dont il convient de relever les positions et les largeurs au moyen d'un ajustement gaussien. Nous mesurons également le piédestal, sa position et sa largeur ( $P_i, \sigma_i$ ). Un ajustement au second ordre est effectué entre les positions des pics mesurées, auxquelles le piédestal est soustrait, et les valeurs de la rampe en unité arbitraire. L'étalonnage en charge  $Q$  de la piste  $i$  est obtenu au moyen de la relation suivante :

$$Q_i = A_i^0 + A_i^1 (\text{canal} - P_i) + A_i^2 (\text{canal} - P_i)^2$$

où les coefficients  $A_i^j$  sont les coefficients de l'ajustement à l'ordre 2 de la piste  $i$  et  $P_i$  son piédestal. Le résultat de l'étalonnage est présenté sur la figure 7.1 pour le détecteur CATS1. La rampe des spectres bruts des voies X est plus régulière que celle des voies Y qui présentent un gain moyen plus grand et des différences marquées selon les pistes. Cette différence est liée à la géométrie du détecteur, le pas de fils d'anode ne correspondant pas à celui des pistes, les pistes Y parallèles à la direction des fils ont un signal induit variable selon leur position



**Fig. 7.1** – Rampe d’étalonnage en fonction du numéro de piste pour le CATS n°1 (voies X et Y), à gauche les données brutes, à droite les données calibrées au moyen d’un polynôme de degré 2.

relative au plan d’anode. Notons que, la position  $P_i$  et la largeur  $\sigma_i$  du piédestal d’une voie servent à définir le seuil  $S_i$  à partir duquel on considère qu’une piste est touchée :

$$S_i = P_i + m \cdot \sigma$$

Nous avons choisi un seuil bas  $m = 2$  dans notre analyse.

### 7.1.2 Mesure des positions

Pour une meilleure précision sur la position du passage des ions que celle donnée par la piste la plus touchée, il est nécessaire de déterminer les centroïdes des charges déposées sur les plans X et Y.

Dans le cas où trois pistes contigües ont été touchées, on utilise la méthode dite de la sécante hyperbolique car elle permet de minimiser les non-linéarités de la reconstruction par rapport aux méthodes de centre de gravité [71, 80]. Soit  $N_m$  la piste emportant la plus grande charge,  $Q_m$ ,  $Q_{m+1}$  et  $Q_{m-1}$  les charges des pistes  $N_m$ ,  $N_{m+1}$  et  $N_{m-1}$  et  $L$  la largeur d’une

piste (2.54 mm), la position  $X$  est donnée par :

$$X(mm) = L \cdot \left( N_m - \frac{1}{2} \right) + S_h \quad (7.1)$$

Avec :

$$\begin{cases} S_h = \frac{a_3}{\pi} \tanh^{-1} \left( \frac{\sqrt{Q_m/Q_{m+1}} - \sqrt{Q_m/Q_{m-1}}}{2 \sinh(\pi L/a_3)} \right) \\ a_3 = \frac{\pi L}{\cosh^{-1} \left( \frac{1}{2} (\sqrt{Q_m/Q_{m+1}} + \sqrt{Q_m/Q_{m-1}}) \right)} \end{cases}$$

La position est calculée par la sécante hyperbolique si :

- les 2 pistes adjacentes  $N_m \pm 1$  ont une charge au-dessus du seuil ;
- la somme emportée par les trois pistes ( $Q_m + Q_{m+1} + Q_{m-1}$ ) est supérieure à 50% de la charge totale collectée par l'ensemble des pistes.

Dans le cas contraire, par exemple en raison de la présence d'une piste manquante, nous utilisons une méthode de moyenne pondérée sur 5 pistes autour de  $N_m$ , en fonction de leur charge collectée, pour la mesure de position de l'ion incident :

$$X(mm) = \frac{\sum_{i=N_m-2}^{N_m+2} L \cdot (i - \frac{1}{2}) Q_i}{\sum_{i=N_m-2}^{N_m+2} Q_i} \quad (7.2)$$

### 7.1.3 Reconstruction sur cible

#### 7.1.3.1 Principe

A partir des positions mesurées dans les détecteurs CATS n°1 et 2,  $C_1 = (x_1, y_1, z_1)$  et  $C_2 = (x_2, y_2, z_2)$ , on détermine le point d'interception du faisceau sur la cible  $C_3$  en supposant les trajectoires rectilignes. Le point  $C_3$  est donné par l'intersection de la droite définie par le vecteur  $\overrightarrow{C_1 C_2}$  et le plan cible centré sur le point  $O = (x_0, y_0, z_0)$  relevé par le géomètre. On tient également compte de la rotation éventuelle de la cible autour de l'axe Y,  $\theta_{cible}$ . L'équation du plan cible est donnée par :

$$-\tan \theta_{cible} (x - x_0) + (z - z_0) = 0 \quad (7.3)$$

L'équation paramétrique de la droite définissant la trajectoire du faisceau est :

$$\overrightarrow{C_1 C_3} = t \overrightarrow{C_1 C_2} \quad \implies \quad x_3 = x_1 + t(x_2 - x_1), \quad y_3 = \dots, \quad z_3 = \dots \quad (7.4)$$

La combinaison de ces deux équations permet enfin de calculer le paramètre  $t$  donnant le point d'intersection  $C_3$  du faisceau sur la cible :

$$t = \frac{(z_1 - z_0) - \tan \theta_{cible} (x_1 - x_0)}{\tan \theta_{cible} (x_2 - x_1) - (z_2 - z_1)} \quad (7.5)$$

	Géomètre (mm)			Corrections (mm)	
	X	Y	Z	X'	Y'
CATS1	-0.4	+0.1	-1831 + 19.4	X - 0.2	Y - 0.3
CATS2	+0.1	+0.2	-790 + 19.4	X - 0.4	Y - 0.3

**Tab. 7.1** – Position du centre des détecteurs CATS relevées par le géomètre et les corrections appliquées pour une meilleure reconstruction sur cible.

### 7.1.3.2 Images des masques et de la grille

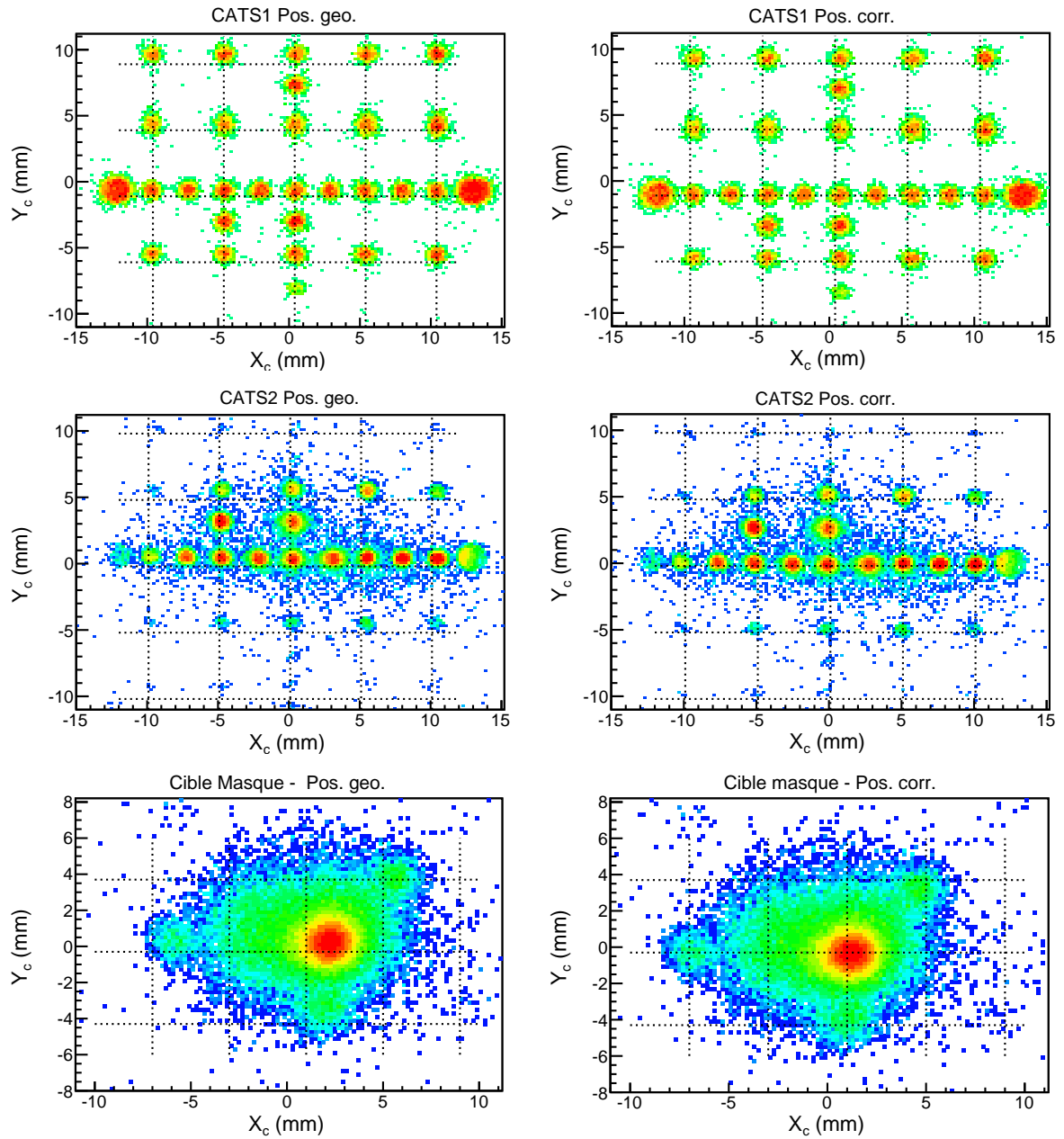
Pour valider notre méthode de reconstruction, nous disposons de masques amovibles devant les détecteurs CATS et d'une grille sur le porte-cible. Ils sont composés de plaques percées de trous, dont la position du trou central est donnée par le géomètre. En insérant un masque ou la grille, nous pouvons reconstruire son image au niveau du plan de mesure et vérifier la qualité de la reconstruction obtenue à partir des positions fournies par les deux CATS. Pour ce faire, nous déclenchons l'acquisition des événements avec le signal logique d'un détecteur situé en aval du masque ou de la grille, le plastique VAMOS dans le cas le plus général. Seuls les événements où les ions sont passés par les trous du masque sont alors enregistrés.

Les masques devant les détecteurs permettent surtout de lever les ambiguïtés dans la reconstruction (gauche, droite, haut, bas, effet d'une piste manquante) et de réaliser des mesures relatives. La vérification des positions est, quant à elle, donnée par l'image de la grille au plan cible.

Les positions  $C_1$  et  $C_2$  sont déterminées en utilisant comme référence les relevés du géomètre (voir tableau 7.1). Nous avons ainsi mesuré les images des masques placés devant chaque CATS et l'image de la grille au plan cible, présentées sur la figure 7.2. Les positions des trous sont légèrement décalées par rapport aux positions attendues données par les lignes en pointillé. Le décalage est particulièrement visible sur l'image du trou central de la grille qui nous sert de référence d'environ 1.2 mm sur l'axe X et de -0.5 mm sur Y. On observe également un décalage vertical systématique de la position des masques des CATS. Ce décalage ne peut venir du déplacement des CATS et des masques qui coulissent le long d'un rail parallèle à l'axe X. Nous pensons plutôt à une petite différence entre la position du centre du détecteur relevé par le géomètre et le centre effectif des plans de piste lorsque les détecteurs sont gonflés sous la pression du gaz par rapport au vide de l'enceinte. Nous avons réalisé de petites corrections en X et Y, inférieures au mm, sur les positions du géomètre de manière à reproduire de façon plus satisfaisante l'image de la grille en vérifiant leur influence sur les image des masques (voir Fig. 7.2 à droite). Ces corrections, présentées dans le tableau 7.1, sont compatibles avec les erreurs de positionnement liées à l'insertion et au retrait des masques et du CATS n°1 au cours de l'expérience.

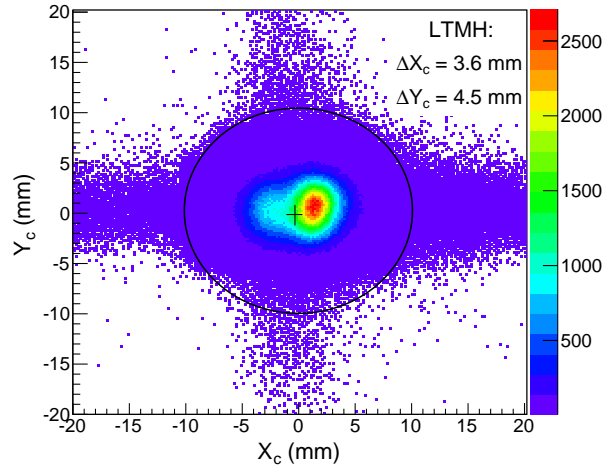
### 7.1.3.3 Profil du faisceau sur cible

La figure 7.3 montre le profil du faisceau SPIRAL d' $^{14}\text{O}^{8+}$ . Il est décalé par rapport au centre de la cible d'environ 1.6 mm en X et de 0.7 mm en Y. Ses dimensions données par les largeurs à mi-hauteur horizontale  $\Delta X_c \simeq 3.6$  mm et verticale  $\Delta Y_c \simeq 4.5$  mm sont caractéristiques des faisceaux SPIRAL. La taille de la cible de polypropylène deutéré utilisée, 20 mm de diamètre, représentée par le cercle en noir, s'avère adaptée. Le profil n'est pas



**Fig. 7.2** – Image des masques placés successivement devant les CATS n°1 et 2 (en haut), image de la grille au plan cible (en bas) qui sert de référence, reconstruite à partir des positions  $C_1$  et  $C_2$ , en utilisant les positions du géomètre (à gauche) et les corrections du tableau 7.1 (à droite). Les lignes en pointillé indiquent les positions des rangées verticales et horizontales des principaux trous.





**Fig. 7.3** – Profil sur cible du faisceau  $^{14}\text{O}^{8+}$  à 18.1 MeV/nucléon et des largeurs à mi-hauteur horizontale  $\Delta X_c$  et verticale  $\Delta Y_c$ .

parfaitement gaussien en  $X$  et présente une queue de distribution. Cette structure est due à la dégradation d'une piste centrale du CATS n°2 au cours de la prise de données, qui entraîne une perte d'efficacité du détecteur. Le faisceau arrive sur la cible avec un angle d'incidence moyen sur cible est centrée sur  $0.3^\circ$  avec une largeur à mi-hauteur de  $0.25^\circ$ .

A la fin de ce chapitre (section 7.4.1), nous verrons comment la prise en compte de l'angle incident et de la position du point d'interaction du faisceau sur la cible influe sur le calcul de l'angle de diffusion et sur la qualité du spectre d'énergie d'excitation final en particulier pour la diffusion élastique  $^{14}\text{O}(d,d)^{14}\text{O}$  où la cible est tournée à  $45^\circ$ .

#### 7.1.3.4 Efficacité

Les efficacités de détection et de reconstruction ont été évaluées à partir d'un lot d'événements sélectionnés par le plastique VAMOS pris en référence. La détection repose sur l'existence d'un signal CATS, la reconstruction repose sur le calcul des positions  $X$  et  $Y$  dans la fenêtre de détection comprise entre  $-35$  et  $+35$  mm. L'efficacité de la reconstruction du faisceau sur cible est de 86.6%, elle est définie par le produit des efficacités de détection et de reconstruction CATS1 (98.7%) et CATS2 (87.7%). Pour l'analyse, on demande en outre que le point d'interaction du faisceau sur la cible soit dans un cercle de rayon 10 mm centrée sur la position de la cible donnée par le géomètre.

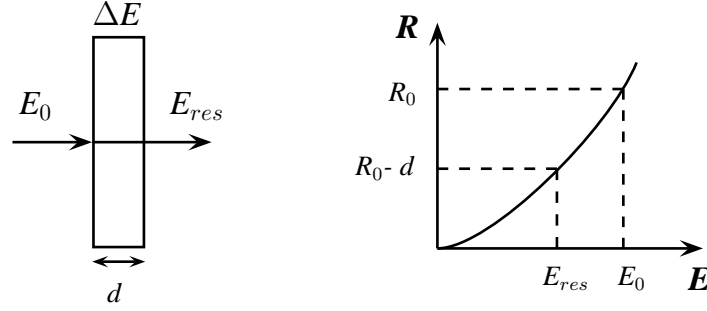


Fig. 7.4 – Principe du calcul des pertes d'énergie.

## 7.2 Caractérisation des particules légères dans MUST2

### 7.2.1 Principe

Les télescopes MUST2 permettent d'identifier, de localiser le point de traversée des particules légères chargées dans le premier étage de détection et de mesurer les énergies déposées. Ces informations conduisent à l'extraction de l'énergie de la particule  $E_{tot}$  et à son angle de diffusion  $\theta_{dif}$  à l'issue de la réaction que nous supposons réalisée en milieu de cible.

L'énergie totale  $E_{tot}$  de la particule détectée est déterminée à partir de : (i) l'énergie déposée dans le silicium à piste  $\Delta E_{Si}$ ; (ii) l'énergie résiduelle  $E_{res}$  mesurée dans le second étage (SiLi ou CsI). L'énergie totale est alors :  $E_{tot} = \Delta E_{Si} + E_{res}$ .

L'angle de diffusion  $\theta_{dif}$  est, quant à lui, défini à partir de : (a) la trajectoire du faisceau donnée par  $\vec{C_1C}$ ; (b) le vecteur  $\vec{CM}$  reliant le point d'interaction sur la cible  $C$  et le point de traversée sur le silicium à pistes  $M$ . L'angle de diffusion est alors déduit de l'expression :

$$\cos(\theta_{dif}) = \frac{\vec{C_1C} \cdot \vec{CM}}{\|\vec{C_1C}\| \|\vec{CM}\|} \quad (7.6)$$

Nous décrirons dans les sections suivantes les méthodes employées pour déterminer  $\Delta E_{Si}$ ,  $E_{res}$  et la position du point  $M$  et identifier les particules chargées en voie de sortie.

### 7.2.2 Calcul de pertes d'énergie

La mesure de  $E_{tot}$  fait intervenir à plusieurs reprises des calculs de pertes d'énergie. Nous précisons brièvement comment ces calculs sont réalisés.

Ils reposent sur la relation entre le parcours moyen  $R$  (en  $\mu\text{m}$  ou en  $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) et l'énergie incidente  $E_0$  (en MeV/u) d'un ion dans un milieu ralentisseur. Il existe des tables de données établies pour différents ions incidents ( $d$ ,  $t$  et  ${}^3\text{He}$ ) et milieux ralentisseurs (aluminium, silicium,  $\text{CD}_2$ ). Nous avons utilisé les tables du logiciel LISE++ [68] qui permet de choisir différentes prescriptions [81, 82, 83] pour les pertes d'énergie. Dans le domaine d'énergie qui nous intéresse entre 0.1 et 30 MeV/u, les variations observés pour les parcours moyens des particules légères déduits de ces différentes tables sont au maximum de 2% et en moyenne inférieures à 1%.

Plusieurs méthodes permettent de remonter à l'énergie incidente selon les informations connues sur la particule (voir Fig.7.4) :

Source 3- <i>alpha</i>			
Émetteur	T <sub>1/2</sub>	E <sub>α</sub>	I <sub>α</sub>
<sup>239</sup> Pu	2.411(3).10 <sup>4</sup>	5.15659(14)	70.77(14)
		5.1443(8)	17.11(14)
		5.1055(8)	11.94(7)
<sup>241</sup> Am	432.6(6)	5.48556(12)	70.77(14)
		5.44280(13)	17.11(14)
		5.388(8)	11.94(7)
<sup>244</sup> Cm	18.1(1)	5.80477(5)	76.40(12)
		5.76264(3)	23.60(12)
Source 4- <i>alpha</i> ( <sup>226</sup> Ra)			
Émetteur	T <sub>1/2</sub>	E <sub>α</sub>	I <sub>α</sub>
<sup>226</sup> Ra	1600(7) a	4.78434(25)	94.45(5)
<sup>222</sup> Rn	3.8235(3) j	5.48948(30)	99.92(1)
<sup>218</sup> Po	3.098(12) m	6.00235(9)	99.9789(23)
<sup>214</sup> Po	164.3(20) μs	7.68682(7)	99.9895(6)

**Tab. 7.2** – Énergies et intensités des transitions α des deux sources utilisées pour les calibrations des télescopes MUST2.

1. Le mode direct  $E_0 \rightarrow (\Delta E, E_{res})$  donne l'énergie déposée dans les différents étages de détection connaissant leur épaisseur  $d$  et l'énergie  $E_0$  de la particule.

$$\left. \begin{array}{l} E_0 \rightarrow R_0 \\ E_{res} \leftarrow R_0 - d \end{array} \right\} \Delta E = E_0 - E_{res} \quad (7.7)$$

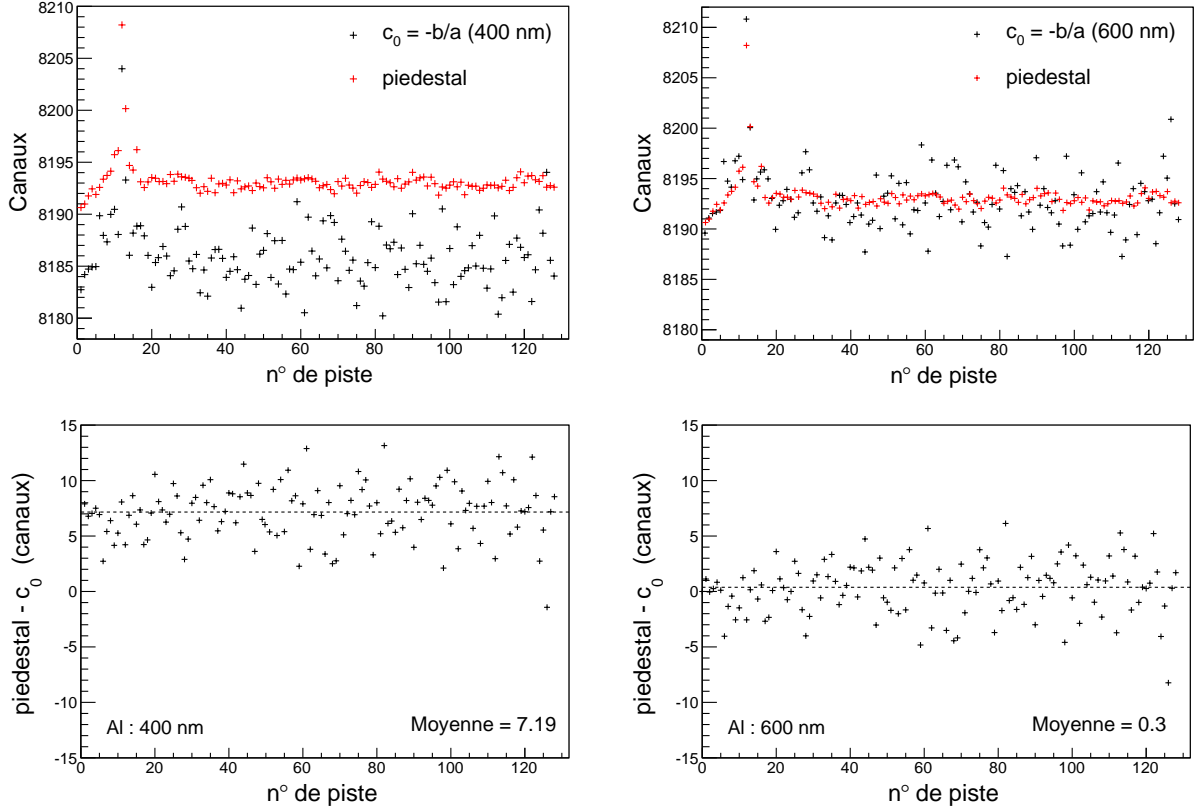
2. Le mode inverse  $E_{res} \rightarrow (\Delta E, E_0)$  donne l'énergie déposée dans le premier étage et l'énergie incidente de la particule connaissant son énergie résiduelle.
3. le mode itératif  $\Delta E \rightarrow (E_{res}, E_0)$  donne les énergies incidente et résiduelle de la particule connaissant l'énergie déposée dans le premier étage. Il s'agit d'une méthode par dichotomie où l'on cherche l'énergie  $E_0$  pour laquelle la différence  $|\Delta E - \Delta E_{calc}|/\Delta E < \epsilon$  converge, le paramètre de convergence étant fixé ici à 0.1%.

## 7.2.3 Silicium à pistes

### 7.2.3.1 Étalonnage en énergie

Pour étalonner l'ensemble des pistes des 6 télescopes nous avons utilisé deux sources α dont les transitions principales sont résumées dans le tableau 7.2. La première est une source 3-α classique permettant de couvrir une gamme entre 5.1 et 5.8 MeV. La seconde est une source de <sup>226</sup>Ra ayant 4 transitions α entre 4.8 MeV à 7.7 MeV. L'inconvénient de cette source est la présence d'un film de protection en or, dont l'épaisseur est de 100 μg/cm<sup>2</sup> qu'il faut prendre en compte dans nos calibrations.

La première étape de l'étalonnage consiste à relever les positions des pics α pour chaque piste (1536 spectres) dont l'étalonnage en énergie est obtenu à l'aide d'une régression linéaire. Des mesures avec un générateur d'impulsion très précis ont montré que la réponse de l'électronique



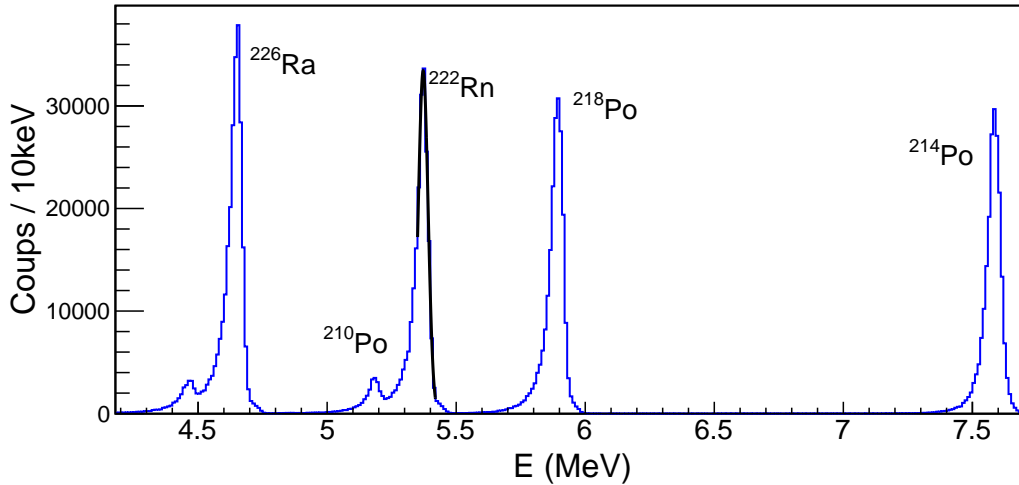
**Fig. 7.5** – Vérification de l'étalonnage des pistes X du télescope 2 dont l'extrapolation à zéro ( $c_0 = -b/a$ ) est comparée à la position du piédestal. Deux hypothèses sur la zone morte de la face d'entrée sont considérées : 400 nm d'épaisseur équivalente Al (à gauche) et 600 nm (à droite).

de MUST2 était linéaire jusqu'à 10 MeV pour le DSSD et présentait des non-linéarités au-delà inférieures à 1%.

Il convient de prendre en compte la zone morte de la face d'entrée du DSSD composée d'une couche de  $\text{SiO}_2$  et d'une couche d'aluminium. Les épaisseurs données par le constructeur sont respectivement de  $0.1 \mu$  et de  $0.4(1) \mu\text{m}$ . Il existe une incertitude sur cette valeur qu'il est utile de préciser.

La réponse du Si à pistes permet de tester l'épaisseur de cette zone morte. Nous avons réalisé plusieurs étalonnages avec la source  $3-\alpha$  en considérant plusieurs épaisseurs d'aluminium entre  $0.4$  et  $0.7 \mu\text{m}$ . L'extrapolation à zéro de la droite d'étalonnage obtenue pour chaque piste,  $E(\text{keV}) = a * \text{canal} + b$ , doit alors correspondre au piédestal si la calibration est bonne.

La figure 7.5 montre les extrapolations à zéro comparées aux positions du piédestal des pistes X du télescope 2 pour deux épaisseurs d'aluminium. L'épaisseur de 400 nm sous-estime la position du piédestal de 7.2 canaux en moyenne, soit environ 50 keV. Nous obtenons un bon accord en considérant une zone morte de 600 nm d'aluminium, inférieur au canal en moyenne. Nous avons appliqué cette procédure sur l'ensemble des pistes X des 6 télescopes et confirmé une épaisseur de zone morte de 600 nm avec un écart moyen inférieur à 2 canaux pour les 6 télescopes. Notons que cette valeur de zone morte reste dans les spécifications du constructeur.



**Fig. 7.6** – Superposition en énergie des 128 pistes X du télescope 2 pour la source de  $^{226}\text{Ra}$ . Les énergies  $\alpha$  sont corrigées des pertes d'énergie dans la couche d'or et dans la zone morte de la fenêtre d'entrée (voir texte). L'ajustement gaussien sur la raie du  $^{222}\text{Rn}$  illustre la façon dont sont obtenues les résolutions du tableau 7.3.

Télescope	Source 3 $\alpha$		Source 5 $\alpha$	
	Résolution X	Résolution Y	Résolution X	Résolution Y
1	42	54	46	51
2	39	56	47	54
3	40	49	45	51
4	39	48	48	54
5	41	58	47	57
6	41	49	45	54
Moyenne	40	52	46	54

**Tab. 7.3** – Résolution des siliciums à pistes pour la transition de 5.5486 MeV de l' $^{241}\text{Am}$  et à 5.4895 MeV du  $^{222}\text{Rn}$ .

La source de  $^{226}\text{Ra}$  permet d'effectuer un étalonnage sur une plus grande gamme d'énergie. Les énergies des transitions  $\alpha$  sont corrigées de la zone morte de 600 nm d'aluminium, caractérisée précédemment, et de la fenêtre de protection de la source de  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'or. Nous avons utilisé la même procédure d'extrapolation à zéro afin de vérifier l'épaisseur de la couche d'or et de confirmer sa valeur. Le résultat de cette calibration est présenté la figure 7.6. Les pics alpha présentent une petite traine à basse énergie, liée à des défauts de collection de charge dans le détecteur et/ou à son électronique. C'est pourquoi nous avons réalisé un ajustement gaussien sur la partie haute énergie des pics afin d'extraire leurs positions et leurs largeurs à mi-hauteur.

Les résolutions (LTMH) obtenues sont résumées dans le tableau 7.3. La résolution en énergie est systématiquement meilleure sur les voies X que sur les pistes Y pour tous les télescopes, pour des mesures réalisées en début ou en fin d'expérience. Cette dégradation en Y n'est pas due à la superposition des pistes car elle est visible dans les spectres Y

bruts individuels où les pics alpha sont plus larges d'environ un canal. Cette différence a été observée dans des expériences suivantes au GANIL et à RIKEN. Les particules  $\alpha$  s'arrêtant dans le premier décile de silicium, la collection de charge serait meilleure sur la face d'entrée (voies X) où le champ est appliqué. Les résolutions obtenues avec la source 4- $\alpha$  de  $^{226}\text{Ra}$  sont en moyenne plus larges de 6 keV environ comparées à la source 3- $\alpha$ . Cette dégradation est compatible avec le stragglings en énergie dû à la couche d'or protégeant la source, estimé à 5 keV ( $\sigma$ ) pour un alpha de 5 MeV.

### 7.2.3.2 Sélection des événements

Pour la suite de l'analyse, il est important de préciser quels sont nos critères de sélection sur les différents types d'événement observés dans les siliciums à piste. Premièrement, pour éviter le bruit, une piste est dite touchée si son énergie dépasse un seuil que nous avons fixé ici à 500 keV, correspondant au réglage des seuils de l'expérience. Lorsque plusieurs télescopes sont touchés l'événement est rejeté. Cela représente en moyenne 45% des événements pour les runs de transfert. Plusieurs particules légères sont produites dans les réactions du faisceau sur la cible, en particulier avec le carbone.

Les événements qui présentent un biais minimal pour la mesure de l'énergie sont ceux où une seule piste, en X et en Y, est touchée dans un télescope donné. Nous considérons l'énergie déposée donnée par  $E_{Si} = E_X$  qui offre la résolution en énergie et l'extrapolation à zéro la meilleure.

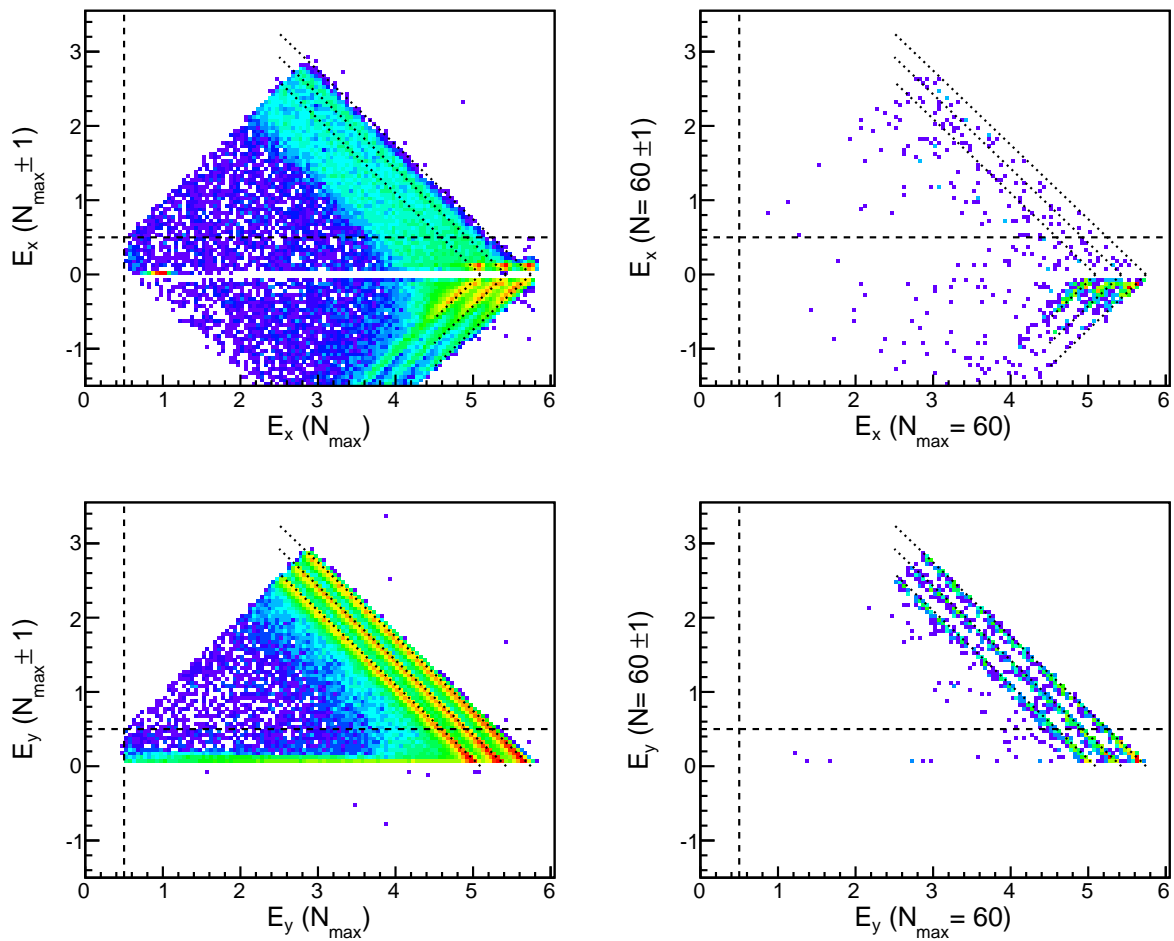
Si plusieurs pistes d'un même plan sont touchées, séparées d'au moins une piste, on considère qu'il s'agit alors d'un événement à plusieurs particules qui est rejeté. Les événements correspondant à des signaux d'interpiste ne sont pas pris en compte dans l'analyse car, comme nous allons le voir, ils sont le plus souvent associés à une mauvaise collection de charge.

Pour caractériser ce type d'événement et en estimer la proportion, nous avons étudié des données provenant d'un étalonnage avec source alpha réalisé en début d'expérience afin d'avoir un signal et un déclenchement physique propre des télescopes MUST2 et une grande statistique. Sur la figure 7.7, les événements d'interpiste sont représentés en fonction de l'énergie de la piste ( $N_{max}$ ) ayant reçue la plus grande charge et le signal mesuré sur la piste voisine ( $N_{max} \pm 1$ ). Le signal d'interpiste présente une structure différente selon le plan de piste étudié.

Sur la face d'entrée du DSSD (pistes X), le signal induit sur la piste voisine présente deux composantes. La première, la plus importante, est de polarité négative; elle ne peut déclencher le discriminateur de la voie électronique (de polarité positive) et donc générer un déclenchement multiple aisément reconnaissable. La seconde est de polarité positive, de même signe que le signal principal. On observe une corrélation en énergie qui montre un partage de l'énergie entre les 2 pistes X voisines, bien visible dans la partie d'énergie négative, mais également dans la partie positive lorsqu'une seule voie de déclenchement est sélectionnée ( $N_{max}=60$ ), accompagné d'un certain déficit de charge variable selon les pistes. La charge totale collectée par les 2 pistes X est généralement incomplète rendant difficile l'exploitation des événements d'interpiste X. Le seuil de 500 keV coupe une grande partie de ces événements.

Sur la face de sortie du DSSD (pistes Y), le signal d'interpiste est de même polarité que le signal principal (énergie positive). Il présente une composante sous le seuil de déclenchement de 500 keV. L'énergie de la particule alpha peut être obtenue en sommant les énergies collectées par les 2 pistes Y qui ont déclenché.

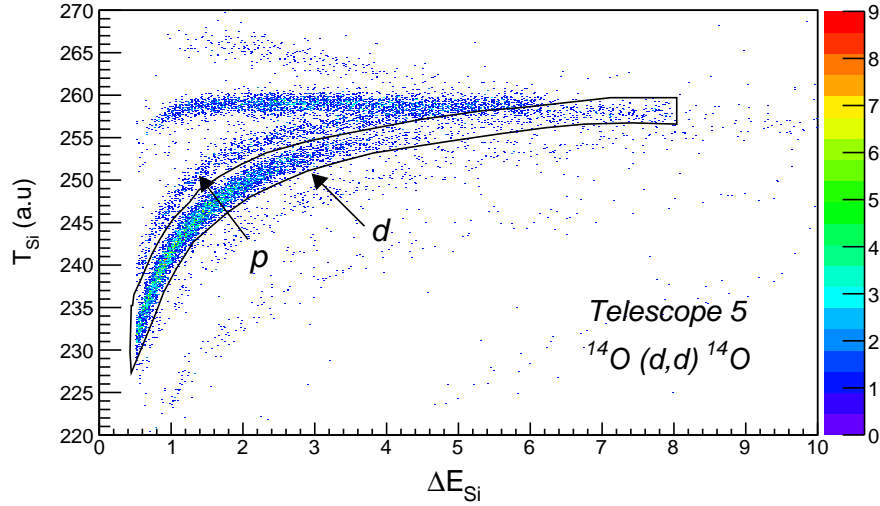
Le tableau 7.4 résume la distribution des événements obtenus avec la source en fonction du nombre de pistes qui ont participé au déclenchement. La référence pour chaque télescope est



**Fig. 7.7** – Corrélation en énergie des événements correspondants à un interpiste X (en haut) ou Y (en bas) obtenue lors d'un étalonnage avec source alpha, quelle que soit la piste  $N_{max}$  ayant déclenché la mesure (à gauche), pour une piste centrale  $N_{max}=60$  (à droite). Le seuil de déclenchement est fixé à 500 keV (ligne en tiret). Les lignes en pointillé représentent les énergies des pics alpha partagées de manière linéaire entre les 2 pistes voisines.

	$MX, Y > 0$	(1,1)	(2,1)	(1,2)	Autre	InterX	InterY
T1	~ 100%	86%	2%	12%	0%	11%	18%
T2	~ 100%	86%	2%	12%	0%	11%	19%
T3	~ 100%	87%	1%	12%	0%	10%	19%
T4	~ 100%	86%	2%	12%	0%	11%	19%
T5	~ 100%	85%	3%	12%	0%	9%	18%
T6	~ 100%	85%	3%	12%	0%	10%	18%

**Tab. 7.4** – Distribution des événements obtenus avec une source alpha en fonction de la multiplicité de pistes touchées. Les deux dernières colonnes indiquent le taux d'événements ayant un signal d'interpiste qu'il soit ou non au-dessus du seuil de 500 keV.



**Fig. 7.8** – Identification des particules dans une matrice énergie-temps de vol donné par le silicium à piste du télescope 5 lors d'un run de diffusion élastique  $^{14}\text{O}(d,d)^{14}\text{O}$ .

le nombre total d'événements présents quelle que soit la multiplicité de pistes touchées. Les événements d'interpiste représentent en moyenne selon les détecteurs, 10% des événements sur le plan de pistes X et 19% sur les pistes Y, soit une valeur supérieure au rapport des surfaces piste-interpiste (8%), indiquant la présence d'une diaphonie plus importante sur le plan de piste Y. Le signal d'interpiste est généralement sous le seuil de 500 keV, il n'apparaît que pour 2% des événements sélectionnés en X et 12% en Y sous forme de multiplicité supérieure à un (2,1) ou (1,2). Notons enfin que la probabilité d'avoir un événement bien mesuré, avec une contribution faible de l'interpiste, est défini par le produit des probabilités de mesurer une multiplicité égale à un sur les deux plans de pistes, soit 86% en moyenne sur l'ensemble des DSSD de MUST2.

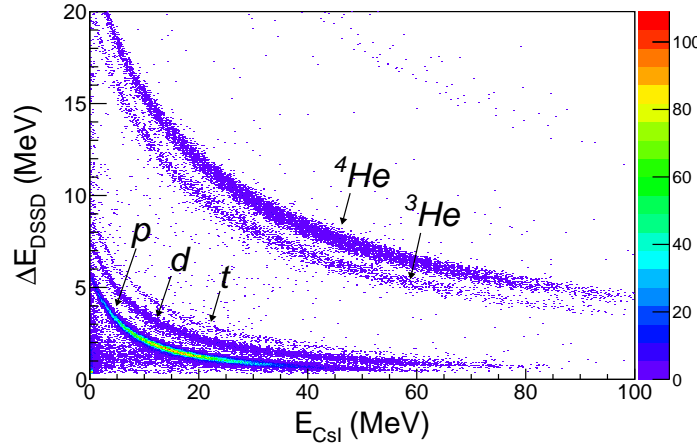
### 7.2.3.3 Identification

L'identification des particules légères s'arrêtant dans le silicium à pistes s'effectue en corrélant l'énergie déposée  $\Delta E_{Si}$  et le temps de vol  $T$ . Ce dernier est donné par la piste qui a déclenché et le signal stop provenant de CATS2. La figure 7.8 montre un exemple de matrice  $\Delta E_{Si}$ - $T$  obtenu pour le télescope 5 et un run de diffusion élastique  $^{14}\text{O}(d,d)^{14}\text{O}$ . La cible étant tournée à  $45^\circ$ , l'identification en masse des deutons et des protons est très propre. On observe le point de rebroussement des deutons à environ 8 MeV lorsqu'ils traversent le premier étage.

L'étalonnage des voies temps est réalisé à l'aide d'un générateur d'impulsion spécifique (*Time Calibrator*) qui délivre une série de pics séparés de 10 ns sur une gamme de 640 ns. Les positions sont relevées puis ajustées par un polynôme de second ordre deux permettant une bonne superposition finale des pistes. La résolution (LTMH) moyenne sur un pic est de 580 ps.

La résolution en temps de MUST2 est de l'ordre de la ns. La contribution du détecteur CATS2 est petite, environ 500 ps.





**Fig. 7.9** – Corrélation entre l'énergie déposée dans les Si à piste et l'énergie résiduelle de la particule dans les CsI, superposition de 48 matrices  $\Delta E - E$ .

## 7.2.4 Silicium épais (SiLi)

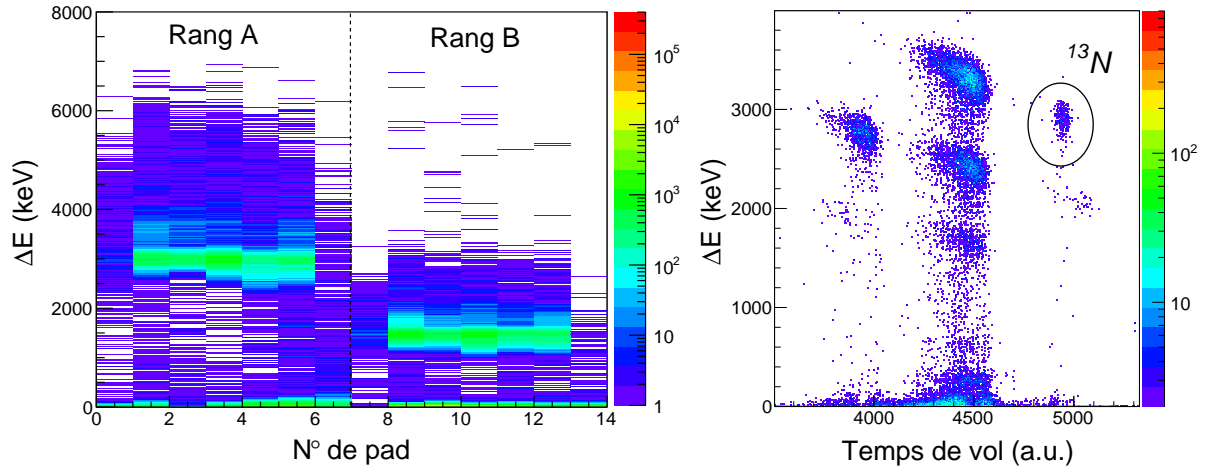
Les SiLi ont été étalonnés en fin d'expérience à l'aide de la source  $4\alpha$ . Ces détecteurs ont également une zone morte dont l'épaisseur équivalente silicium est estimée à  $1 \mu\text{m}$  par le constructeur. Comme pour le DSSD, nous avons vérifié les épaisseurs de zone morte en comparant les extrapolations à zéro des étalonnages. Une épaisseur de  $1 \mu\text{m}$  permet de minimiser en moyenne l'écart entre l'extrapolation à zéro et le piédestal pour les 16 pads du télescope 5 et sur les pads 9 à 16 du télescope 6. Cependant pour les voies 1 à 8 du télescope 6 une épaisseur de  $1.25 \mu\text{m}$  est nécessaire. La résolution (LTMH) obtenue en sommant les 16 pads du télescope 5 est de 90 keV et de 88 keV pour le télescope 6 pour un alpha de 5.5 MeV.

## 7.2.5 Cristaux CsI

Les cristaux de CsI sont utilisés principalement pour la mesure du transfert  $^{14}\text{O}(d,t)$  car les tritons ont une grande énergie et traversent le premier étage (voir figure 6.1). L'étalonnage en énergie des CsI nécessite une cinématique de réaction de référence avec une grande statistique. Cette référence faisant défaut, nous avons donc calibré les CsI à partir des informations du DSSD (perte d'énergie, angle d'incidence et épaisseur), à l'aide de la méthode 7.2.2 ( $\Delta E \rightarrow (E_{res})$ ). L'épaisseur du DSSD et la position interviennent pour calculer la distance parcourue dans le silicium. On ajuste la relation entre  $\Delta E_{Si}$  (en MeV) et  $E_{CsI}$  (en canaux) par un polynôme d'ordre 2 pour obtenir l'étalonnage des CsI.

Cette procédure de calibration indirecte fait intervenir de nombreuses erreurs systématiques. Elle est discutée dans la thèse de X. Mougeot [74]. Elle permet un alignement relatif des cristaux pour les identifications en charge par  $\delta E - E$ . Une référence en énergie absolue est cependant nécessaire pour obtenir un étalonnage précis. Nous avons utilisé cet étalonnage  $E_{CsI}$  pour identifier les tritons. La figure 7.9 montre la matrice d'identification obtenue en superposant les CsI des trois télescopes à l'avant, les CsI du télescope 3 n'ayant pas fonctionné durant l'expérience. Les différents isotopes de l'hydrogène et de l'hélium sont bien séparés, notamment les tritons qui traversent le DSSD.

L'énergie totale des tritons est donnée par : (i)  $E_{tot} = \Delta E_{Si}$  si la particule s'est arrêtée dans le premier étage, (ii)  $E_{tot} = \Delta E_{Si} + E_{res}$  si elle a traversé le premier étage où  $E_{res}$  est



**Fig. 7.10** – Énergie déposée  $\Delta E$  dans les 14 pads de la chambre à ionisation par le faisceau direct d' $^{14}\text{N}^{7+}$  à 18.06 MeV/nucléon au plan focal (à gauche). Spectre d'identification énergie-temps de vol dans VAMOS pour la réaction  $^{14}\text{N}(d,t)$  et le contour de l' $^{13}\text{N}$  (à droite).

déterminé par une procédure de dichotomie (voir § 7.2.2).

### 7.2.6 Énergie totale

A cette étape de l'analyse, on connaît l'énergie déposée dans les différents étages de détection. Il faut encore remonter à l'énergie de la particule après la réaction en prenant en compte les pertes d'énergie dans la cible et dans la zone morte des siliciums à pistes. Pour déterminer ces pertes d'énergie, on évalue la distance parcourue dans les deux matériaux (silicium,  $\text{CD}_2$ ) à partir de l'angle d'émission de la particule et leur épaisseur respective en faisant l'hypothèse d'une réaction en milieu de cible.

Pour les cibles de 0.5 et 1.5  $\text{mg}/\text{cm}^2$ , la perte d'énergie dans la demi-cible d'un triton entre 5 et 30 MeV est inférieure à 3%. Ces corrections influent peu sur les cinématiques reconstruites. En revanche, pour la cible épaisse de 8.5  $\text{mg}/\text{cm}^2$ , elles peuvent représenter jusqu'à 19% pour un triton de 5 MeV.

## 7.3 Identification des éjectiles dans VAMOS

Les éjectiles sont identifiés dans VAMOS à l'aide de la perte d'énergie déposée dans la chambre à ionisation et le temps de vol mesuré entre CATS2 et le plastique. Pour étalonner en énergie la chambre à ionisation, nous avons balayé les deux rangées de pads à l'aide du faisceau direct d' $^{14}\text{N}^{7+}$  à une intensité réduite en faisant varier la rigidité magnétique de VAMOS. Nous avons travaillé sans cible et sans CATS dans le faisceau pour éviter des pertes et des fluctuations en énergie supplémentaires. Le faisceau  $^{14}\text{N}^{7+}$  dépose 1.48 MeV dans la première rangée (B) et 2.99 MeV dans la deuxième (A). Cette estimation est faite à partir de la rigidité de la ligne de 1.2278 T.m en prenant en compte les pertes d'énergies dans les chambres à dérive (isobutane) et les fenêtres de Mylar. Les relevés des pics correspondant au faisceau dans les spectres des 14 pads fournissent un étalonnage au premier ordre présenté sur figure 7.10. Les largeurs des pics sont affectées de fluctuations en énergie du faisceau dans la traversée des feuilles de Mylar (6.1  $\mu\text{m}$ ) et des épaisseurs de gaz (20 cm d'isobutane à 13 mb). Elles sont résumées dans le tableau 7.5. La rangée A donne la meilleure résolution en

	Rangée B	Rangée A
LTMH (keV)	176	233
CD + Mylar (keV)	141	200
Résolution intrinsèque	7.1%	4.0%

**Tab. 7.5** – Résolution de la chambre d’ionisation pour les 2 rangées de pads obtenue avec le faisceau  $^{14}\text{N}^{7+}$ . La contribution des fenêtres de Mylar et du gaz d’isobutane des 2 chambres à dérive (CD) en amont de la chambre à ionisation est calculée avec LISE++ [68].

relatif comme attendu ; la première rangée B étant soumise à des effets de bord où le champ électrique n’est pas uniforme. Nous avons pris la rangée A pour la mesure de la perte d’énergie dans la chambre à ionisation pour l’identification des résidus du projectile issus des réaction de transfert ( $^{13}\text{N}$  et  $^{13}\text{O}$ ). Notons que l’efficacité de détection par rapport au plastique pour ces noyaux est proche de 100%.

Sur la partie droite de la figure 7.10 est présenté le spectre d’identification pour la réaction de transfert  $^{14}\text{N}(d,t)^{13}\text{N}$ . Ce spectre est obtenu pour un pad central de la chambre d’ionisation en utilisant le temps de vol mesuré entre le détecteur CATS2 et le plastique. Le principe de séparation des résidus en  $Z$  et en  $A/Q$ , décrit dans la section 4.1.2, permet d’identifier les résidus détectés au plan focal de VAMOS. Au centre, les noyaux  $N=Z$  sont animés d’une même vitesse, l’énergie la plus grande correspond à l’ $^{14}\text{N}^{7+}$ , à droite de cette tache on trouve l’ $^{13}\text{N}^{7+}$ . La séparation entre les différents noyaux est relativement claire et ne nécessite pas de corrections de trajectoire données par les chambres à dérive.

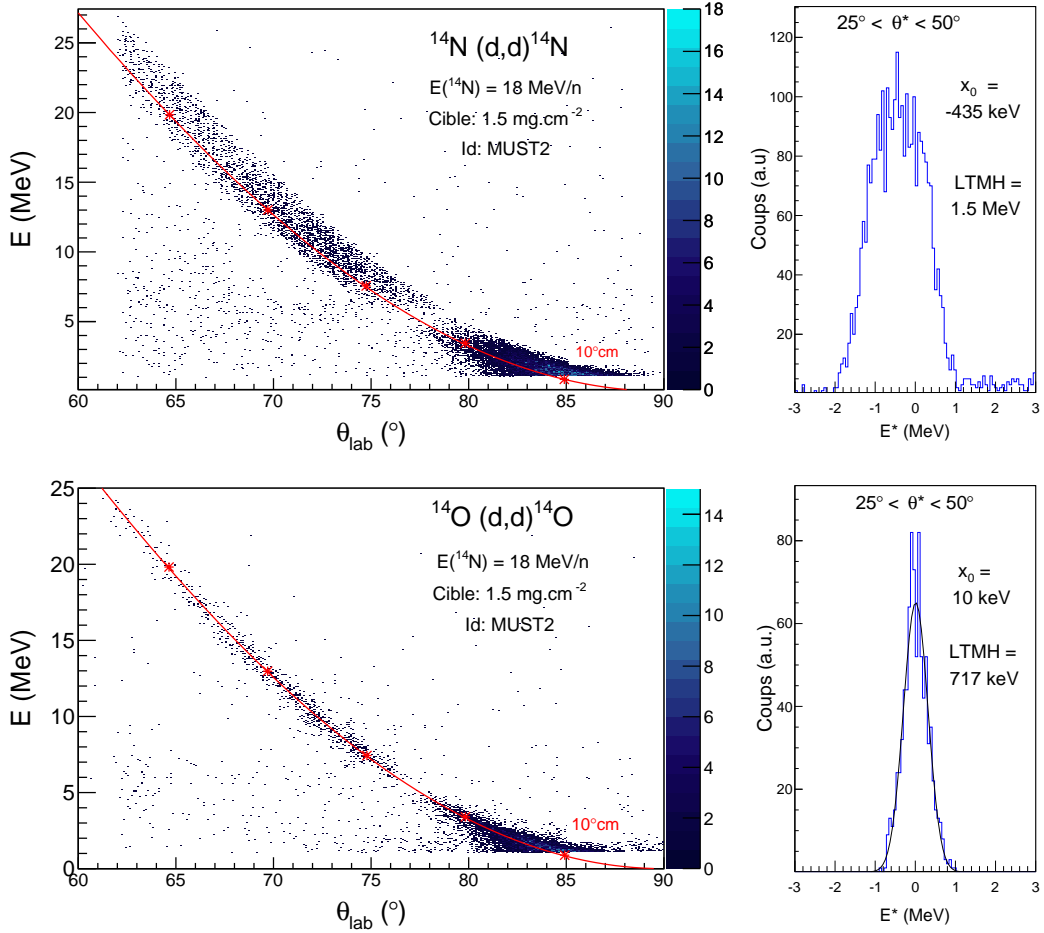
## 7.4 Cinématiques et Spectre en énergie d’excitation

Dans cette dernière section, nous présentons les cinématiques des éjectiles légers ainsi que les spectres d’énergie d’excitation des éjectiles lourds pour les différentes réactions que nous avons étudiées. Ces données sont le fruit des différentes étapes d’analyse décrites dans ce chapitre. Elles fournissent des indications sur le bruit fond associé à chacune de ces réactions, la qualité de la reconstruction de l’angle de diffusion  $\theta_{dif}$  et des étalonnages réalisés  $E_{tot}$  qui contribuent à la largeur du spectre d’énergie d’excitation. Les calculs de l’énergie d’excitation et de l’angle dans le centre de masse de la réaction à partir des variables  $E_{tot}$  et  $\theta_{dif}$  sont détaillés dans l’annexe A.2.

### 7.4.1 Diffusion élastique

Nous présentons les cinématiques obtenues pour les diffusions élastiques  $^{14}\text{N}(d,d)$  et  $^{14}\text{O}(d,d)$  à 18 MeV/nucléon sur une cible de 1.5 mg/cm<sup>2</sup> tournée à 45°. Ces cinématiques relient l’énergie et l’angle de diffusion du deuteron en voie de sortie déduites de la conservation de l’énergie et de l’impulsion de la réaction. Les deutons sont identifiés dans les télescopes 5 et 6 en utilisant le Si à pistes, spectre  $\Delta E$ -T d’une part, et l’énergie résiduelle dans le SiLi, spectre  $\Delta E$ - $E_{SiLi}$  d’autre part. Les identifications sont relativement propres, ces télescopes étant peu déclenchés par des réactions parasites. Nous avons réalisé des mesures inclusives avec MUST2 sans demander de coïncidence avec le quasi-projectile,  $^{14}\text{N}^{7+}$  ou  $^{14}\text{O}^{8+}$ , dans VAMOS.

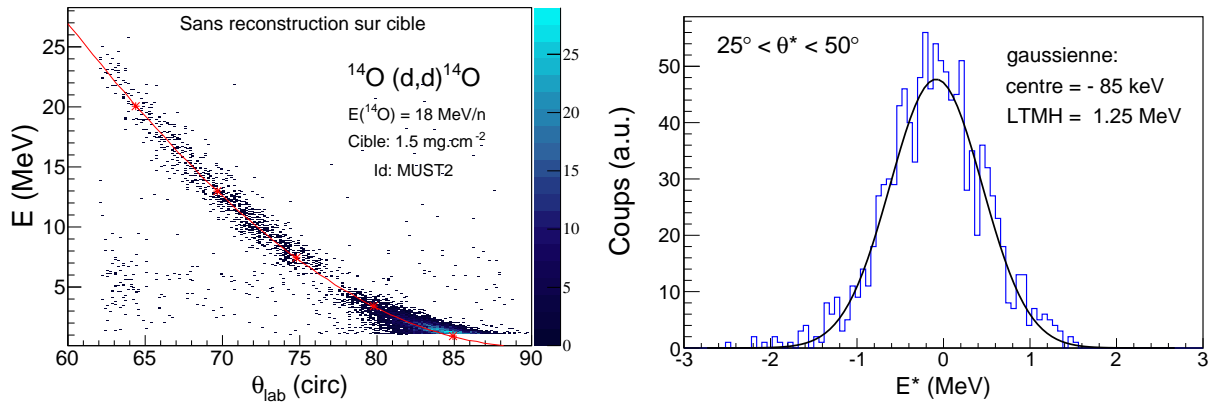
Pour le faisceau stable  $^{14}\text{N}$ , nous ne disposons que de CATS2 dans la ligne pour les mesures de temps vol. Ce choix était motivé par le risque de perdre 2 détecteurs CATS avant les



**Fig. 7.11** – Cinématiques des diffusions élastiques  $^{14}\text{N}(\text{d,d})^{14}\text{N}$ , en haut,  $^{14}\text{O}(\text{d,d})^{14}\text{O}$ , en bas, obtenues pour des deutons identifiés dans MUST2. Les lignes représentent les cinématiques calculées, les symboles des pas de  $10^\circ$  dans le centre de masse. A droite, le spectre d'énergie d'excitation associé pour un domaine angulaire compris entre  $25^\circ$  et  $50^\circ$  dans le centre de masse.

mesures avec le faisceau SPIRAL. Nous ne disposons que d'un seul détecteur de rechange. Les pistes d'aluminium évaporées sur la feuille mince de Mylar des CATS peuvent, en effet, être endommagées à partir de quelque  $10^5$  ions par seconde sur une surface bombardée de quelques  $\text{mm}^2$ . Nous n'avons par conséquent pas de reconstruction du point d'interception du faisceau sur la cible pour ces données  $^{14}\text{N}(\text{d,d})$ . Hors cette information s'avère particulièrement utile pour la mesure de l'angle de diffusion, notamment lorsque la cible est tournée, car on introduit alors une forte dépendance de  $\theta_{dif}$  en fonction de la position  $X$  sur la cible. La rotation de la cible à  $45^\circ$  vers les télescopes 5 et 6 pour les mesures élastiques permet d'éviter l'ombre du porte-cible et une coupure de la cinématique aux grands angles,  $\theta_{lab} > 80^\circ$ , importants pour les comparaisons avec les calculs.

La cinématique de la diffusion  $^{14}\text{N}(\text{d,d})$ , figure 7.11, présente une corrélation très large et décalée par rapport à la cinématique calculée, signe d'un angle mal reconstruit. Le spectre d'énergie d'excitation associé est très large d'environ 1.5 MeV et décalé de -435 keV par rapport à l'origine. En comparaison, la diffusion élastique  $^{14}\text{O}(\text{d,d})$ , dont l'angle de diffusion a été déterminé avec les CATS (et mesuré avec une statistique plus faible) présente une



**Fig. 7.12** – Cinématique et spectre d'énergie d'excitation pour la réaction  $^{14}\text{O}(d,d)$  en ne prenant pas en compte la position du faisceau sur la cible avec les CATS.

corrélation étroite avec la cinématique calculée, que l'on quantifie sur le spectre d'énergie d'excitation par une largeur LTMH de 717 keV, 2 fois plus faible que  $^{14}\text{N}(d,d)$ , et parfaitement centré à +10 keV. Cette mesure de l'élastique  $^{14}\text{O}(d,d)$  permet de valider les procédures de reconstruction et de calibration mises en oeuvre dans notre analyse des télescopes 5 et 6.

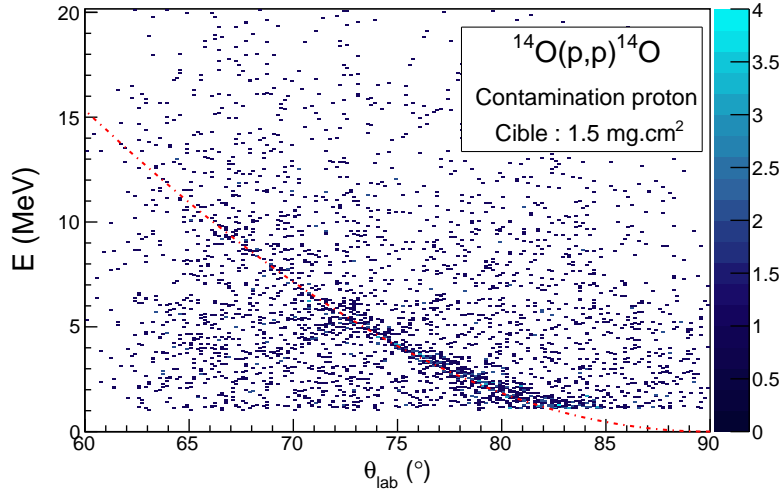
Afin d'être convaincu du rôle des CATS dans la reconstruction de  $\theta_{dif}$ , la figure 7.12 montre une cinématique similaire pour la réaction  $^{14}\text{O}(d,d)$  sans prendre en compte la reconstruction du point d'interception du faisceau sur la cible. On constate une nouvelle fois une augmentation de largeur de la distribution des événements autour de la ligne cinématique calculée (1.25 MeV) et un décalage (-85 keV) sur le spectre d'énergie d'excitation, effets similaires à ceux que nous avons observés pour la diffusion élastique  $^{14}\text{N}(d,d)$ .

Lorsque la cible est normale au faisceau,  $\theta_{cib} = 0^\circ$ , l'effet de la reconstruction est plus faible, pour une dispersion en position et en angle d'incidence du faisceau similaire. Nous verrons que l'absence de reconstruction pour la mesure du transfert  $^{14}\text{N}(d,t)$ , aux petits angles dans le laboratoire, a eu une faible répercussion sur les spectres cinématiques.

## 7.4.2 Contamination de la cible

L'étude de la diffusion élastique a permis de révéler une légère contamination en proton de la cible de  $1.5 \text{ mg}/\text{cm}^2$ . En sélectionnant les protons dans les spectres d'identification décrits précédemment, au lieu des deutons, on voit une corrélation ténue mais visible d'une diffusion élastique  $^{14}\text{O}(p,p)$  sur la figure 7.13. Le bruit est nettement plus important que sur les spectres de la figure 7.11 car les protons détectés dans les télescopes 5 et 6 peuvent venir d'autres réactions en particulier du faisceau avec le carbone de la cible. La ligne cinématique correspondant à la diffusion élastique  $^{14}\text{O}(p,p)$  met en évidence une accumulation de protons corrélés dans le spectre. Notons également la présence d'une ligne de rebroussement à partir de 6 MeV indiquant des protons qui traversent le Si à piste sans donner de signal dans le SiLi qui a une surface active plus petite.

Pour estimer la fraction  $f$  de protons dans la cible, nous avons comparé les nombres de protons et de deutons diffusés élastiquement, (p,p) et (d,d), dans un certain domaine angulaire. Une condition sur le spectre d'énergie d'excitation centré autour de l'origine permet d'éliminer les protons venant de processus autres que la diffusion élastique. Par ailleurs, nous avons choisi un domaine angulaire où les voies élastiques (d,d) et (p,p) ont des sections



**Fig. 7.13** – Corrélation entre l'énergie et l'angle de diffusion des protons mesurés dans les télescopes 5 et 6. La ligne cinématique attendue pour la diffusion  $^{14}\text{O}(p,p)^{14}\text{O}$  est affichée en tiret.

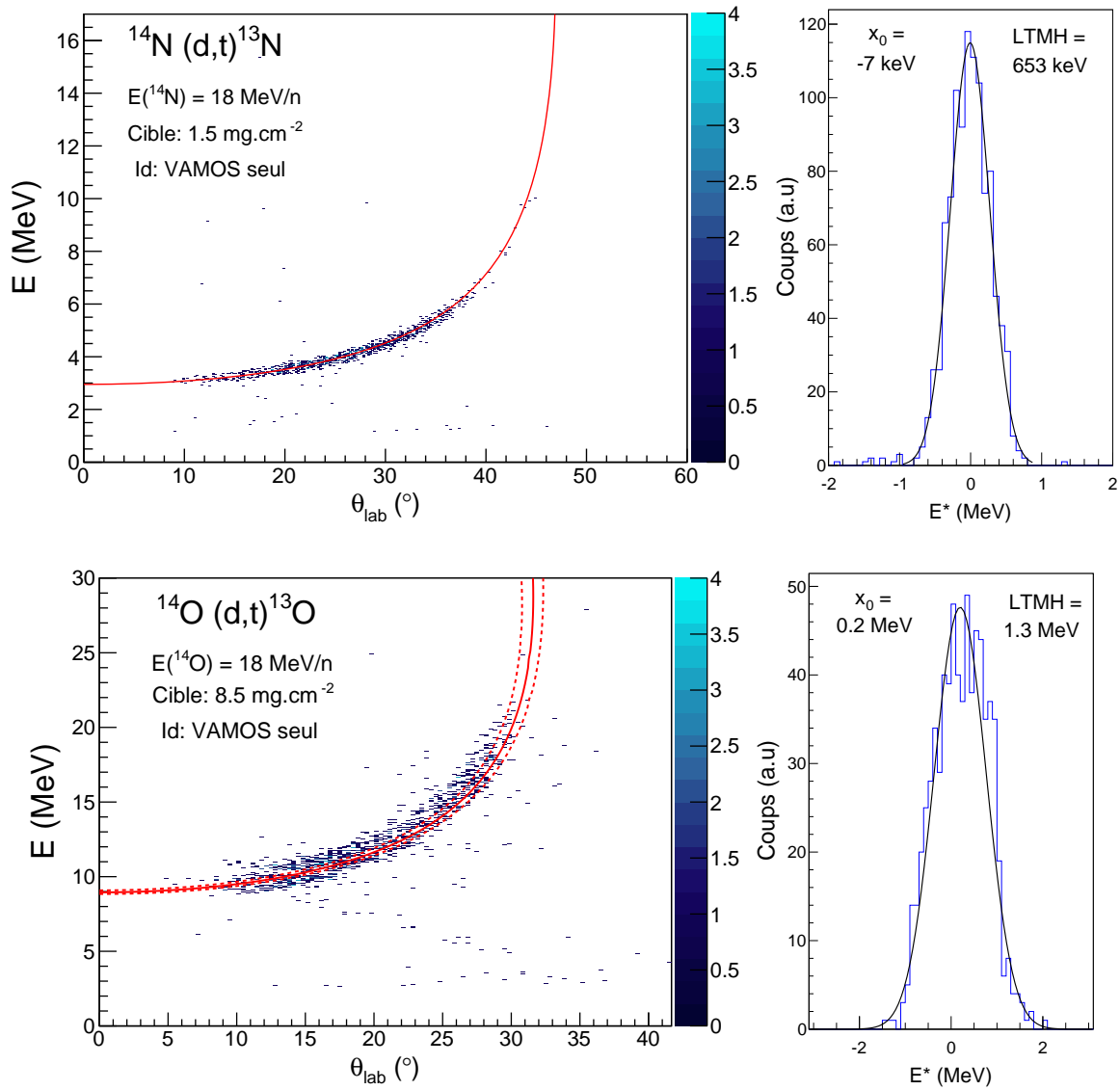
efficaces similaires. A l'aide de calculs DWBA, nous avons fixé cet intervalle autour de  $15^\circ_{cm}$  soit environ  $82.5^\circ_{lab}$ . Nous en avons alors déduit la fraction  $f$  de proton dans la cible autour de  $5 \pm 3\%$ . Compte tenu du taux de proton relativement faible dans la cible et de la faible statistique, nous n'avons pas extrait la distribution angulaire de cette réaction qui aurait permis d'obtenir une mesure plus précise du rapport  $f$ .

Nous avons fait l'hypothèse d'une contamination de la matière qui a permis de réaliser les cibles et, par conséquent, appliqué une correction similaire pour les cibles mince et épaisse utilisées pour les réactions de transfert ( $d,^3\text{He}$ ) et ( $d,t$ ). D'autres phénomènes pourraient justifier la présence de protons, comme par exemple l'absorption d'humidité à la surface des cibles. Des mesures complémentaires sur les autres cibles de l'expérience auraient alors été utiles pour en déterminer la nature. Le taux de proton mesuré est cependant très faible et n'induit aucun effet notable sur les résultats de notre expérience.

### 7.4.3 Transferts

Les transferts, ( $d,t$ ) et ( $d,^3\text{He}$ ), sont des mesures exclusives basées sur la coïncidence du résidu dans VAMOS et de la particule légère dans MUST2. Elle offre une sélectivité très grande, sans bruit de fond lié au carbone, mais qui implique, en contre-partie, une bonne maîtrise des efficacités de détection.

Les cinématiques des voies ( $d,t$ ) pour les deux faisceaux sont présentées sur la figure 7.14. Pour la réaction  $^{14}\text{N}(d,t)$ , les tritons de basse énergie s'arrêtent dans le silicium à pistes. Le calcul de l'énergie du triton sortant est direct et ne fait intervenir que les corrections de pertes d'énergie dans la demi-cible de  $1.5 \text{ mg/cm}^2$  et la zone morte du détecteur Si. La résolution en énergie est donc optimale. Malgré l'absence de reconstruction du faisceau sur cible, on constate que les données suivent correctement la ligne cinématique théorique, se traduisant par un pic dans le spectre d'énergie d'excitation de l'état fondamental de l' $^{13}\text{N}$ , bien centré à  $-7 \text{ keV}$ , de largeur  $653 \text{ keV}$ . C'est une mesure de référence qui valide les différentes étapes de notre analyse conduisant aux mesures de l'énergie et de l'angle de diffusion tirées des 4 télescopes à l'avant.



**Fig. 7.14** – Cinématiques des réactions de transfert d'un neutron,  $^{14}\text{N}(d,t)$  en haut,  $^{14}\text{O}(d,t)$  en bas, obtenues pour des tritons sélectionnés dans MUST2 et les éjectiles  $^{13}\text{N}$  ou  $^{13}\text{O}$  identifiés dans VAMOS. Les lignes représentent les cinématiques calculées pour l'état fondamental (voir texte). A droite, le spectre d'énergie d'excitation correspondant.

Pour la réaction  $^{14}\text{O}(\text{d},\text{t})$ , nous avons utilisé une cible épaisse  $8.5 \text{ mg/cm}^2$  afin de compenser la faible section efficace de transfert d'un nucléon très lié. Les tritons sortent avec une grande énergie faisant intervenir les CsI. L'énergie des tritons est déterminée à partir de l'énergie déposée dans le premier étage. Cette procédure est moins précise qu'une mesure directe. La cible épaisse entraîne par ailleurs un élargissement de la corrélation énergie-angle mesurée. En effet, selon que la réaction a lieu en début ou en fin de cible, les cinématiques calculées diffèrent (voir Fig. 7.14), l'énergie de la réaction variant de 17.9 à 16.7 MeV/nucléon. La réaction étant très endothermique,  $Q \approx -16.9 \text{ MeV}$ , cette variation d'énergie est associée à une diminution sensible de la section efficace de réaction ( $\approx 20\%$ ), qui sera discutée dans le chapitre suivant (section 8.4.2). On obtient par conséquent un pic pour l'état fondamental de  $^{13}\text{O}$  de 1.3 MeV de large en supposant une réaction en milieu de cible.

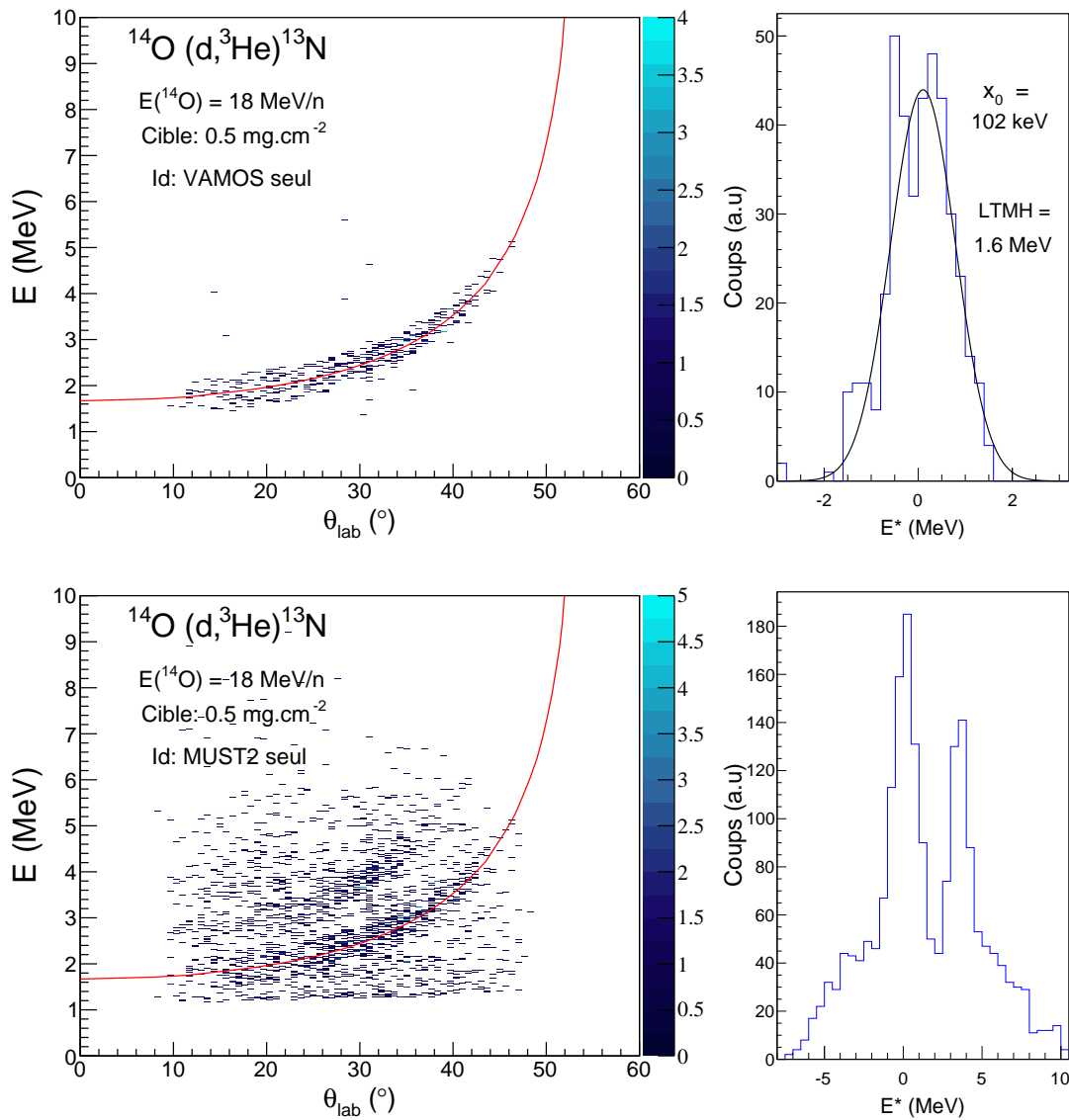
Nous terminons ce chapitre par la présentation de la cinématique du transfert  $^{14}\text{O}(\text{d},^3\text{He})^{13}\text{N}$  sur la figure 7.15. Les  $^3\text{He}$  de basse énergie sont identifiés dans le spectre énergie-temps de vol du Si à pistes,  $\Delta E$ -T. Ils ont justifié l'emploi d'une cible très mince de  $0.5 \text{ mg/cm}^2$  pour pouvoir les mesurer. Dans un premier temps, une mesure exclusive est réalisée avec l'identification de  $^{13}\text{N}$  dans VAMOS, similaire à ce qui a été fait pour le transfert (d,t). Nous avons comparé, dans un deuxième temps, ces spectres avec une mesure inclusive réalisée avec MUST2 seul. On peut fortement, dans ce cas, un état excité non lié de  $^{13}\text{N}^*$  à 3.502 keV. Cet état n'est pas visible dans la mesure exclusive car  $^{13}\text{N}^*$  décroît par émission d'un proton vers le  $^{12}\text{C}$  qui n'est pas dans l'acceptance en moment de VAMOS. Notons que cette méthode par masse manquante offre la possibilité d'étudier les états non liés peuplés par transfert. Soulignons aussi l'important bruit de fond observé dans la mesure inclusive qu'il convient de prendre en compte.

#### 7.4.4 Coïncidence MUST2-VAMOS

Pour les deux réactions de transfert  $^{14}\text{O}(\text{d},\text{t})$  et  $^{14}\text{O}(\text{d},^3\text{He})$ , en comparant le nombre de tritons ou  $^3\text{He}$  correspondant à l'état fondamental déduit des deux méthodes de sélection, (MUST2+VAMOS) et (MUST2 seul), nous avons estimé l'efficacité relative de VAMOS par rapport à MUST2 (voir Tab. 7.6). Pour la mesure inclusive, nous avons estimé la statistique pour plusieurs tranches angulaires et soustrait un fond au moyen d'un ajustement linéaire. Nous observons un déficit moyen de 19% de la mesure exclusive comparée à la mesure inclusive. Dans la limite des barres d'erreur, il n'y a pas de dépendance en angle de ce pourcentage. Ces événements manquant correspondent à des cas où une particule légère d'intérêt, t ou  $^3\text{He}$ , a entraîné le déclenchement d'un télescope mais il n'y a pas eu de déclenchement du plastique de VAMOS en coïncidence. Ce déficit est considéré comme une inefficacité de VAMOS qui doit être prise en compte dans les mesures exclusives. Une incertitude de 5% sur cette inefficacité est estimée à partir de l'erreur sur la procédure de soustraction de bruit de fond et sur les variations observées dans les différentes tranches angulaires.

Une inefficacité de VAMOS de 16% a également été observé par A. Ramus dans l'étude du transfert  $^{20}\text{O}(\text{d},^3\text{He})$  et a été interprétée comme un effet d'empilement dans la chambre d'ionisation [84].





**Fig. 7.15** – Cinématique du transfert d'un proton de  $^{14}\text{O}(d,^3\text{He})^{13}\text{N}$  obtenue avec la mesure en coïncidence de  $^{13}\text{N}$  dans VAMOS (en haut) et pour une mesure inclusive avec MUST2 (en bas). Les lignes représentent les cinématiques calculées pour le fondamental. A droite, le spectre d'énergie d'excitation correspondant.

Tranche en $\theta^*$ (en $^\circ$ )	$^{14}\text{O}(d,t)$				$^{14}\text{O}(d,^3\text{He})$			Moyenne
	[20,25]	[25,30]	[30,35]	[35,40]	[7,10]	[10,13]	[13,16]	
Rapport (%)	76(4)	81(7)	85(5)	79(4)	84(8)	82(8)	77(7)	81(5)

**Tab. 7.6** – Efficacité relative de VAMOS par rapport à MUST2 en fonction de la tranche angulaire considérée (voir texte).





---

# Chapitre 8

## Résultats et Discussion

---

Dans ce chapitre, les distributions angulaires des réactions de transfert d'un neutron  $^{14}\text{O}(d,t)^{13}\text{O}$ , d'un proton  $^{14}\text{O}(d,^3\text{He})^{13}\text{N}$  et de la diffusion élastique  $^{14}\text{O}(d,d)$  sont présentées. Elles sont comparées à des calculs en voies de réaction couplées afin d'extraire les facteurs spectroscopiques expérimentaux des états neutron et proton du fondamental de  $^{14}\text{O}$  vers les fondamentaux de  $^{13}\text{O}$  et  $^{13}\text{N}$ , respectivement.

### 8.1 Distributions Angulaires

#### 8.1.1 Principe de calcul

La section efficace différentielle dans le référentiel du centre de masse à un angle de diffusion  $\theta^*$  s'exprime :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta^*) = \frac{N_f(\theta^*)}{N_i N_{cible} \Delta\Omega^*} \quad (8.1)$$

avec :

- $N_i$  : le nombre de projectiles incidents sur cible.
- $N_{cible}$  : le nombre de centres diffuseurs dans la cible.
- $N_f(\theta^*)$  : le nombre de particules diffusées à l'angle  $\theta^*$ .
- $\Delta\Omega^*$  : l'angle solide (en sr) considéré pour déterminer  $N_f$  à l'angle  $\theta^*$ .

En pratique, nous définissons des tranches en angle  $\theta^*$  dans lesquelles nous déterminons le nombre de particule détectées  $N_{det}(\theta^*)$ . Nous adaptons le pas de ces tranches en fonction de la réaction que l'on étudie. A partir de la cinématique de la réaction nous déterminons, pour chaque tranche en  $\theta^*$ , la tranche correspondante en  $\theta$  dans le laboratoire. Nous évaluons ensuite la couverture angulaire  $\Delta\Omega$  dans cette tranche (voir section 6.5.3). Le jacobien  $J$  permet ensuite le passage de  $\Delta\Omega$  à  $\Delta\Omega^*$  :

$$J(\theta^*) = \left| \frac{d\Omega}{d\Omega^*} \right| \rightarrow \Delta\Omega^* = \frac{\Delta\Omega}{J(\theta^*)} \quad (8.2)$$

Dans cette formule  $J(\theta^*)$  est la valeur moyenne du jacobien dans l'intervalle angulaire considéré. Sa formule exacte est dérivée dans l'annexe A.2.

En prenant en compte les efficacités de détection et le temps mort de l'acquisition, on obtient finalement l'expression :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta^*) = \frac{N_{det}(\theta^*) J(\theta^*) (1 - T_m^i)}{N_i N_{cible} \Delta\Omega (1 - T_m^{det})} \times \frac{\epsilon_{CATS}}{\epsilon_{CATS} \epsilon_{MUST2}} \times \frac{1}{\epsilon_{VAMOS}} \quad (8.3)$$

avec :

- $N_i$  : le nombre de noyaux incidents évalué à partir de CATS1 et 2.
- $T_m^i$  et  $T_m^{det}$  correspondent au temps mort de l'acquisition pour les événements associés au faisceau incident et celui associé aux particules détectées en voie de sortie, respectivement.
- $\epsilon_{CATS}$  : Efficacité de détection et de reconstruction de l'ensemble CATS 1 et 2.
- $\epsilon_{MUST2}$  : Efficacité de reconstruction des télescopes MUST2.
- $\epsilon_{VAMOS}$  : Efficacité de détection de l'éjectile lourd dans VAMOS.

Pour évaluer  $N_i$ , nous comptons le nombre d' $^{14}\text{O}$  incidents correspondant à un déclenchement CATS2 divisé dont le point d'interaction a correctement été reconstruit sur cible ( $X_c$  et  $Y_c \in [-10,10]$  mm) et nous le multiplions par la valeur de la division. Cette condition impliquant une détection dans les deux détecteurs de faisceau et une reconstruction sur cible, a aussi été appliqué pour la détermination de  $N_{det}$  en plus de l'identification d'un des éjectiles d'intérêt dans MUST2 ou VAMOS. Cela permet notamment de simplifier les efficacités CATS qui interviennent au numérateur et au dénominateur. Il y a aussi simplification des termes correspondants aux temps mort car les données ont été acquises avec un temps mort commun à l'ensemble de détection ( $T_m^i = T_m^{det}$ ). Finalement seul l'efficacité de reconstruction  $\epsilon_{MUST2}$  subsiste ainsi que l'efficacité  $\epsilon_{VAMOS}$  dans les cas où une sélection a été faite sur le résidu lourd. L'efficacité de reconstruction  $\epsilon_{MUST2}$  discutée dans la section 7.2.3.2 a été fixée à 86(5)% et celle de VAMOS discutée dans la section 7.4.4 a été fixée à 80(5)%.

Pour évaluer  $N_{cible}$ , on utilise l'expression suivante :

$$N_{cible} = e_{cible} \mathcal{N}_A \frac{2f}{M_C + 2f(M_d + (1-f)M_p)} \quad (8.4)$$

où  $e_{cible}$  est l'épaisseur de cible en  $\text{mg}/\text{cm}^2$ ,  $\mathcal{N}_A$  le nombre d'Avogadro,  $f$  la fraction de deutons dans la cible et  $M_C$ ,  $M_d$ ,  $M_p$  les masses molaires du carbone, deuton et proton, respectivement. L'évaluation de la fraction de proton dans la cible discutée dans la section 7.4.2 a été évaluée à 5(3)%.

### 8.1.2 Incertitudes

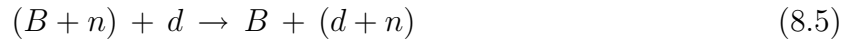
En plus des erreurs statistiques, plusieurs erreurs systématiques sont prises en compte :

- l'erreur sur le jacobien dépend de la réaction et du pas angulaire choisi. La résolution angulaire d'un télescope MUST2 étant de  $0.3^\circ$ , nous avons évalué cette erreur en prenant la variation du jacobien dans un intervalle correspondant à une variation de  $\pm 0.3^\circ$  dans le laboratoire autour de l'angle central de la tranche en  $\theta^*$  considérée. Elle n'excède pas 5% dans le domaine angulaire couvert.
- L'erreur sur l'angle solide  $\Delta\Omega(\theta)$  a été évaluée de la même façon que celle sur le jacobien en prenant sa variation dans un intervalle de  $\pm 0.3^\circ$  autour de l'angle central de la tranche en  $\theta$  considérée. Au bord de l'acceptance, l'angle solide varie rapidement et cette erreur devient importante.
- Les erreurs sur les efficacités  $\epsilon_{MUST2}$  et  $\epsilon_{VAMOS}$  sont de 5%.
- L'incertitude sur l'épaisseur de cible  $e_{cible}$  a été estimée par des mesures à l'aide d'une source  $\alpha$  à 4% (voir section 6.3).
- L'erreur sur le nombre de deutons dans la cible a été estimée à 3% (voir section 7.4.2).

## 8.2 Formalisme DWBA et CRC

La modélisation des réactions de transfert, et notamment l'approximation dite "DWBA" (Distorted Wave Born Approximation), a été détaillée dans de nombreux traités et articles. Nous nous contentons ici d'en donner une description succincte afin de donner les approximations et les paramètres d'entrée de tels calculs.

L'approche DWBA part de l'hypothèse que l'essentiel de la réaction est porté par la diffusion élastique dans les voies d'entrée et de sortie. Les autres voies de réaction sont traitées comme une perturbation de la voie élastique. Prenons l'exemple de la réaction A(d,t)B. En symbolisant le noyau initial A comme B+n, la réaction peut s'écrire :



Avec ces notations, la section efficace différentielle de la réaction de transfert d'un nucléon (d,t) pour former B est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_A \mu_B}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_A}{k_B} \frac{1}{(2S_A + 1)(2S_d + 1)} \sum_{m_{B,t,A,d}^s} |T_{fi}^{m_B^s m_t^s m_A^s m_d^s}|^2 \quad (8.6)$$

où  $T_{fi}$  est l'élément de matrice de transition de la réaction considérée,  $\mu_A$  et  $\mu_B$  sont les masses réduites des voies d'entrée et de sortie,  $k_A$  et  $k_B$  les impulsions respectives.  $S_{A,d}$  sont les spins de A et du deuton et les  $m^s$  sont les projections de spin des différentes particules de la réaction. L'Hamiltonien de la voie d'entrée de la réaction s'écrit :

$$H = H_d + H_A + K_{Ad} + V_{Ad} \quad (8.7)$$

où  $H_A$  et  $H_d$  sont les hamiltoniens intrinsèques du noyau A et du deuton, K est l'opérateur cinétique et  $V_{Ad}$  est le potentiel d'interaction entre A et le deuton. Ce potentiel se décompose en une partie élastique et inélastique comme :

$$V_{Ad} = U_{Ad} + W_{Ad} \quad (8.8)$$

où  $U_{Ad}$  est le potentiel optique décrivant la diffusion élastique de A sur deuton et  $W_{Ad}$  le potentiel résiduel correspondant. On appelle *Ondes Distordues* les solutions  $\chi_{Ad}^\pm$  correspondant à la diffusion élastique vérifiant :

$$(K_{Ad} + U_{Ad})|\chi_{Ad}^\pm\rangle = \epsilon_{Ad}|\chi_{Ad}^\pm\rangle \quad (8.9)$$

Des ondes distordues  $|\chi_{Bt}^\pm\rangle$  pour la voie de sortie sont définies de la même manière. L'élément de matrice de transition est alors défini par :

$$T_{fi} = \langle \Psi_{Bt}^- | W_{Ad} | \chi_{Ad}^+ \Phi_A \Phi_d \rangle \quad (8.10)$$

où  $\Phi_A$  et  $\Phi_d$  sont les fonctions d'ondes propres des hamiltoniens intrinsèques  $H_A$  et  $H_d$ , respectivement.  $\Psi_{Bt}^-$  est état propre de l'Hamiltonien total en voie de sortie. Enfin, le potentiel résiduel est couramment réduit au potentiel d'interaction deuton-neutron qui s'exprime :

$$W_{Ad} = V_{Ad} - U_{Ad} = V_{nd} + (V_{Bd} - U_{Ad}) \sim V_{nd} \quad (8.11)$$

Finalement,  $T_{fi}$  s'écrit :

$$T_{fi}^{DWBA} = \langle \chi_{Bt}^- \Phi_B \Phi_t | V_{dn} | \chi_{Ad}^+ \Phi_A \Phi_d \rangle, \quad (8.12)$$

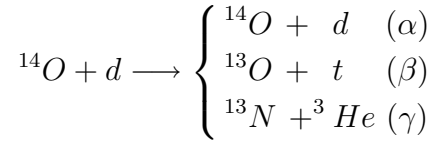
soit, en explicitant les intégrales dans l'espace des coordonnées :

$$T_{fi}^{DWBA} = \int d^3r_{Ad} d^3r_{Bt} \chi_{Bt}^\dagger(\vec{r}_{Bt}, \vec{k}_B) \langle \Phi_B | \Phi_A \rangle \langle \Phi_t | V_{dn}(r_{dn}) | \Phi_d \rangle \chi_{Ad}(\vec{r}_{Ad}, \vec{k}_A) \quad (8.13)$$

Dans cette intégrale, le recouvrement  $\langle \Phi_B | \Phi_A \rangle$  fait intervenir la fonction d'onde du nucléon transféré aussi appelée facteur de forme.

### 8.2.1 Voies de réaction couplées CRC

Pour utiliser une approche DWBA, il faut que la voie de réaction étudiée contribue peu par rapport à la diffusion élastique et puisse être traitée en perturbation. Pour les noyaux exotiques notamment, la probabilité de transfert d'un nucléon est parfois plus grande que pour les noyaux stables et il devient nécessaire de prendre en compte les couplages vers ces voies. On utilise dans ce cas une approche dite en voies de réaction couplées. Prenons un exemple où trois voies de réaction sont envisagées :



Dans notre cas, ces trois voies correspondent respectivement à la diffusion élastique, au transfert d'un neutron et au transfert d'un proton. La fonction d'onde totale  $\psi$  est alors développée sur ces différentes partitions dans chacune desquelles plusieurs états peuvent être accessibles :

$$\psi = \sum_i \phi_{\alpha i} \chi_{\alpha i} + \sum_j \phi_{\beta j} \chi_{\beta j} + \sum_k \phi_{\gamma k} \chi_{\gamma k} \quad (8.14)$$

Elle vérifie :

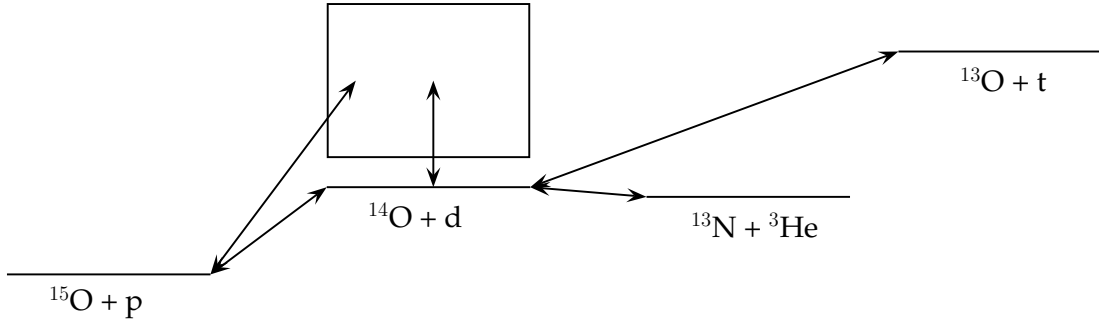
$$(H - E)\psi = 0 \quad (8.15)$$

Prenons l'exemple de la partition  $\alpha$ , l'hamiltonien  $H$  peut se décomposer, comme pour l'approche DWBA, de la façon suivante :

$$\begin{aligned} H &= H_\alpha + K_\alpha + U_\alpha + W_\alpha \\ H_\alpha \phi_{\alpha i} &= \epsilon_{\alpha i} \phi_{\alpha i} \end{aligned}$$

En remplaçant cet hamiltonien  $H$  dans l'équation 8.15 et en la projetant sur un état  $m$  de la partition  $\alpha$ , on obtient :

$$\begin{aligned} (\epsilon_{\alpha m} + K_\alpha + U_\alpha - E) \chi_{\alpha m} &= - \sum_{i \neq m} \langle \phi_{\alpha m} | W_\alpha | \phi_{\alpha i} \chi_{\alpha i} \rangle \\ &- \sum_j \langle \phi_{\alpha m} | W_\alpha | \phi_{\beta j} \chi_{\beta j} \rangle \\ &- \sum_k \langle \phi_{\alpha m} | W_\alpha | \phi_{\gamma k} \chi_{\gamma k} \rangle \\ &- (\epsilon_{\alpha m} + K_\alpha + U_\alpha - E) \sum_j \langle \phi_{\alpha m} | \phi_{\beta j} \chi_{\beta j} \rangle \\ &- (\epsilon_{\alpha m} + K_\alpha + U_\alpha - E) \sum_k \langle \phi_{\alpha m} | \phi_{\gamma k} \chi_{\gamma k} \rangle \quad (8.16) \end{aligned}$$



**Fig. 8.1** – Schéma des couplages du calcul en voies de réaction couplées CRC+CDCC utilisés pour l'étude de l' $^{14}\text{O}$ .

On retrouve dans le premier terme le couplage des états de la partition  $\alpha$  entre eux correspondant à la diffusion inélastique de l'état  $m$ . Les deux termes suivants représentent le couplage de la partition  $\alpha$  à  $\beta$  et  $\gamma$  qui sont reliés à des réactions de transfert à partir de l'état  $m$ . Enfin les deux derniers termes proviennent de la non-orthogonalité des différentes partitions.

En répétant cette procédure pour chaque état de chaque partition, on obtient un système d'équations qui permet de calculer les fonctions d'ondes  $\chi$ . La résolution de ces équations fait intervenir des méthodes numériques complexes et a été effectuée à partir du programme FRESKO [85].

### 8.2.2 Paramètres d'entrée des calculs

Les potentiels optiques sont les ingrédients de base du calcul car ils décrivent les interactions entre les particules dans les voies d'entrée et de sortie. Ils doivent reproduire correctement les sections efficaces des réactions de diffusion élastique de la voie d'entrée ( $^{14}\text{O} + d$ ) et de sortie ( $^{14}\text{O} + t$ ) par exemple. Pour les analyses qui suivent, nous précisons ici quelles sont les principales paramétrisations de potentiel optique que nous avons considérées.

Pour la voie d'entrée, le potentiel deuton-projectile a été obtenu en convoluant le potentiel optique nucléon-noyau de A. J. Koning et J. P. Delaroche [86] avec les composantes  $s$  et  $d$  de la fonction d'onde du deuton. Pour les voies de sortie des réactions de transfert d'un nucléon ( $d,t$ ) et ( $d,^3\text{He}$ ), des potentiels globaux ( $t$ +noyau) et ( $^3\text{He}$ +noyau) existent pour des énergies et des systèmes proches de notre expérience. Nous avons principalement utilisé deux prescriptions : (i) la paramétrisation de F. D. Becchetti and G. W. Greenless [87] (notée B&G) obtenue sur une systématique de noyaux  $A=40-208$  entre 1 et 40 MeV d'énergie incidente ; (ii) la paramétrisation récente GDP08 [88] pour les projectiles de masse trois ajustée sur des données de diffusion élastique d' $^3\text{He}$  sur une gamme d'énergie entre 30 et 217 MeV et sur des cibles de masse  $A=40-209$ . Pour chaque réaction, l'effet du choix de ces potentiels sur le facteur spectroscopique extrait est étudié.

Par ailleurs, pour une réaction de transfert d'un nucléon, le facteur de forme est un ingrédient du calcul qui influe fortement sur l'extraction du facteur spectroscopique. Il peut être calculé à partir d'approches de type champ moyen mais il est ici obtenu en déterminant les états propres d'un potentiel de liaison de type Woods-Saxon dont la profondeur est ajustée pour reproduire l'énergie de séparation du nucléon. Son rayon  $r_0$  et sa diffusivité  $a_0$  sont généralement arbitrairement fixés à 1.25 fm et 0.65 fm, respectivement. Pour plus de précision, le rayon de ce potentiel de liaison peut être ajusté pour reproduire le rayon carré moyen du projectile, s'il a été mesuré expérimentalement. Le changement de ces paramètres ( $r_0, a_0$ )



modifie peu la forme des distributions angulaires mais influe sensiblement sur leur normalisation et donc sur l'extraction du facteur spectroscopique. Pour les données existantes sur  $^{16}\text{O}$  et nos données sur  $^{14}\text{O}$ , nous évaluerons l'ordre de grandeur de telles variations.

Enfin, tous les calculs CRC ont été réalisés en portée finie et prennent en compte via une approche CDCC<sup>1</sup> les couplages en voie d'entrée vers la cassure du deuton avec le neutron et le proton dans des ondes relatives  $S$  ou  $D$ . Le continuum du deuton a pour cela été discrétisé en 6 états jusqu'à 22 MeV d'énergie d'excitation. Un schéma de l'ensemble des voies de réaction ainsi que des couplages considérés pour l'étude de  $^{14}\text{O}$  est présenté sur la figure 8.1.

### 8.3 Étude en voies couplées de $^{16}\text{O}$

Pour commencer, nous avons choisi de ré-analyser, à l'aide de l'approche en voies couplées décrite dans la section précédente, des données existantes de transfert d'un nucléon de  $^{16}\text{O}$ , i.e.  $^{16}\text{O}(d,t)^{15}\text{O}$  et  $^{16}\text{O}(d,^3\text{He})^{15}\text{N}$  en cinématique directe. Les distributions angulaires expérimentales ont été extraites de deux études pour des énergies du faisceau de deutons différentes à :

- 29 MeV, J.D. Cossairt *et al.* [89] (soit 14 MeV/nucléon en cinématique inverse).
- 52 MeV, V. Bechtold *et al.* [90] (soit 26 MeV/nucléon en cinématique inverse).

La paramétrisation de Becchetti et Greenless a été utilisée pour les potentiels en voie de sortie. Les facteurs de forme ont été calculés dans un potentiel de Woods-Saxon avec des paramètres  $(r_0, a_0)$  différents :

- un rayon réduit  $r_0 = 1.31$  fm réduit ajusté pour reproduire le rayon carré moyen (rms) de la fonction d'onde  $p_{1/2}$  de  $^{16}\text{O}$  mesuré à partir d'une expérience  $(e, e'p)$  et une diffusivité de  $a_0 = 0.65$  fm ;
- un rayon réduit  $r_0 = 1.25$  fm et une diffusivité de  $a_0 = 0.65$  fm qui représentent un couple de paramètres couramment utilisé dans la littérature.

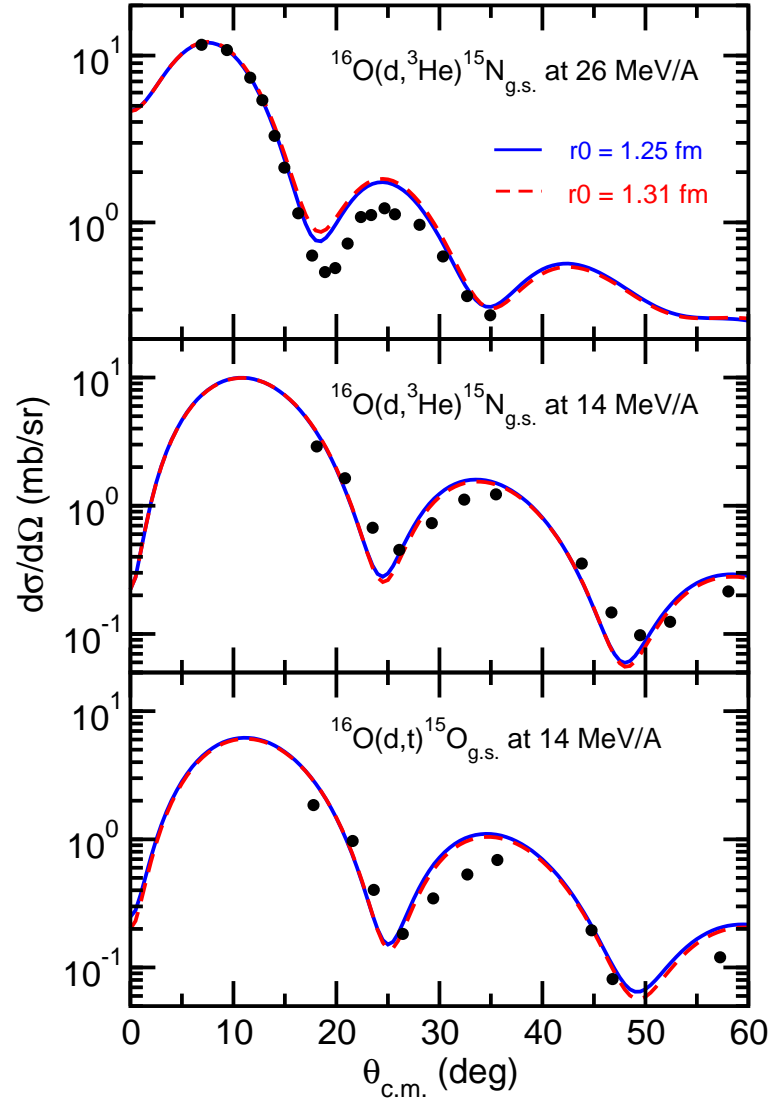
En plus des couplages entre les états fondamentaux des voies d'entrée et de sortie, les couplages vers les états excités  $3/2^-$  des résidus  $^{15}\text{O}$  et  $^{15}\text{N}$ , à 6.18 et 6.32 MeV respectivement, ont été également pris en compte.

Les distributions angulaires calculées sont présentées sur la figure 8.2 où leur normalisation a été ajustée pour obtenir le meilleur accord avec les données via une minimisation de  $\chi^2$ . On constate que le changement du rayon réduit ne modifie pas la forme de la distribution calculée. Par contre, il introduit un changement de normalisation qui se traduit dans les facteurs spectroscopiques extraits. Les résultats sont résumés dans le tableau 8.1 et comparés à un facteur spectroscopique théorique de 1.51 obtenu par un calcul de modèle en couches avec l'interaction notée (CK) de S. Cohen et D. Kurath [91]. Comme nous extrayons des facteurs spectroscopiques identiques pour les deux énergies incidentes de 14 et 26 MeV/nucléon, ils ne sont pas distingués dans le tableau.

Pour le rayon réduit  $r_0 = 1.31$  fm cohérent avec le rms expérimental, nous obtenons un facteur spectroscopique  $C^2S_{exp}=0.94(30)$  pour les deux réactions  $(d,t)$  et  $(d, ^3\text{He})$ , soit un facteur de réduction  $R_s=0.62(20)$ . Ces valeurs sont compatibles dans la limite des barres d'erreur avec les mesures  $(e, e'p)$  de référence qui donnent  $C^2S_{exp}=1.17(7)$  et  $R_s=0.77(5)$ . Cette étude valide le cadre d'analyse utilisé pour  $^{16}\text{O}$ . Pour l'étude de  $^{14}\text{O}$  qui suit, le rayon réduit  $r_0 = 1.31$  fm est considéré afin d'analyser l'ensemble des données de façon cohérente.

Notons qu'avec une valeur standard,  $r_0 = 1.25$  fm, nous obtenons un facteur spectroscopique plus grand,  $C^2S_{exp}=1.5(3)$ , pour les deux réactions  $(d,t)$  et  $(d, ^3\text{He})$ , conduisant à

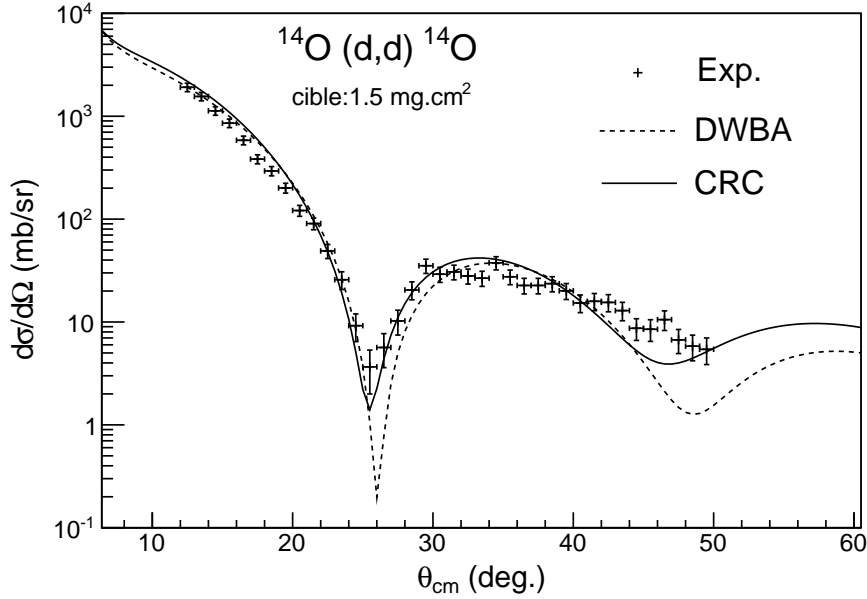
<sup>1</sup>Continuum Discretized Coupled Channel



**Fig. 8.2** – Calculs en voies couplées comparés à des données expérimentales pour  $^{16}\text{O}(d,^3\text{He})^{15}\text{N}$  à 26 MeV/A [89] et 14 MeV/A et  $^{16}\text{O}(d,t)^{15}\text{O}$  à 26 MeV/A. Deux prescriptions pour le calcul des facteurs de forme ont été utilisées :  $r_0 = 1.25$  fm (courbes bleues) et  $r_0 = 1.31$  fm (courbes tirets rouges).

	Notre analyse		(e,e'p) [92]
	$r_0 = 1.25$ fm	$r_0 = 1.31$ fm	$r_0 = 1.31$ fm
$C^2S_{exp}$	1.5(3)	0.94(30)	1.17(7)
$C^2S_{th}$	1.51	1.51	1.51
$R_s$	1.0(2)	0.62(20)	0.77(5)

**Tab. 8.1** – Facteurs spectroscopiques pour les réactions  $^{16}\text{O}(d,t)^{15}\text{O}_{g.s.}$  et  $^{16}\text{O}(d,^3\text{He})^{15}\text{N}_{g.s.}$  extraits à partir de notre analyse CRC et comparés avec une valeur de référence obtenue par diffusion profondément inélastique d'électron (e,e'p).



**Fig. 8.3** – Distribution angulaire de la réaction  $^{14}\text{O}(d,d)^{14}\text{O}$  à 17.8 MeV/nucleon à mi-cible. Les paramètres des calculs DWBA et en voies couplées CRC sont décrits dans le texte.

un facteur de réduction proche de l'unité,  $R_s=1.0(2)$ . L'ordre de grandeur de la dépendance en  $r_0$  est en accord avec les conclusions d'une étude de réaction de transfert (d,p) où ce rayon a été contraint par des calculs Hartree-Fock [20, 22]. Pour ce type d'analyse, il est crucial de contraindre l'extension spatiale du facteur de forme sur des bases théoriques ou expérimentales pour pouvoir interpréter les résultats.

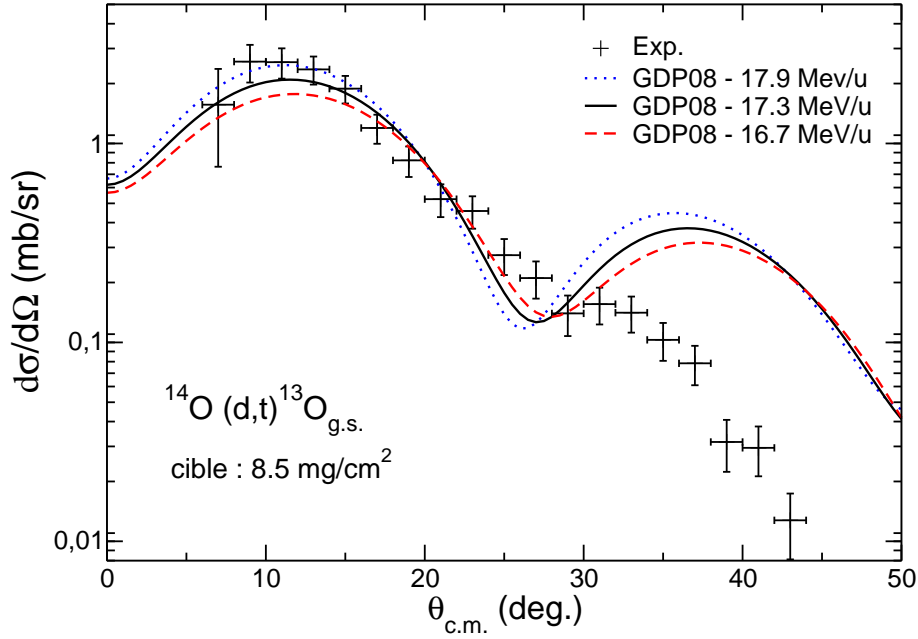
## 8.4 Étude en voies couplées de l' $^{14}\text{O}$

Dans cette partie, les données obtenues pour l' $^{14}\text{O}$  sont analysées à partir de l'approche en voies de réaction couplées défini précédemment et validée sur l' $^{16}\text{O}$ . Le schéma des voies de réaction et des couplages considérés est celui de la figure 8.1.

### 8.4.1 Diffusion élastique (d,d)

La distribution angulaire de la diffusion élastique  $^{14}\text{O}(d,d)^{14}\text{O}$  est présentée sur la figure 8.3 où elle est comparée au calcul en voies couplées, noté CRC, mais aussi à un calcul DWBA. Pour la voie d'entrée du calcul CRC nous avons utilisé le potentiel global nucléon-noyau Koning-Delaroche [86], mentionné précédemment, et pour le calcul DWBA nous avons utilisé le potentiel global deuton-noyau de W. Daehnick *et al.* [93]. On constate un bon accord global entre les calculs et les données expérimentales. La forme de la distribution est bien reproduite par les calculs CRC qui dévient partiellement de l'approche DWBA à partir du premier minimum. L'accord observé pour la distribution angulaire de la diffusion élastique permet de valider notre description de la voie d'entrée ( $^{14}\text{O}+d$ ).

Par ailleurs, on peut noter que les deutons traversent le premier étage de silicium à partir d'environ 8 MeV soit autour de  $31^\circ_{cm}$ . Les petites fluctuations expérimentales observées au-delà de  $30^\circ_{cm}$  sont en partie dues à des corrections d'efficacité du SiLi non prises en compte



**Fig. 8.4** – Distribution angulaire de la réaction  $^{14}\text{O}(d, t)^{13}\text{O}_{g.s.}$  comparée à des calculs en voies couplées à différentes énergies (interaction en début, milieu et fin de cible) avec le potentiel GDP08 [88] en voie de sortie et un facteur spectroscopique identique.

dans l'analyse.

## 8.4.2 Transfert d'un neutron fortement lié (d,t)

### 8.4.2.1 Considérations sur l'énergie incidente

Le choix d'une cible épaisse pour la mesure du transfert  $^{14}\text{O}(d, t)^{13}\text{O}$ , discuté dans les chapitres précédents, entraîne une incertitude sur l'énergie à laquelle l' $^{14}\text{O}$  va interagir avec un deuton de la cible pour lui transférer un nucléon. Pour étudier cet effet, nous avons calculé les distributions angulaires pour trois énergies incidentes (17.9, 17.3 et 16.7 MeV/u) correspondant à une interaction en début, milieu et fin de cible, respectivement. Pour ne faire varier qu'un paramètre à la fois nous avons fixé le potentiel en voie de sortie à la paramétrisation GDP08. Sur la figure 8.4, ces différents calculs considérant un même facteur spectroscopique sont superposés aux données. On constate à la fois une variation de l'amplitude des distributions théoriques d'environ  $\pm 15\%$  au niveau du premier maximum entre la valeur centrale de 17.3 MeV/u et les deux extrêmes mais aussi un changement de leur forme globale. La section efficace intégrée augmente avec l'énergie et varie entre 1.476 et 1.822 mb soit  $\pm 10\%$  autour de la valeur moyenne.

En pratique, nous mesurons une distribution angulaire moyenne pour une épaisseur de cible  $e$  donnée. Cette moyenne peut être exprimée sous la forme d'une intégrale :

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right\rangle = \frac{1}{e} \int_0^e \frac{d\sigma}{d\Omega}(E(x), \theta) dx \quad (8.17)$$

Si la cible est mince et/ou la section efficace varie peu avec l'énergie, on prend en général comme référence l'énergie du projectile en milieu de cible. Au vu des variations de sections efficaces observées pour notre cible (voir fig. 8.4), nous avons voulu vérifier si cette

approximation est justifiée. Pour cela nous avons estimé approximativement l'intégrale de l'équation 8.17 en calculant la moyenne des distributions angulaires théoriques pour les deux énergies extrêmes (début et fin de cible). La différence entre cette moyenne et le calcul en milieu de cible est de 0.2% sur tout le domaine angulaire couvert par nos données et n'excède jamais 1%. En première approximation, il est donc justifié d'utiliser cette énergie de 17.3 MeV/u pour l'interprétation des données et l'extraction des facteurs spectroscopiques.

#### 8.4.2.2 Influence des potentiels en voie de sortie

La distribution angulaire expérimentale vers l'état fondamental de l' $^{13}\text{O}$  est présentée sur la figure 8.5 où elle est comparée aux calculs CRC pour les paramétrisations suivantes des potentiels optiques en voie de sortie ( $^{13}\text{O}+t$ ) et ( $^{13}\text{N}+^3\text{He}$ ) :

- le potentiel global de Becchetti et Greenless [87] (B&G).
- la potentiel global GDP08 [88].

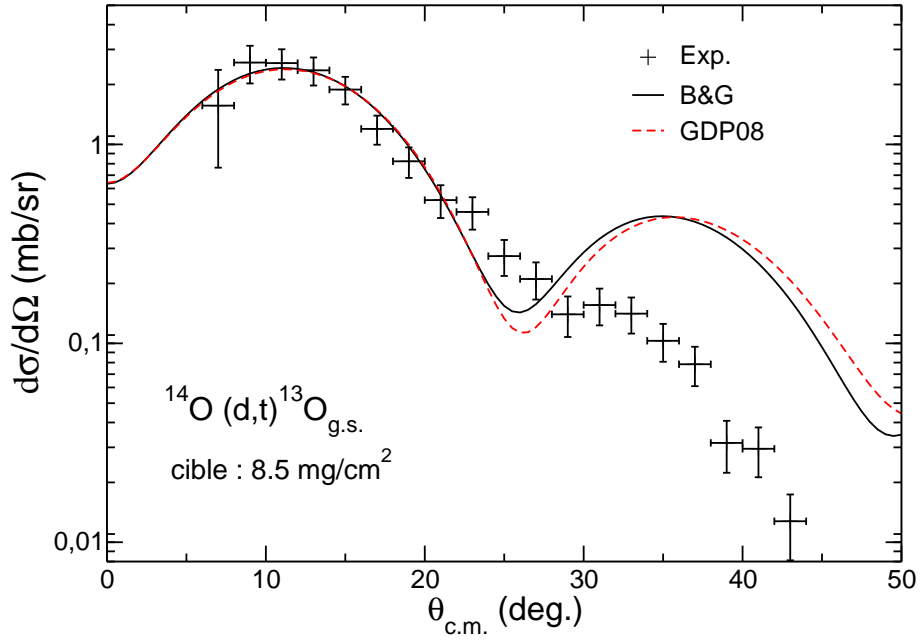
L'amplitude des prédictions théoriques a été ajustée sur les 11 premier points jusqu'au premier minimum de la distribution angulaire. Dans cet intervalle, l'accord entre les données et les calculs, dont la forme varie peu, est raisonnable. Au delà de  $\theta^* \approx 28^\circ_{cm}$  on observe un désaccord avec le calcul qui suggère la présence de couplages secondaires non pris en compte dans cette analyse. Les facteurs spectroscopiques obtenus sont résumés dans le tableau 8.2. Nous avons opté pour la moyenne des valeurs obtenues avec le potentiel GDP08 et B&G, et ce pour un rayon réduit  $r_0 = 1.31$  fm. Notons qu'avec un rayon réduit standard  $r_0 = 1.25$  fm, le facteur spectroscopique augmente d'environ 14%.

#### 8.4.2.3 Discussion

Un facteur spectroscopique expérimental de  $2.78 \pm 0.57$  a été obtenu par analyse en voies couplées de la réaction  $^{14}\text{O}(d,t)^{13}\text{O}_{gs}$  en prenant un rayon réduit  $r_0$  de 1.31 fm pour le calcul du facteur de forme permettant de reproduire des données de transfert et (e,e'p) sur l' $^{16}\text{O}$ . L'incertitude associée résulte de la somme quadratique de l'erreur statistique moyenne (14%), des erreurs systématiques sur la normalisation (11.8%) et du choix du potentiel optique en voie de sortie (9%).

Par rapport à la valeur de 3.73 d'un calcul de modèle en couches avec l'interaction WBT, on obtient un facteur de réduction  $R_s$  de  $0.74 \pm 0.15$ . L'ordre de grandeur de cette réduction est en accord avec les conclusions des mesures de transfert (d,p) sur la chaîne isotopique de l'argon [22] qui était compatible avec une réduction constante de 30% dans une domaine d'asymétrie d'énergie de séparation  $\Delta S \in [-13, +13]$  MeV. Notre mesure sur l' $^{14}\text{O}$  permet d'étendre la conclusion de cette étude dans un domaine de différence d'énergie de séparation plus élevée  $\Delta S \simeq 18.5$  où aucune donnée n'était disponible jusqu'à présent et pour lequel les données de knockout montre un effet de réduction important. Le facteur de réduction extrait pour le transfert d'un neutron fortement lié de l' $^{14}\text{O}$ ,  $R_s = 0.74 \pm 0.15$ , n'est pas compatible avec le résultat de notre mesure d'arrachage d'un neutron présenté dans la première partie de cette thèse,  $R_s = 0.22 \pm 0.01$ . Il suggère une faible dépendance des corrélations en fonction de l'asymétrie  $\Delta S$ .

Le fait que deux réactions, le knockout à 53 MeV/nucléon et le transfert à 17.3 MeV/nucléon, mènent à des facteurs spectroscopiques expérimentaux différents d'un facteur trois pour un noyau léger magique en protons et à sous-couche fermée en neutrons met en évidence l'incompatibilité de la description des mécanismes mis en jeu lorsqu'un nucléon fortement lié est enlevé ou transféré à partir de l' $^{14}\text{O}$ .



**Fig. 8.5** – Distribution angulaire de la réaction  $^{14}\text{O}(d, t)^{13}\text{O}_{gs}$  comparée à des calculs CRC à 17.3 MeV/u pour différentes paramétrisations du potentiel optique ( $t+^{13}\text{O}$ ) en voie de sortie. Les calculs ont ici été ajustés sur les 11 premiers points expérimentaux.

	$r_0 = 1.25$ fm			$r_0 = 1.31$ fm		
	B&G	GDP08	Moy.	B&G	GDP08	Moy.
$C^2S_{exp}$	3.57	3.00	3.28	3.03	2.53	<b>2.78</b>
$C^2S_{th}(\text{WBT})$	3.73	3.73	3.73	3.73	3.73	3.73
$R_s$	0.96	0.80	0.88	0.81	0.68	<b>0.74</b>

**Tab. 8.2** – Facteurs spectroscopiques pour la réaction  $^{14}\text{O}(d, t)^{13}\text{O}_{gs}$  extraits à partir de notre analyse CRC pour différents potentiels en voie de sortie et deux valeurs de rayon réduit pour le calcul du facteur de forme.

### 8.4.3 Transfert d'un proton faiblement lié ( $d, {}^3\text{He}$ )

La distribution angulaire du transfert d'un proton  ${}^{14}\text{O}(d, {}^3\text{He})$  vers l'état fondamental de  ${}^{13}\text{N}$  est présentée sur la figure 8.6 où elle est comparée à plusieurs calcul CRC. Nous n'observons pas un accord satisfaisant avec les données. En particulier, la forme de la distribution et son maximum sont mal reproduits. Plusieurs aspects sont à prendre en considération pour comprendre l'origine de ce désaccord. D'un point de vue expérimental, il convient de souligner que :

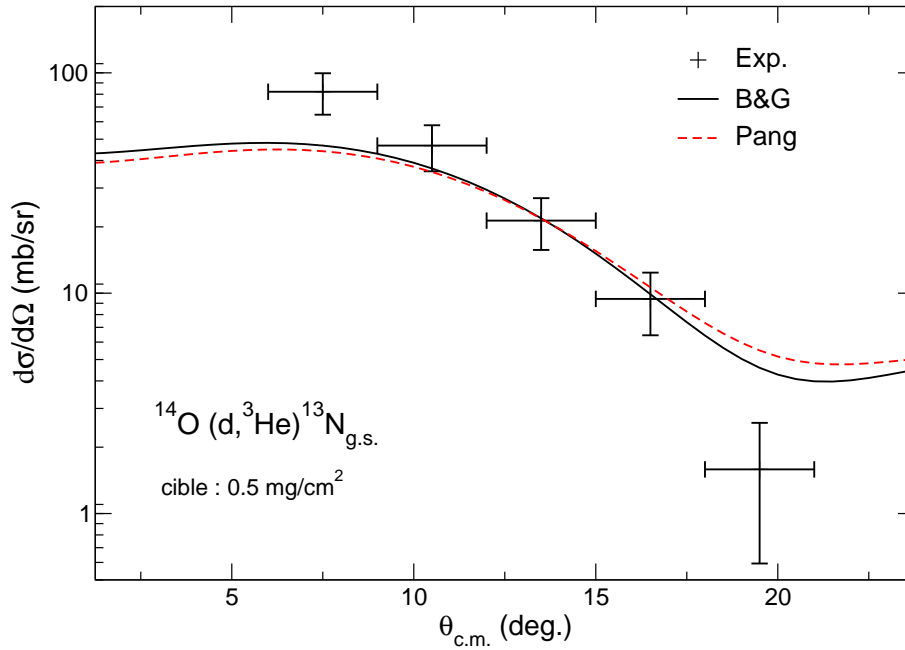
- Le domaine angulaire dans le centre de masse dans lequel nous détectons les  ${}^3\text{He}$  est réduit. Dans cet intervalle le jacobien et l'efficacité varient rapidement ce qui augmente les incertitudes associées.
- La faible statistique nous contraint à choisir des tranches angulaires plus grandes. Elle s'explique par un temps de mesure réduit par plusieurs interruptions de faisceau et par l'utilisation d'une cible mince
- Aux petits angles, les  ${}^3\text{He}$  sortent de la cible avec peu d'énergie et leur straggling est important.

Si l'on ajuste l'amplitude des prédictions théoriques à ces cinq points expérimentaux, on obtient les facteurs spectroscopiques résumés dans le tableau 8.3. Un facteur spectroscopique expérimental de  $1.49 \pm 0.38$  a été choisi en prenant la moyenne entre les valeurs extraites à partir des deux potentiels en voie de sortie. L'incertitude associée résulte de la somme quadratique de l'erreur statistique moyenne (12.7%), des erreurs systématiques sur la normalisation (22.5%) et du choix du potentiel optique en voie de sortie (6%).

Cette valeur est à prendre avec précaution car la forme de la distribution angulaire expérimentale n'est pas bien reproduite par les calculs. Une étude plus approfondie devrait permettre de comprendre l'origine du désaccord aux petits angles centre de masse, comme, par exemple, l'introduction des couplages vers l'état excité non lié observé à 3.5 MeV de  ${}^{13}\text{N}$  qui est fortement peuplé lors de cette réaction (voir section 7.4.4) dans le calcul CRC. Dans ce cas, une légère modification du facteur spectroscopique pour la réaction  ${}^{14}\text{O}(d, t){}^{13}\text{O}_{gs}$  peut être attendue.

	B&G	GDP08	Moy.
$C^2S_{exp}$	1.58	1.41	<b>1.49</b>
$C^2S_{th}(\text{WBT})$	1.83	1.83	1.83
$R_s$	0.86	0.77	<b>0.81</b>

**Tab. 8.3** – Facteurs spectroscopiques pour la réaction  ${}^{14}\text{O}(d, {}^3\text{He}){}^{13}\text{N}_{gs}$  extraits à partir de notre analyse en voies couplés pour différents potentiels en voie de sortie et un rayon réduit  $r_0 = 1.31$  fm pour le calcul du facteur de forme.



**Fig. 8.6** – Distribution angulaire de la réaction  $^{14}\text{O}(d, ^3\text{He})^{13}\text{N}_{g.s.}$  comparée à des calculs en voie couplées pour différents potentiels optique en voie de sortie.

## 8.5 Analyse DWBA de l' $^{14}\text{N}$

Le faisceau stable de  $^{14}\text{N}$  nous a principalement permis de réaliser les réglages de l'électronique, les mises en temps de MUST2 et de VAMOS et de contrôler les différentes étapes de l'analyse. Nous présentons ici une première analyse DWBA des données recueillies pour la diffusion élastique (d,d) et le transfert d'un neutron (d,t). Nous avons également comparé les facteurs spectroscopiques obtenus à des données publiées.

### 8.5.1 Diffusion élastique (d,d)

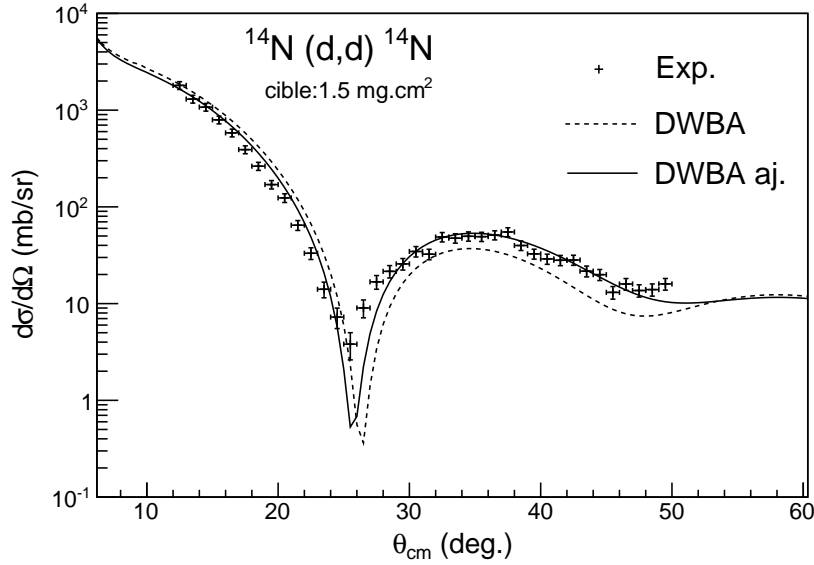
Pour décrire la voie d'entrée ( $^{14}\text{N}+d$ ), les paramètres du potentiel optique ont été ajustés sur la distribution angulaire expérimentale de la diffusion élastique  $^{14}\text{N}(d,d)^{14}\text{N}$  présentée sur la figure 8.7. Cet ajustement a été effectué à l'aide du programme SFRESCO qui permet d'effectuer une recherche automatique de paramètres par une minimisation de  $\chi^2$ .

Nous avons pris comme point de départ les paramètres du potentiel global deuton-noyau de Daehnick [93]. Seules les amplitudes des parties réelles et imaginaires sont utilisées comme degrés de liberté de l'ajustement. Les paramètres avant et après ajustement sont résumés dans le tableau 8.4 et les distributions angulaires associées, notées (DWBA) et (DWBA aj.), sont superposées aux données sur la figure 8.7. On constate que l'ajustement décale la position du premier minimum d'environ  $1^\circ_{cm}$  et permet de mieux reproduire la forme globale des données expérimentales que les paramètres de départ. L'accord observé après ajustement nous permet de valider notre description de la voie d'entrée ( $^{14}\text{N}+d$ ).

### 8.5.2 Transfert d'un neutron (d,t)

Pour contraindre le calcul du facteur de forme du neutron transféré, nous avons analysé des données publiées pour la réaction  $^{14}\text{N}(d,t)$  vers l'état fondamental de l' $^{13}\text{N}$  en cinématique





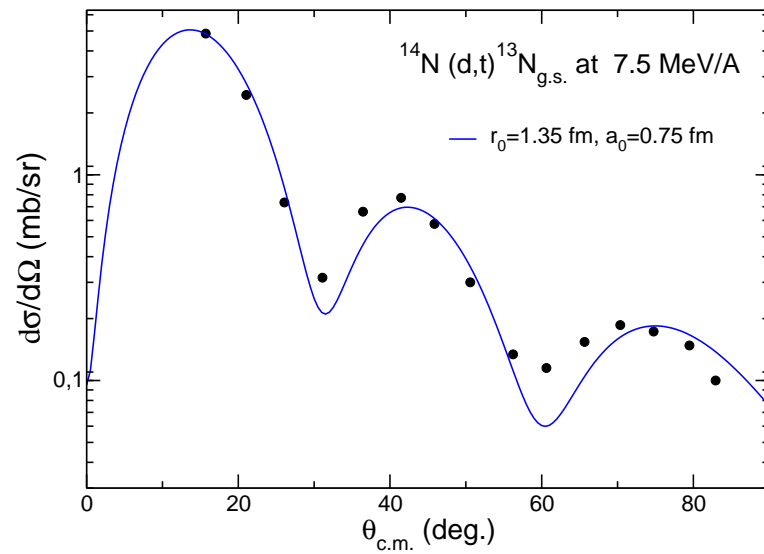
**Fig. 8.7** – Distribution angulaire expérimentale de la diffusion élastique  $^{14}\text{N}(d, d)^{14}\text{N}$  comparée à des calculs DWBA avant et après ajustement des paramètres du potentiel de Daehnick [93] sur les données.

directe avec un faisceau de deutons de 15 MeV [94] (voir figure 8.8). Dans le calcul DWBA, nous avons utilisé les mêmes paramètres pour le potentiel optique de la voie de sortie que dans la publication et un rayon réduit  $r_0=1.35$  fm et une diffusivité  $a_0=0.75$  fm. Ces paramètres nous permettent de reproduire la forme générale des données ainsi que leur amplitude pour un facteur spectroscopique extrait de 0.69. Notre valeur est plus basse que la valeur de 0.88 de la référence [94] mais reste en accord dans la limite d'une erreur de 20% considéré pour ce type d'analyse. Deux autres jeux de données existent pour cette même réaction avec un faisceau de deuton de 28 MeV [95] et 52 MeV [96] et nous envisageons de les analyser de la même façon afin de vérifier la validité de la géométrie ( $r_0$ ,  $a_0$ ) utilisée pour le calcul du facteur de forme.

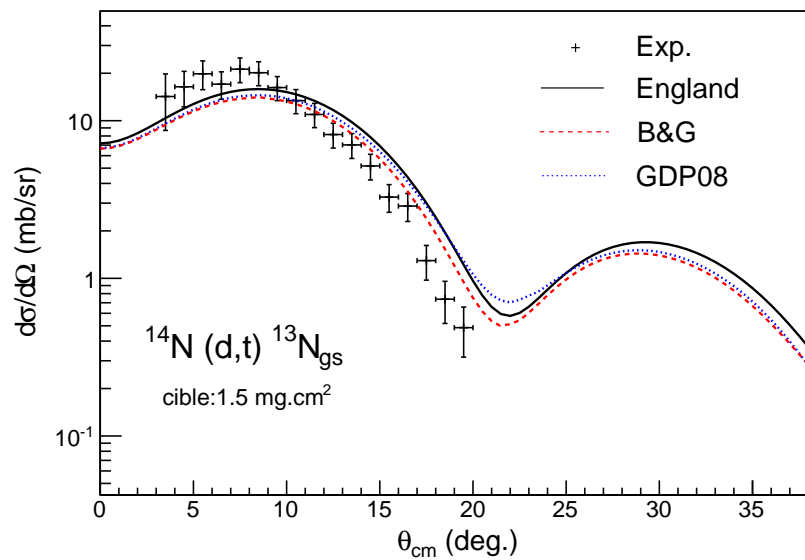
Pour la voie de sortie ( $^{13}\text{N}+t$ ), en plus des potentiels optiques globaux (GDP08) et (B&G) utilisés précédemment, il existe une compilation de paramètres de potentiels optiques obtenus entre 1954 et 1990 [97] sur des données de diffusion élastique de triton en cinématique directe. Un de ces jeux de paramètres, extrait par J. England *et al.* [98] sur des données de diffusion élastique de triton à 33 MeV sur l' $^{16}\text{O}$  a été ajouté à l'analyse car il correspond à un système et une énergie proche de notre étude.

La distribution angulaire expérimentale de la réaction  $^{14}\text{N}(d,t)^{13}\text{N}_{gs}$  est présentée sur la figure 8.9 où elle est comparée aux calculs DWBA correspondants à ces différents potentiels en voie de sortie pour un facteur spectroscopique commun de 0.69. Cette valeur est issue de calculs de modèle en couches avec l'interaction de Cohen et Kurath [91]. On constate que la forme de la distribution expérimentale n'est pas bien reproduite par ces différents calculs quelle que soit la paramétrisation considérée. Notons que nous observons un désaccord du même type pour la réaction  $^{14}\text{O}(d, ^3\text{He})^{13}\text{N}$  où le même noyau  $^{13}\text{N}$  est présent en voie de sortie. Il est possible que des couplages particuliers à ce noyau impair-impair interviennent et qu'ils soient responsables du désaccord entre les calculs et nos distributions expérimentales.

Si on ajuste l'amplitude des différentes prédictions aux 17 points expérimentaux, on ob-



**Fig. 8.8** – Calcul DWBA comparé à des données expérimentales publiées [94] pour la réaction  $^{14}\text{N}(d,t)^{13}\text{N}$  en cinématique directe avec un faisceau de deutons de 15 MeV.



**Fig. 8.9** – Distribution angulaire de la réaction  $^{14}\text{N}(d,t)^{13}\text{N}$  à 18 MeV/nucléon comparée à des calculs DWBA pour différents potentiels optiques en voie de sortie.

tient les facteurs spectroscopiques résumés dans le tableau 8.5. Le facteur spectroscopique expérimental a été choisi en prenant la moyenne de ces différentes valeurs soit  $0.52 \pm 0.11$ . L'incertitude associée résulte de l'erreur statistique (16%), des erreurs systématiques (15%) et l'erreur sur le choix du potentiel en voie de sortie (11%). Cette valeur est présentée ici à titre indicatif mais comme la forme de la distribution angulaire n'est pas reproduite par nos calculs, elle ne représente pas une estimation absolue du facteur spectroscopique.

Le noyau  $^{14}\text{N}$  a aussi été étudié à plusieurs reprises en cinématique directe via les réactions de transfert d'un neutron (d,p). Des facteurs spectroscopiques publiés, en majorité extraits par analyse DWBA, sont présentés en fonction de l'énergie du faisceau de deutons dans le tableau 8.6 et comparés à notre valeur. L'erreur associée à ces valeurs extraites par analyse DWBA est estimée, dans les différentes références, à 20% en moyenne. Nous constatons une dispersion importante des facteurs spectroscopiques extraits entre 0.45 et 0.9 et que notre valeur de  $0.52(11)$ , bien que plus basse que la valeur moyenne, se situe dans cet intervalle.

### 8.5.3 Discussion

Malgré nos efforts pour contraindre les paramètres des potentiels en voie d'entrée en mesurant la diffusion élastique  $^{14}\text{N}(d,d)^{14}\text{N}$ , notre analyse DWBA ne nous permet pas de reproduire la forme de la distribution angulaire de la réaction de transfert d'un neutron  $^{14}\text{N}(d,t)^{13}\text{N}$ . Cette première analyse ne permet donc pas d'extraire un facteur spectroscopique fiable pour cette réaction. Elle aboutit aux résultats suivants :  $C^2S_{exp}=0.52 \pm 11$  et  $R_s=0.75 \pm 0.16$ .

Néanmoins les données recueillies avec le faisceau d' $^{14}\text{N}$  ont été très utiles pour tester notre dispositif expérimental et pour valider, à l'aide des cinématiques, nos calibrations ainsi que la prise en compte de la position des détecteurs dans l'analyse.

Pour vérifier la validité des paramètres du potentiel Woods-Saxon ( $r_0=1.35$  fm,  $a_0=0.75$  fm) utilisée pour le calcul du facteur de forme, il est envisagé d'analyser les autres données de transfert (d,t) disponibles à 28 [95] et 52 MeV [96]. De plus, une étude en voies de réaction couplées pourrait peut-être permettre de comprendre l'origine du désaccord observé en tenant compte explicitement des couplages vers l'état excité non lié à 3.5 MeV de l' $^{13}\text{N}$ , observé dans nos données.

Pot.	$U_V$	$r_V$	$a_V$	$W_V$	$W_D$	$r_D$	$a_D$	$U_{SO}$	$r_{SO}$	$a_{SO}$	$r_C$
Daehnick	82.0	1.17	0.77	0.34	11.4	1.325	0.684	3.139	1.07	0.66	1.3
Ajusté	73.2	1.17	0.77	1.6	11.5	1.325	0.684	3.139	1.07	0.66	1.3

**Tab. 8.4** – Paramètres du potentiel optique de la voie d'entrée ( $d+^{14}\text{N}$ ) obtenu à partir de la paramétrisation globale de Daehnick [93] et après ajustement sur les données de diffusion élastique  $^{14}\text{N}(d, d)^{14}\text{N}$ .

	England	B&G	GDP08	Moy.
$C^2S_{exp}$	0.48	0.58	0.50	<b>0.52</b>
$C^2S_{th}(\text{CK})$	0.69	0.69	0.69	0.69
$R_s$	0.69	0.84	0.72	<b>0.75</b>

**Tab. 8.5** – Facteurs spectroscopiques pour la réaction  $^{14}\text{N}(d,t)^{13}\text{N}_{gs}$  extraits à partir de notre analyse DWBA pour différents potentiels en voie de sortie et les paramètres  $r_0 = 1.35$  fm et  $a_0 = 0.75$  fm pour le calcul du facteur de forme.

E(MeV)	$^{14}\text{N}(p,d)^{13}\text{N}$		$^{14}\text{N}(d,t)^{13}\text{N}$			
	30	65	15	28	52	36
Réf.	[99]	[100]	[94]	[95]	[96]	ce travail
$C^2S - ^{14}\text{N}(1p_{\frac{1}{2}})^{-1}$	0.6	0.45	0.88	0.9	0.60	0.52(11)

**Tab. 8.6** – Résumé des facteurs spectroscopiques extraits dans la littérature par transfert d'un neutron  $^{14}\text{N}(p,d)$  ou  $(d,t)$  vers le fondamental de  $^{13}\text{N}$  pour différentes énergies en cinématique directe.



---

# CONCLUSION ET PERSPECTIVES

---

Dans ce manuscrit, nous avons extrait les facteurs spectroscopiques d'un noyau radioactif,  $^{14}\text{O}$ , à partir de réactions directes réalisées à haute énergie, mesure de *knockout* d'un nucléon au-dessus de 50 MeV/u, et à basse énergie, mesure de transfert au-dessous de 30 MeV/u. Pour ce faire, nous avons réalisé deux expériences, la première au NSCL de l'Université du Michigan, la seconde au GANIL, afin de disposer de données précises sur le même noyau. Les analyses de ces expériences font l'objet des deux parties du manuscrit.

L'étude du *knockout* d'un nucléon a été réalisée fin 2008 et comportait deux volets, l'arrachage d'un neutron et d'un proton à partir de  $^{14}\text{O}$  à 53 MeV/nucléon (énergie milieu de cible) et du  $^{16}\text{C}$  à 75 MeV/nucléon. De cette expérience, nous avons confirmé que les sections efficaces inclusives d'arrachage d'un nucléon peu lié de l'espèce majoritaire (proton dans  $^{14}\text{O}$  et neutron dans  $^{16}\text{C}$ ) sont en bon accord avec les sections efficaces théoriques. Ces prédictions sont calculées à partir d'un formalisme eikonal basé sur des fonctions d'onde et densités de champ moyen sphérique et sur des facteurs spectroscopiques calculées à partir du modèle en couches. Inversement, pour l'arrachage d'un nucléon très lié,  $^{14}\text{O}(-1n)$  et  $^{16}\text{C}(-1p)$ , les sections efficaces mesurées s'écartent sensiblement des prédictions théoriques avec un facteur de réduction  $R_s = \sigma_{exp}/\sigma_{th} = 0.22(1)$  et  $0.36(5)$  respectivement. Les distributions en moment parallèle associées ont été mesurées et leur forme est en bon accord avec la théorie eikonale pour l'arrachage d'un nucléon peu lié. Pour l'arrachage d'un nucléon très lié, dans les deux cas,  $^{14}\text{O}(-1n)$  et  $^{16}\text{C}(-1p)$ , une importante traîne à basse énergie est observée, ainsi qu'un front abrupt à haute énergie. Nous interprétons la présence de ce front par une coupure cinématique liée à l'énergie de la réaction et l'énergie de séparation élevée du nucléon enlevé. Si on prend en compte a posteriori cette coupure dans les prédictions eikonales en tronquant les distributions théoriques associées, les facteurs de réduction passent à  $0.28(1)$  pour  $^{14}\text{O}(-1n)$  et à  $0.41(5)$  pour  $^{16}\text{C}(-1p)$ . Ces résultats sont en accord avec la systématique de knockout précédemment observée sur des noyaux de la couche *sd* et l'étendent à des noyaux légers très asymétriques. Ce désaccord est mis en évidence pour la première fois pour un proton très lié dans un noyau riche en neutrons dans le cas du  $^{16}\text{C}$ . La traîne à bas moment pourrait être interprétée comme une dissipation coeur-cible au cours de la collision et/ou des interactions dans l'état final entre le nucléon éjecté et la cible. Ces effets indiquent que, dans certains cas d'arrachage de nucléons très liés à des énergies intermédiaires insuffisantes, les distributions en moment ne peuvent plus être comparées aux prédictions eikonales pour extraire le moment angulaire intrinsèque  $\ell$  des nucléons arrachés. Pour la réaction  $^{16}\text{C}(^9\text{Be}, X)^{15}\text{B}$ , les états excités à 1327 et 2734 keV ont été peuplés. En considérant la structure prédite par le modèle en couches de ces états et celle du fondamental du  $^{15}\text{B}$ , il est peu probable que ces états soient peuplés via un processus direct d'arrachage d'un nucléon. Les distributions en moment associées à la population de ces états sont centrées à des valeurs plus basses que celle de l'état fondamental. Cela soutient l'hypothèse de l'existence de processus indirects au cours de l'arrachage d'un proton  $^{16}\text{C}(-1p)$  à 75 MeV/u.

D'un point de vue théorique, nous avons étudié l'effet de certaines limitations du modèle eikonal sur le calcul des sections efficaces de particule individuelle d'arrachage d'un nucléon. L'utilisation d'une section efficace nucléon-nucléon dépendante de la densité dérivée microscopiquement pour le calcul des matrices  $S$  a montré une réduction moyenne de 20% des sections efficaces entre 50 et 100 MeV/nucléon due au principe de Pauli qui limite l'espace des phases disponible [51]. D'autre part, afin d'aller au-delà de l'approximation soudaine et d'un coeur inerte, j'ai contribué à une étude visant à adapter un modèle de cascade intra-nucléaire pour le knockout en vue de prendre en compte des processus indirects via une approche Monte-Carlo. Les résultats de cette approche suggèrent l'importance de prendre en compte explicitement les excitations du coeur lorsque le nucléon arraché est fortement lié [59].

Dans le cas du transfert d'un nucléon  $^{14}\text{O}(d,t)^{13}\text{O}$  mesuré au GANIL, nous avons extrait un facteur spectroscopique expérimental de  $2.78 \pm 0.57$  par analyse en voies couplées de cette réaction et en prenant un rayon réduit  $r_0$  de 1.31 fm pour le calcul du facteur de forme permettant de reproduire des données de transfert et  $(e,e'p)$  sur l' $^{16}\text{O}$ . Par rapport à la valeur de 3.73 d'un calcul de modèle en couches avec l'interaction WBT, on obtient un facteur de réduction  $R_s$  de  $0.74 \pm 0.15$ . L'ordre de grandeur de cette réduction est en accord avec les conclusions des mesures de  $(e,e'p)$  pour des noyaux stables [9, 13] et une compilation récente de données de transfert pour des noyaux dans une gamme de différence d'énergie de séparation  $\Delta S \in [-13, +13]$  MeV [22]. Notre mesure sur  $^{14}\text{O}$  permet d'étendre cette conclusion dans un domaine plus grand  $\Delta S \simeq 18.5$  MeV où aucune donnée n'était disponible jusqu'à présent. Ce facteur de réduction de  $0.74 \pm 0.15$  est incompatible avec la valeur de  $0.22 \pm 0.01$  extraite sur ce même noyau par knockout d'un neutron. L'analyse de ces deux expériences, le knockout à 53 MeV/nucléon et le transfert à 17.3 MeV/nucléon, conduit à deux valeurs de facteurs spectroscopiques qui diffèrent d'un facteur trois pour le *stripping* d'un neutron à partir de l' $^{14}\text{O}$ , un noyau léger magique en protons et à sous-couche fermée en neutrons. Cela met en évidence l'incompatibilité de la description des mécanismes mis en jeu lorsqu'un nucléon fortement lié est enlevé ou transféré à partir de  $^{14}\text{O}$ . Pour le transfert d'un nucléon faiblement lié  $^{14}\text{O}(d,^3\text{He})^{13}\text{N}$ , le facteur de réduction de  $0.81 \pm 0.20$  est en bon accord avec celui de 0.87(6) obtenu par knockout cependant il est à prendre avec précaution car l'accord entre la distribution angulaire expérimentale et la prédiction du calculs en voies couplées n'est pas satisfaisant.

Ce travail confirme que des mesures exclusives d'arrachage d'un nucléon fortement lié à différentes énergies sont nécessaires afin de déterminer quels sont les processus dominants à inclure dans les modèles de réaction aux énergies intermédiaires. Par exemple, il serait intéressant de mesurer l'arrachage d'un nucléon à partir de  $^{14}\text{O}$  via des mesures exclusives  $(p,2p)$  et  $(p,pn)$ . La détection exclusive des nucléons permettrait de sélectionner les composantes directes de la réaction et l'utilisation d'une cible de protons permettrait de limiter les effets liés à la structure de la cible. Il est envisagé de proposer ce type d'étude à une énergie intermédiaire au GANIL sur la ligne LISE ou à plus haute énergie à RIKEN sur la ligne BIGRIPS.

Les réactions directes représentent un outil essentiel pour étudier les noyaux exotiques dans de nouvelles régions de masse bientôt accessibles auprès de nouvelles installations. Notre compréhension de la structure nucléaire sera enrichie par de prochaines expériences à haute énergie (aujourd'hui RIKEN, FAIR à partir de 2016, FRIB à partir de 2018) et à basse énergie (SPIRAL2 à partir de 2015). De nouveaux développements sont en cours comme le détecteur

$4\pi$  GASPARD, la cible active ACTAR ou encore la cible mince d'hydrogène CHyMENE pour des expériences à SPIRAL2. Des projets comme AGATA et MINOS devraient permettre d'effectuer la spectroscopie de noyaux très exotiques au cours d'expériences aux énergies relativistes. L'analyse des expériences de réactions directes avec ces instruments nécessite une meilleure compréhension des mécanismes de réaction mis en jeu pour pouvoir fournir une vision cohérente de la structure des noyaux exotiques à partir de résultats obtenus à des régimes d'énergie différents.





# Annexes



---

# Annexe A

## Cinématique

---

### A.1 Calcul du moment parallèle à partir d'une variation d'énergie.

Dans un premier temps, pour une rigidité magnétique  $B\rho$  centrale du spectromètre donnée, on calcule le moment central  $p$  d'une particule selon l'axe optique. Pour cela plusieurs étapes simples sont détaillées :

1 - Passage de  $B\rho_0$  au produit  $\beta\gamma$

$$\begin{aligned} B\rho &= \frac{\|\vec{P}\|}{Q} \\ B\rho &= \frac{\gamma m v}{Z e} = \frac{\gamma (uma) A \beta c}{Z e} = \frac{\gamma \beta A}{Z} \frac{(a.m.u) c}{e} \\ B\rho &= 3,105 \gamma \beta \frac{A}{Z} \quad (T.m) \\ \Rightarrow \gamma \beta &= \frac{B\rho}{3,105} \frac{Z}{A} \end{aligned} \quad (A.1)$$

$$A.N : \quad \frac{(a.m.u) c}{e} = \frac{1,660538 \cdot 10^{-27} \times 3 \cdot 10^8}{1,6 \cdot 10^{-19}} \simeq 3,105 (SI) \quad (A.2)$$

2 - Passage de  $\beta\gamma$  à  $\gamma$  :

$$\begin{aligned} (\gamma\beta)^2 &= \frac{\beta^2}{1-\beta^2} = \frac{\beta^2 - 1 + 1}{1-\beta^2} = \frac{1}{1-\beta^2} - 1 = \gamma^2 - 1 \\ \gamma &= \sqrt{(\beta\gamma)^2 + 1} \end{aligned} \quad (A.3)$$

3 - Calcul de l'énergie cinétique :

$$\begin{aligned} T &= E - mc^2 \\ &= \gamma mc^2 - mc^2 \\ &= (\gamma - 1) mc^2 \\ &= (\gamma - 1) 931,5 A (MeV) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A.N : \quad a.m.u \text{ (MeV/c}^2\text{)} &= \frac{1,660538 \cdot 10^{-27}}{1,6 \cdot 10^{-19} \times 10^6} \\
 mc^2 &= A \times a.m.u \text{ [MeV/c}^2\text{]} \times c^2 = 931,5 A \text{ (MeV)}
 \end{aligned}$$

4 - Calcul de l'impulsion centrale :

$$\begin{cases} E = T + mc^2 \\ E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \end{cases}$$

$$\begin{aligned}
 \Rightarrow pc &= T \sqrt{1 + \frac{2mc^2}{T}} \\
 \Rightarrow p &= T \sqrt{1 + \frac{2 \times 931,5 A}{T}} \text{ (MeV/c)} \quad (\text{A.4})
 \end{aligned}$$

Ensuite, à partir des coordonnées d'une particule dans le plan focal, nous reconstruisons la variation d'énergie  $d_{ta}$  de la particule en sortie de cible par rapport à l'énergie centrale du spectromètre. On peut ainsi calculer l'énergie  $T'$  et l'impulsion  $p'$  de cette particule en sortie de cible :

$$\begin{aligned}
 T' &= (1 + d_{ta}) T \\
 p' &= T' \sqrt{1 + \frac{2 \times 931,5 A}{T'}} \text{ (MeV/c)}
 \end{aligned}$$

## A.2 Cinématique à deux corps

Les notations utilisées pour le calcul des trajectoires des particules lors d'une réaction sont présentées sur la figure A.1.

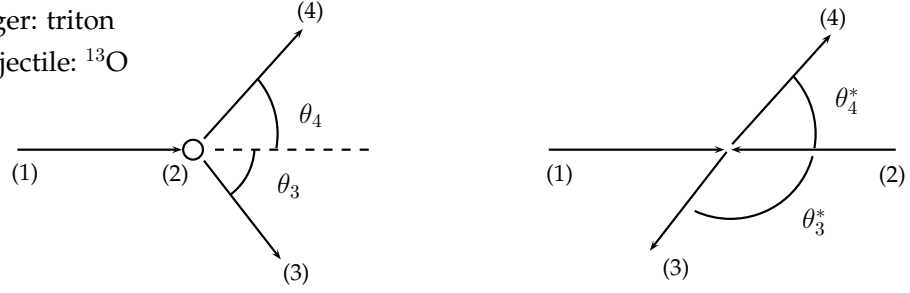
Chaque particule est décrite par un quadri-vecteur énergie-impulsion  $P_i = (E_i, \vec{p}_i)$ . Pour le passage du référentiel du laboratoire à celui du centre de masse, on considère un boost de Lorentz selon la direction du faisceau  $z$  de vitesse  $v_{cm}$  (vitesse du centre de masse) et par conséquent :

$$\begin{aligned}
 \vec{\beta} &= (0, 0, \beta) \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{v_{cm}}{c} \\
 \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}
 \end{aligned}$$

### A.2.1 Angle dans le centre de masse

A l'aide des télescopes de particules chargées MUST2, nous mesurons l'énergie cinétique  $T_3$  et l'angle  $\theta_3$  de l'éjectile léger (3) de la réaction dans le laboratoire. Pour déterminer

- (1) Projectile:  $^{14}\text{O}$   
(2) Cible: deuton  
(3) Éjectile léger: triton  
(4) Quasi-projectile:  $^{13}\text{O}$



**Fig. A.1** – Notations utilisées pour le calcul des variables cinématiques dans une diffusion à deux corps. La réaction de transfert d'un neutron  $^{14}\text{O}$  (d, t) $^{13}\text{O}$  est prise comme exemple.

l'angle  $\theta_3^*$  de l'éjectile léger dans le référentiel du centre de masse, voici la méthode utilisée :

$$\begin{aligned}
E_3 &= T_3 + m_3 \\
p_3 &= \sqrt{T_3^2 + 2T_3 m_3} \\
p_{3z}^* &= -\beta \gamma E_3 + \gamma p_{3z} \\
p_3^* \cos(\theta_3^*) &= -\beta \gamma E_3 + \gamma p_3 \cos(\theta_3) \\
\tan(\theta_3^*) &= \frac{p_3^* \sin(\theta_3^*)}{p_3^* \cos(\theta_3^*)} \\
\tan(\theta_3^*) &= \frac{p_3 \sin(\theta_3)}{-\beta \gamma E_3 + \gamma p_3 \cos(\theta_3)} \\
\theta_3^* &= \text{atan2}\left(\frac{p_3 \sin(\theta_3)}{-\beta \gamma E_3 + \gamma p_3 \cos(\theta_3)}\right)
\end{aligned} \tag{A.5}$$

Pour l'éjectile lourd on utilise ensuite :  $\theta_4^* = \pi - \theta_3^*$ .

## A.2.2 Énergie d'excitation

Si on note  $m_4^0$  la masse de l'éjectile lourd (4) dans son état fondamental, son énergie d'excitation est définie par :

$$\begin{aligned}
E_4^{exc} &= m_4 - m_4^0 \\
\text{où } m_4 &= E_4^2 - p_4^2
\end{aligned} \tag{A.6}$$

On procède par masse manquante, en identifiant uniquement la particule légère de recul (3) et en mesurant son énergie cinétique et son angle ( $T_3, \theta_3$ ). On obtient donc  $E_4$  et  $p_4$  par la conservation de l'énergie et de l'impulsion :

$$\begin{aligned}
E_4^2 &= [T_1 + m_1 + m_2 - (T_4 + m_4)]^2 \\
p_4^2 &= p_1^2 + p_3^2 - 2p_1 p_3 \cos(\theta_3)
\end{aligned} \tag{A.7}$$

### A.2.3 Jacobien

Le nombre de particules qui passent par une portion d'angle solide dans le référentiel du centre de masse doit être égal au nombre de particules qui traverse la portion correspondante dans le référentiel du laboratoire. Cela se traduit par :

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*} d\Omega^* = \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad \text{ou} \quad \frac{d\sigma^*}{d\Omega^*} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \left| \frac{d\Omega}{d\Omega^*} \right| \quad (\text{A.8})$$

Le rapport des angles solides couverts  $\left| \frac{d\Omega}{d\Omega^*} \right|$  et aussi appelé le Jacobien  $J$  de la transformation. Il se calcule de la façon suivante :

$$\left| \frac{d\Omega}{d\Omega^*} \right| = \frac{d \cos \theta}{d \cos \theta^*} \frac{d\phi}{d\phi^*} = \frac{\sin \theta}{\sin \theta^*} \frac{d\theta}{d\theta^*} \quad (\text{A.9})$$

car il y a invariance de l'angle azimuthal  $\phi$  au cours de la transformation. On évalue dans un premier temps  $d\theta/d\theta^*$  en plusieurs étapes :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tan \theta} &= \frac{P \cos \theta}{P \sin \theta} \\ &= \frac{\gamma [P^* \cos \theta^* + \beta E^*]}{P^* \sin \theta^*} \\ &= \gamma \left[ \frac{1}{\tan \theta^*} + \frac{\beta}{B^*} \frac{1}{\sin \theta^*} \right] \quad \text{avec} \quad B^* = \frac{P^*}{E^*} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

En remplaçant  $\cos \theta$  par  $\sqrt{1 - \sin^2 \theta}$  et en isolant  $\sin \theta$ , on obtient aussi :

$$\sin \theta = \frac{\sin \theta^*}{[\gamma^2 (\cos \theta^* + \beta/B^*)^2 + \sin^2 \theta^*]^{1/2}} \quad (\text{A.11})$$

En dérivant l'équation A.10 on obtient :

$$\frac{d\theta}{d\theta^*} = \gamma \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta^*} \left( 1 + \frac{\beta}{B^*} \cos \theta^* \right) \quad (\text{A.12})$$

L'équation A.9 peut alors se réécrire :

$$\left| \frac{d\Omega}{d\Omega^*} \right| = \frac{\sin^3 \theta}{\sin^3 \theta^*} \gamma [1 + r \cos \theta^*], \quad r = \beta/B^* \quad (\text{A.13})$$

En utilisant l'équation A.11, on peut exprimer ce résultat uniquement en fonction de  $\theta^*$  pour obtenir l'expression du Jacobien que nous avons utilisée :

$$J(\theta^*) = \left| \frac{d\Omega}{d\Omega^*} \right| = \frac{\gamma |1 + r \cos \theta^*|}{[\gamma^2 (\cos \theta^* + r)^2 + \sin^2 \theta^*]^{3/2}} \quad (\text{A.14})$$

---

**Annexe B**

**Publication**

---



**Medium effects on intermediate-energy one-nucleon removal cross sections**

F. Flavigny and A. Obertelli

*CEA, Centre de Saclay, IRFU/Service de Physique Nucléaire, F-91191 Gif-sur-Yvette, France*

I. Vidaña

*CFC, Departamento de Física, Universidade de Coimbra, P-3004-516 Coimbra, Portugal*

(Received 27 April 2009; published 26 June 2009)

The influence of Pauli-blocking medium effects on intermediate-energy one-nucleon removal cross sections for *sd*-shell nuclei have been investigated using density-dependent nucleon-nucleon interaction cross sections within the *S*-matrix formalism under the Glauber approximation. All considered prescriptions for the density dependence result in a reduction of the one-nucleon removal cross sections. The effect is smaller than 20% for incident energies between 50 and 100 MeV/nucleon, and smaller than a few percent above 200 MeV/nucleon.

DOI: [10.1103/PhysRevC.79.064617](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.064617)

PACS number(s): 21.10.Jx, 24.10.-i, 24.50.+g, 25.60.Dz

**I. INTRODUCTION**

Direct nuclear reactions, collisions during which very few nuclear degrees of freedom are modified, are commonly used to access information on nucleonic shell occupancies through the extraction of spectroscopic factors  $S_f$ . Spectroscopic factors are defined as the overlap between populated final states and the initial state of the wave function [1]. In the case of single-orbit nucleon stripping reactions, they are determined as the ratio of the measured cross section  $\sigma_{\text{exp}}$  to the theoretical single-particle cross section  $\sigma_{\text{sp}}$ ,  $S_f \propto \sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{sp}}$ , assuming the reaction mechanism is correctly modeled. Several stripping processes have been used to study ground-state properties across the nuclear chart. Proton shell structure has been largely studied via (*e, e'p*) knockout reactions on stable nuclei [2]. Shell structure of unstable nuclei can be investigated in inverse kinematics by low-energy transfer reactions analyzed within the distorted wave Born approximation (DWBA) or coupled-channel formalisms [3] and by intermediate-energy nucleon-removal reactions usually analyzed within the Glauber approximation [4]. These reactions have been shown to provide rather consistent spectroscopic factors for stable or exotic nuclei [5–7]. The question is still open regarding the stripping of deeply-bound nucleons in very asymmetric systems [8]. In any case, uncertainties on the reaction mechanism impacts directly the reliability of calculated single-particle cross sections, limiting our capability to extract absolute spectroscopic factors.

Among the above mentioned experimental probes, intermediate-energy nucleon removal reactions are a unique and robust tool to perform the spectroscopy of very exotic nuclei that are produced at intensities as small as a few particles per second [9]. These reactions have been extensively used to study very asymmetric systems displaying a large excess or a deficiency of neutrons compared to stable isotopes. Single-particle cross sections for such reactions can be evaluated using the Glauber approximation. Such an approximation, formulated within the *S*-matrix theory, is valid when the intrinsic nucleon velocity is negligible compared to the projectile-target relative velocity. It is considered fulfilled for energies above ~30 MeV/nucleon [9]. Microscopic *S*-matrix calculations

rely essentially on two types of input: (i) nuclear densities (target, projectile, and single-particle wave functions) and (ii) the in-medium nucleon-nucleon (*NN*) cross sections [10,11] or a nucleon-nucleon, or nucleon-target, optical potential to account for the stripping process [12]. The effect of the kind of densities considered in *S*-matrix calculations on knockout cross sections has been discussed for *sd*-shell nuclei [13]. When densities from Skyrme energy density functional (EDF) calculations are used, the final one-nucleon knockout cross section may vary up to several percents depending on the parametrization used. Moreover, deformation can modify the single-particle cross sections by up to 30% for well deformed systems [14,15].

The *NN* interaction to consider in the calculation is expected to be modified in the nuclear medium compared to the free case due to Pauli-blocking which partially reduces the phase space of collisions, and due to the modification of the single-particle properties of the nucleon at finite density. Indeed, several authors have studied the in-medium *NN* scattering problem using different approaches. There exists in the literature calculations of the in-medium *NN* cross sections based on the nonrelativistic Brueckner theory [16–22] as well as its relativistic version, the Dirac-Brueckner theory [23–26], or the variational method [27]. These medium effects can be taken into account via a density dependence (DD) of the *NN* interaction cross sections or of the effective nucleon-nucleon optical potential. However, they are often disregarded in the calculation of one-nucleon removal cross sections where mainly free-space *NN* cross sections are considered. In the specific case of two-neutron halo removal cross sections at intermediate energies and total reaction cross sections on light neutron-rich nuclei, their effect has already been studied and shown to be small [28].

Using in-medium *NN* cross sections based on a Brueckner calculation [22] and on two different parametrizations by Li and Machleidt [24,25], and by Xiangzhou *et al.* [29], we study in this paper the effect of the in-medium *NN* interaction on one-nucleon removal reactions at intermediate energies on *sd*-shell nuclei and evaluate its impact on single-particle cross sections.

## II. FORMALISM

### A. S-matrix formalism

In order to implement density-dependent effective  $NN$  interaction cross sections in the  $S$ -matrix formalism, we have developed a dedicated code that calculates one-nucleon removal cross sections within the Glauber approximation. Similar developments have been performed to investigate the effect of density dependence on reaction cross sections [28]. In the following, we assume inverse-kinematics reactions. The one-nucleon removal cross section is calculated using the eikonal formalism [10,30] and consists of a stripping and a diffractive part, i.e.,  $\sigma = \sigma_{\text{str}} + \sigma_{\text{diff}}$ . The projectile wave function  $|\psi\rangle$  is defined as a core wave function  $|\phi_C\rangle$  complemented with the wave function of the removed nucleon  $|\phi_N\rangle$ . Calculations are based on two main quantities: the elastic  $S$  matrices for the core ( $S_C$ ) and the removed nucleon ( $S_N$ ). In an impact-parameter representation, the stripping part of the cross section is calculated as

$$\sigma_{\text{str}} = 2\pi \int b db \int d\vec{r} |\phi_N(\vec{r})|^2 |S_C(\vec{b}_C)|^2 (1 - |S_N(\vec{b}_N)|^2), \quad (1)$$

where  $\vec{b}_C$ ,  $\vec{b}_N$  are the impact parameters of the core and of the removed nucleon, respectively. The elastic  $S$  matrix for the core-target system  $S_C$  is defined from the target ( $T$ ) and core densities as well as from the in-medium  $NN$  cross sections  $\sigma_{NN}(E, \rho)$  that depends on both the incident energy and the total density of the system, i.e., the sum of projectile and target densities  $\rho = \rho_P + \rho_T$ . At an impact parameter  $\vec{b}$ , the  $S$  matrix is defined as a phase shift  $S_C(\vec{b}) = \exp(i\chi_C(\vec{b}))$  with a complex phase

$$\chi_C(\vec{b}) = - \int dz \int d\vec{r}' \sigma_{NN}(E, \rho(\vec{r}')) \rho_C(\vec{r}') \rho_T(|\vec{b} - \vec{r}'|), \quad (2)$$

where the density  $\rho$  is taken at point  $\vec{r}'$  and the trajectory of the center of mass is considered as a straight line along the  $z$  axis. We explicitly differentiate  $T_z = 0$  and  $T_z = 1$  interactions by considering proton and neutron densities separately. The diffractive part is obtained from the same  $S$  matrices as

$$\sigma_{\text{diff}} = 2\pi \int b db \left\{ \int d\vec{r} |\phi_N(\vec{r})|^2 |(1 - S_C(\vec{b}_C)S_N(\vec{b}_N))|^2 - \left| \int d\vec{r} |\phi_N(\vec{r})|^2 (1 - S_C(\vec{b}_C)S_N(\vec{b}_N)) \right|^2 \right\}. \quad (3)$$

We restrict our calculations to a zero-range  $NN$  interaction in order to reduce the amount of space integrals since we observe that the interaction range has a small impact on the final nucleon-removal cross section for the cases we studied in this work. In the case of the free (density-independent)  $NN$  interaction cross section, Eq. (2) reduces to the usual formulation. The  $S_C$  matrix for the core-target system is computed through the full four-dimensional integral of Eq. (2), considering the various density dependences of the in-medium  $NN$  interaction cross sections. The imaginary-to-real part ratio of the interaction cross section, dependent on the incident

energy, is taken from Ref. [31]. For a  ${}^9\text{Be}$  target, a density derived from quantum Monte Carlo calculations based on the AV18 potential is considered [32] but our conclusions do not vary if we consider a Gaussian matter density with a root mean square of 2.36 fm. For reactions on a  ${}^{12}\text{C}$  target, we use a Gaussian matter density with a root mean square of 2.32 fm. The core density is obtained from a Skyrme-EDF calculation with the Sly4 zero-range effective interaction [33] using the HFBRAD code [34]. The removed-nucleon wave function is calculated in a Woods-Saxon potential whose depth and radius are fixed to reproduce the experimental separation energy of the nucleon and mean-square radius of the corresponding HF wave function. A similar equation to Eq. (2) is used for the nucleon  $S$  matrix, exchanging the target density  $\rho_T$  with the single-particle presence probability of the removed nucleon. The  $S$  matrices give also access to reaction and elastic-scattering cross sections.

The calculation of the multidimensional integrals to calculate the phase shifts  $\chi$  of Eq. (2) has been computed in a four-dimensional box of 20 fm<sup>4</sup>. These integrals have been discretized on a regular mesh with a  $\delta x = 0.2$  fm integration step. The influence of the step size on the reaction and one-nucleon removal cross sections has been studied and showed, for the studied cases, to be converged for  $\delta x = 0.4$  fm with a precision smaller than 1%. The numerical calculation of the spatial integrals have been parallelized in order to be performed in a reasonable time.

We first considered the free  $NN$  cross section from Ref. [35] in order to determine the single-particle cross sections for one-nucleon removal from  ${}^{32}\text{Ar}$ ,  ${}^{28}\text{S}$ ,  ${}^{24}\text{Si}$ ,  ${}^{46}\text{Ar}$ , and  ${}^{12}\text{C}$  and compared to corresponding published theoretical results [6,8,13,36]. Our calculation agrees with the latter with a mean deviation of 2% and no systematic trend is observed. Discrepancies can be imputed to the differences of the considered mean-field densities and numerical uncertainties in the integral evaluations.

### B. In-medium $NN$ cross sections

In-medium  $NN$  interaction cross sections constitute one of the basic ingredients in the calculation of the nucleon-removal cross sections. In the present work, we have considered three different sets of in-medium  $NN$  interaction cross sections: (i) a set based on a microscopic nonrelativistic Brueckner-Hartree-Fock (BHF) calculation of isospin asymmetric nuclear matter performed by us [22] that uses the realistic Argonne V18 nucleon-nucleon interaction [37] as an input in the Bethe-Goldstone equation, (ii) a cross-section parametrization based on the relativistic Dirac-Brueckner approach of Li and Machleidt (L&M) [24,25] that uses the Bonn nucleon-nucleon potential [38] as bare interaction, and (iii) a phenomenological formula for in-medium  $NN$  cross sections developed by Xiangzhou *et al.* (CX) [29]. The Coulomb force is neglected in the three sets of calculations. We present in the following a short review of our calculation and provide a few details about the other two.

The scattering amplitude of two nucleons in the presence of a surrounding nuclear environment is given, in the context of Brueckner theory, by the Brueckner reaction matrix  $G$  which

is obtained by solving the Bethe-Goldstone equation

$$G_{\tau_1 \tau_2; \tau_3 \tau_4}(\omega) = V_{\tau_1 \tau_2; \tau_3 \tau_4} + \sum_{ij} V_{\tau_1 \tau_2; \tau_i \tau_j} \times \frac{Q_{\tau_i \tau_j}}{\omega - \epsilon_{\tau_i} - \epsilon_{\tau_j} + i\eta} G_{\tau_i \tau_j; \tau_3 \tau_4}(\omega), \quad (4)$$

where  $\tau = n, p$  indicates the isospin projection and the linear momentum of a nucleon in the initial, intermediate, and final state, whereas  $V$  denotes the bare  $NN$  interaction, in our case the Argonne V18 potential, and  $Q_{\tau_i \tau_j}$  the Pauli operator that allows only intermediate states compatible with the Pauli principle.  $\omega$  designates the so-called starting energy that corresponds to the sum of nonrelativistic energies of the scattered nucleons. The single-particle energy  $\epsilon_{\tau}$  of a nucleon with momentum  $\vec{k}$  is given by

$$\epsilon_{\tau}(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\tau}} + \text{Re}[U_{\tau}(\vec{k})], \quad (5)$$

where the single-particle potential  $U_{\tau}(\vec{k})$  represents the mean field “felt” by a nucleon due to its interaction with the other nucleons of the medium. In the BHF approximation,  $U(\vec{k})$  is calculated through the “on-shell energy”  $G$ -matrix, and is given by

$$U_{\tau}(\vec{k}) = \sum_{\tau'} \sum_{|\vec{k}'| < k_{F_{\tau'}}} (\vec{k} \vec{k}' | G_{\tau \tau'; \tau \tau'}(\epsilon_{\tau}(k) + \epsilon_{\tau'}(k')) | \vec{k} \vec{k}')_A, \quad (6)$$

where the sum runs over all neutron and proton occupied states and where the matrix elements are properly antisymmetrized. It is worth mentioning that in the case of two reacting nuclei such as considered here, the relative velocity of the target and projectile matter densities is not considered in the microscopic determination of Pauli-blocked states. Note that Eqs. (4) and (6) are coupled due to the occurrence of  $U_{\tau}(\vec{k})$  in Eq. (5) and, therefore, they have to be solved self-consistently. Once self-consistency is achieved, the total in-medium  $NN$  cross section can be obtained from the  $G$  matrix as

$$\sigma_{\tau \tau'} = \frac{m_{\tau}^* m_{\tau'}^*}{16\pi^2 \hbar^4} \sum_{LL'SJ} \frac{2J+1}{4\pi} |G_{\tau \tau'; \tau \tau'}^{LL'SJ}|^2, \quad (7)$$

where  $G_{\tau \tau'; \tau \tau'}^{LL'SJ}$  is the partial-wave projection of the on-shell  $G$  matrix evaluated at the collision energy of the interacting nucleons in the laboratory frame.

It is clear from Eqs. (4) and (6) that medium effects on the  $NN$  cross sections arise from Pauli-blocking and from the dispersive effect of the single-particle potential. In our BHF calculation, however, we have considered only medium effects associated with Pauli-blocking in order to make the analysis of the results simpler. We have solved the Bethe-Goldstone equation taking into account only kinetic energies in the particle-particle propagator, and the effective masses appearing in Eq. (7) have been taken equal to the bare nucleon mass. It is expected that the use of the effective masses will lower the in-medium  $NN$  cross sections in comparison to the free case and in addition to the reduction induced by Pauli-blocking. However, evaluating the effect

of the single-particle potential is not so obvious, since, due to its momentum dependence [see Eq. (6)] and the energy dependence of the  $G$  matrix [see Eq. (4)], it can induce either an increase or a decrease of the in-medium  $NN$  cross sections compared to the free case. As this effect is not straightforward, it requires a more careful analysis that will be addressed in a future work.

The second considered calculation, quoted as L&M in this paper, uses the Bonn potential in a relativistic Dirac-Brueckner calculation for symmetric nuclear matter in which the effective nucleon scalar and vector fields are obtained in a self-consistent way together with the so-called  $\tilde{G}$  matrix by solving the in-medium Thompson equation (relativistic Bethe-Goldstone equation). The in-medium  $NN$  cross sections are then calculated in terms of the partial-wave  $\tilde{G}$  matrix elements and, finally, fitted by a semi-empirical formula that includes the dependence on the incident energy (ranging from 50 to 300 MeV) and on the total density of nuclear matter (up to  $2-3\rho_0$ ).

The third considered calculation (CX) uses a phenomenological formula for the in-medium  $NN$  interaction cross sections which combines the energy dependence (from 10 MeV to 1 GeV) of the free-space  $NN$  interaction cross section of Charagi and Gupta (C&G) [35] with the L&M parametrizations.

Finally, we note here that the in-medium  $NN$  cross sections based on our BHF calculation depend also on the isospin asymmetry (i.e., different neutron and proton densities), whereas the other two sets do not include such a dependence. In Fig. 1 we show for comparison the results for the in-medium neutron-proton cross section obtained from the three sets of calculations in function of the incident energy. The full lines show the free-space results, whereas the dashed ones correspond to a density of  $\rho = 0.1 \text{ fm}^{-3}$ . From 10 MeV to 300 MeV, our calculations and the CX parametrization are in good agreement with the experimental data. In this region, the L&M parametrization is, in comparison, quite far from the experimental points. At higher energies the CX parametrization, that is obtained from a fit on experimental data up to 1 GeV, sticks to the data whereas our calculation shows a disagreement which increases with energy. This disagreement is expected since our calculation is based on the AV18 potential derived from nucleon-nucleon experimental scattering data up to 300 MeV. The DD effect on the  $NN$ -interaction cross section is also very different from one prescription to another. The L&M parametrization shows a 50% reduction of  $\sigma_{np}$  from  $\rho = 0 \text{ fm}^{-3}$  to  $\rho = 0.1 \text{ fm}^{-3}$ , whereas the DD effect is more moderate for the two other prescriptions. In our work,  $\sigma_{np}$  does not depend significantly on the density above 300 MeV meaning that there are no Pauli-blocked states at these energies in our calculation. On the contrary the CX parametrization shows a constant reduction of about 20% from  $\rho = 0 \text{ fm}^{-3}$  to  $\rho = 0.1 \text{ fm}^{-3}$  over the whole energy range from 10 MeV to 1 GeV.

### III. RESULTS

To illustrate generic trends due to the introduction of density-dependent  $NN$  cross sections, we first detail the

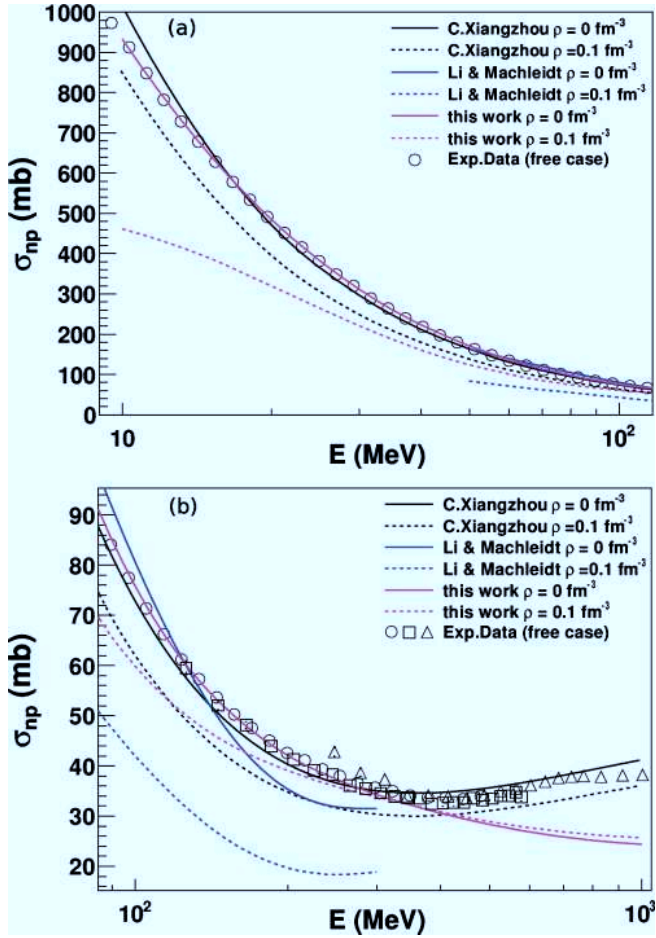


FIG. 1. (Color online) Neutron-proton cross sections obtained from our BHF calculation [22] and the parametrizations of Li and Machleidt [24,25] and of Xiangzhou *et al.* [29]. (Top panel) From 10 to 100 MeV. (Bottom panel) From 100 to 1000 MeV. Experimental data are taken from [39–41].

specific case of the one-neutron removal from  $^{24}\text{Si}$  on a  $^9\text{Be}$  target. Nevertheless similar conclusions have been obtained for other  $sd$ -shell nuclei, for both proton and neutron knockout, and are presented at the end of this section.

$^{24}\text{Si}$  has the particularity to be at the proton dripline. The proton separation energy is  $S_p = 3.304$  MeV, whereas neutrons are well bound with a separation energy of  $S_n = 21.09$  MeV. The variation with energy of the reaction cross section  $\sigma_r$  is shown in panel (a) of Fig. 2. All parametrizations, with the exception of the one of L&M, are within a few percents of the reaction cross sections calculated with the free  $NN$  interaction of C&G [35] over the whole considered energy range. The dominant part of the reactions occurs at the nuclear surface where the density effects are negligible. Such a small impact on  $\sigma_r$  is consistent with the conclusions of Ref. [28].

Single-particle one-neutron removal cross sections have been calculated for a  $d_{5/2}$  neutron with a separation energy  $S_n$  corresponding to the last filled orbital. For all considered  $NN$  interaction cross sections the calculated one-nucleon knockout cross sections increase with energy up to  $\sim 250$  MeV/nucleon and remain almost constant beyond [see panel (b) of

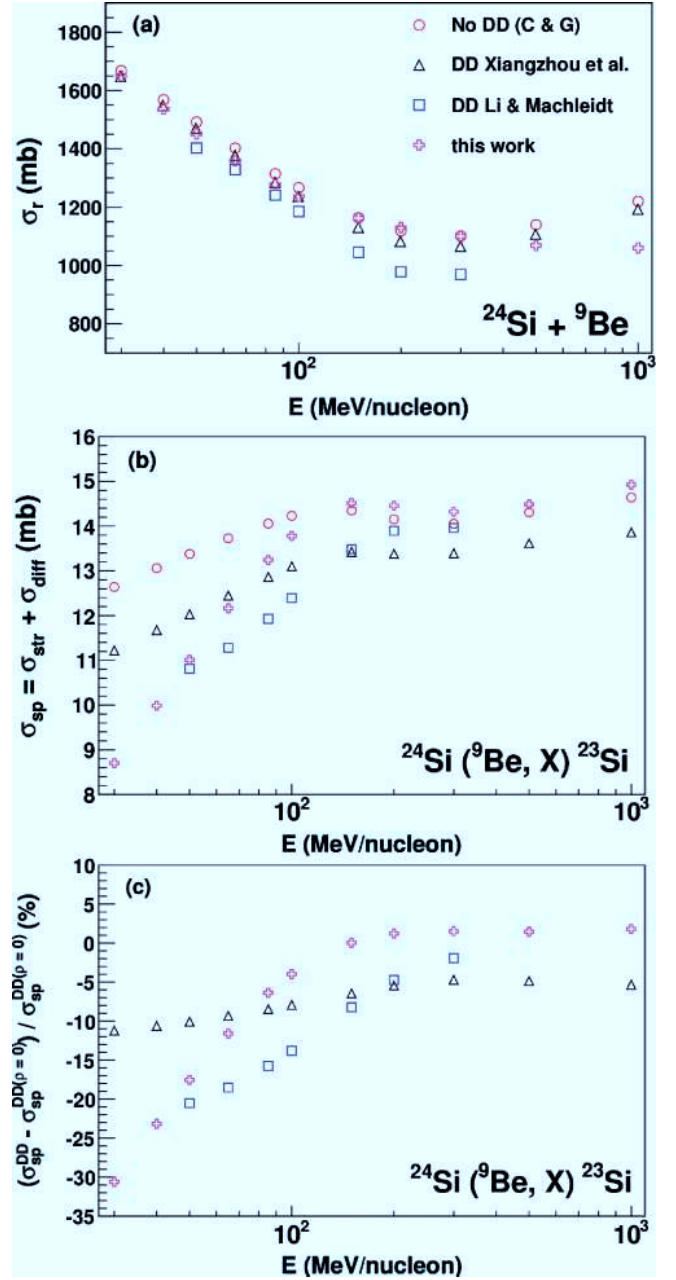


FIG. 2. (Color online) (Top) Reaction cross section of  $^{24}\text{Si} + ^9\text{Be}$  for different energies ranging from 30 MeV/nucleon to 1 GeV/nucleon. (Middle) One-neutron removal cross section  $^{24}\text{Si}(^9\text{Be}, X)^{23}\text{Si}$  as a function of incident energy. (Bottom) Effect of the density dependence of the in-medium  $NN$  interaction (in %) as a function of incident energy. Three different density-dependent  $NN$  interaction cross section calculations are compared (see text).

Fig. 2], due to the slow increase of  $\sigma_{NN}$  with energy beyond the two-pion production threshold. At high energy, calculations based on L&M and our BHF approach reach asymptotically the free  $NN$  interaction case, as expected. On the other hand, the calculations based on the CX parametrization do not converge to the free  $NN$  interaction case and it seems to be linked to a limit of the parametrization which does not converge to the predictions at  $\rho = 0$  for high incident

energies, as previously mentioned. The largest differences are observed at lower energies, below 200 MeV/nucleon. All density-dependent calculations give cross sections below the free-interaction prediction. For example, at 85 MeV/nucleon, the free calculation is 14.0 mb whereas DD predictions are 11.9, 12.9, 13.2 mb for L&M, CX, and our BHF approach, respectively. These differences between free and density-dependent interaction predictions do not only come from the density dependence but also from the initial differences between the considered  $NN$  interaction cross sections at zero density. In order to really pinpoint the effect of the density dependence, we compared the variations of the one-nucleon knockout cross sections, for each considered  $NN$  interaction, with its full density dependence and without, i.e., with the  $NN$  interaction cross section taken at  $\rho = 0$  [see panel (c) of Fig. 2]. In all cases, the density dependence lowers the knockout cross section but the DD effect becomes negligible at incident energies above 300 MeV/nucleon. Again, in the case of the CX parametrization, the DD effect does not vanish at large energies because of the parametrization itself. In the case of our BHF calculations, a good asymptotical behavior is observed, thus we only focus on this prescription in the following.

In order to illustrate the effect of Pauli-blocking medium effects that one should expect on typical intermediate-energy knockout experiment results, we performed similar calculations for several other nuclei within or close to the  $sd$  shell, considering the knockout of nucleons from orbitals with different  $\ell$  values ( $s$ ,  $d$ , or  $f$ ). We restrict ourselves to systems studied at intermediate energies at the NSCL and GANIL in order to evaluate the average impact of such density effects on existing data. We gather in Table I our one-nucleon knockout estimates with and without DD for a set of reactions. The same conclusions as for  $^{24}\text{Si}$  can be drawn. At energies ranging from 55 to  $\sim 90$  MeV/nucleon, the DD effect on one-nucleon knockout cross sections start from 6% to 21%. The studied

TABLE I. Summary of the results for one-proton and one neutron knockout calculations with  $\sigma_{NN}(E, \rho)$  based on our BHF approach [22]. Given are the projectile type, its incident energy, the  $\ell$  of the removed nucleon, the single-particle cross sections calculated with  $\sigma_{NN}(E, \rho)$ , and with  $\sigma_{NN}(E, \rho = 0)$  and the difference between both.

Projectile	Target	$E$ (MeV/nucleon)	$n\ell j$	$\sigma_{\text{sp}}$ (mb)	$\sigma_{\text{sp}}$ ( $\rho = 0$ ) (mb)	$\delta$ (%)
Neutron knockout						
$^{24}\text{Si}$	$^9\text{Be}$	85.3	$1d_{5/2}$	13.2	14.1	6.4
$^{32}\text{Ar}$	$^9\text{Be}$	65.1	$1d_{5/2}$	8.4	9.5	11.2
$^{46}\text{Ar}$	$^9\text{Be}$	70.0	$1f_{7/2}$	11.1	12.5	11.3
$^{26}\text{Ne}$	$^9\text{Be}$	83.0	$2s_{1/2}$	24.9	28.4	12.3
$^{16}\text{C}$	$^{12}\text{C}$	55.0	$1d_{5/2}$	30.8	38.8	20.6
$^{20}\text{O}$	$^{12}\text{C}$	62.0	$1d_{5/2}$	18.9	23.2	18.5
Proton knockout						
$^{24}\text{Si}$	$^9\text{Be}$	85.3	$1d_{5/2}$	21.1	23.3	9.6

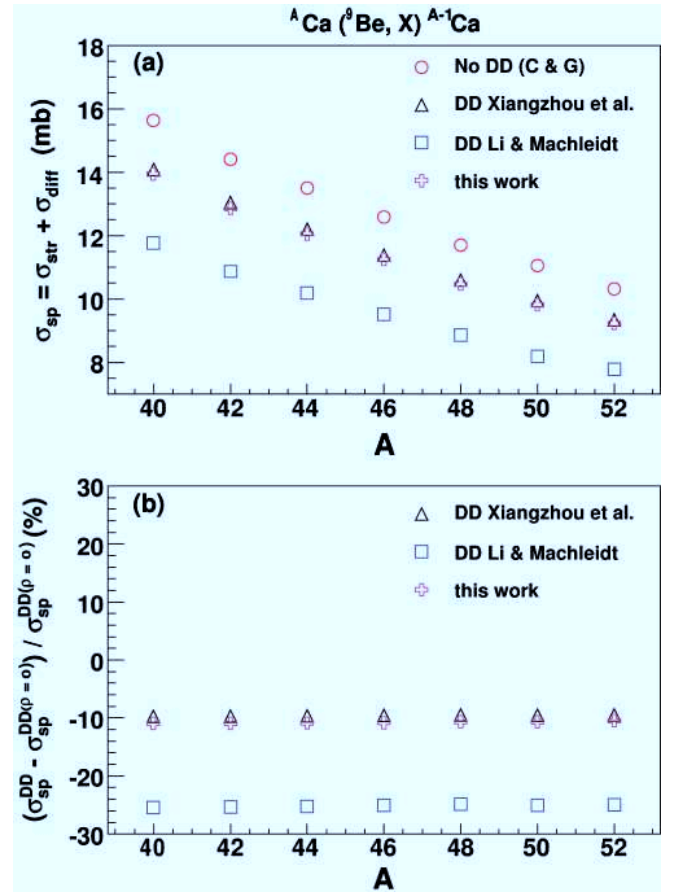


FIG. 3. (Color online) Evolution of the proton knockout cross sections at 80 MeV/nucleon along the calcium isotopic chain for the different parametrizations of  $\sigma_{NN}$ .

cases cover a large range of asymmetry,<sup>1</sup> from the removal of very weakly bound to very well bound nucleons. No systematic trend with asymmetry is observed.

Indeed, one may wonder how the density dependence varies, at a given incident energy, for systems with different asymmetry. From a naive point of view, one could expect the effect of the DD to be larger for deeply-bound nucleon removal in exotic nuclei, i.e., from a wave function inside the core density. Single-particle removal cross sections for  $d_{3/2}$  protons in calcium isotopes ranging from  $A = 40$  to  $A = 52$  at 80 MeV/nucleon are shown in Fig. 3 for all previously considered  $NN$  interaction cross sections. As expected, the one-nucleon removal cross section decreases with the mass of the isotopes since the  $\pi d_{3/2}$  wave function is more and more embedded inside the bulk of the nucleus. The DD effect is shown in the bottom panel of Fig. 3 and has a mean effect of 10% except for the L&M parametrization (25%) as in the case of  $^{24}\text{Si}$  [see Fig. 2 panel (c)]. Nevertheless, all DD calculations lead to the same conclusion: the reduction of the one-proton knockout due to Pauli-blocking does not vary over a mass range covering a 12-neutron difference. We therefore conclude that

<sup>1</sup>In this context, we define the asymmetry of a nucleus by the difference of its neutron and proton separation energies as in Ref. [13].

this effect does not play a role in the reduction trend mentioned by Gade *et al.* [8].

#### IV. CONCLUSIONS

We have performed calculations of single-particle cross sections for one-nucleon removal reactions at intermediate energies using in-medium  $NN$  cross sections based on a BHF calculation of isospin asymmetric nuclear matter [22], and on two different parametrizations from L&M [24,25] and CX [29]. The nucleon-removal calculations have been performed within the  $S$ -matrix formalism under the Glauber approximation. In our BHF approach, we have taken into account only kinetic energies when solving the Bethe-Goldstone equation as well as bare nucleon masses in order to consider only medium effects in the  $NN$  cross sections associated with Pauli-blocking. The relative velocity of the two interacting nuclei is not included in the determination of the Pauli-blocked states when the  $NN$  interaction cross section is derived. The effect of the single-particle potential, the effective masses and the effect of the relative velocity between target and projectile

matter densities on the Pauli-blocked state distribution should be addressed in a future work. Results obtained with our BHF approach show the right asymptotic behavior at high incident energy, which validates this approach for forthcoming calculations. We have observed that in general the inclusion of a realistic density-dependence in the  $NN$  interaction decreases the single-particle cross section up to 20% for incident energies higher than 50 MeV/nucleon, which is of the same order as the variation brought by other sources of uncertainty. These effects are predicted to be reduced to less than a few percents at higher incident energies  $\geq 200$  MeV/nucleon. The present formalism allows to estimate the Pauli-Blocking medium effects in the extraction of absolute spectroscopic factors from one-nucleon removal experiments at intermediate energies.

#### ACKNOWLEDGMENTS

This work has been partially supported by FEDER/FCT (Portugal) under the project CERN/FP/83505/2008. One of the authors (I.V.) thanks Arthur Polls and Angels Ramos for useful and stimulating discussions.

- 
- [1] M. Baranger, Nucl. Phys. **A149**, 225 (1970).
  - [2] G. Jacob and Th. A. J. Maris, Rev. Mod. Phys. **38**, 121 (1966).
  - [3] G. Ray Satchler, Rev. Mod. Phys. **50**, 1 (1978).
  - [4] R. J. Glauber, in *Lecture Notes in Theoretical Physics*, edited by W. E. Britten and L. G. Dunham (Interscience, New York, 1958), vol. 1, pp. 315–414.
  - [5] G. J. Kramer, H. P. Blok, and L. Lapikás, Nucl. Phys. **A679**, 267 (2001).
  - [6] B. A. Brown, P. G. Hansen, B. M. Sherrill, and J. A. Tostevin, Phys. Rev. C **65**, 061601(R) (2002).
  - [7] J. Lee, J. A. Tostevin, B. A. Brown, F. Delaunay, W. G. Lynch, M. J. Saelim, and M. B. Tsang, Phys. Rev. C **73**, 044608 (2006).
  - [8] A. Gade *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 042501 (2004).
  - [9] P. G. Hansen and J. A. Tostevin, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **53**, 219 (2003).
  - [10] J. A. Tostevin, J. Phys. G: Nucl. part. Phys. **25**, 735 (1999).
  - [11] F. Carstoiu, E. Sauvan, N. A. Orr, and A. Bonaccorso, Phys. Rev. C **70**, 054602 (2004).
  - [12] A. Bonaccorso and F. Carstoiu, Phys. Rev. C **61**, 034605 (2000).
  - [13] A. Gade *et al.*, Phys. Rev. C **77**, 044306 (2008).
  - [14] P. Batham, I. J. Thompson, and J. A. Tostevin, Phys. Rev. C **71**, 064608 (2005).
  - [15] A. Sakharuk and V. Zelevinsky, Phys. Rev. C **61**, 014609 (1999).
  - [16] A. Bohnet, N. Ohtsuka, J. Achelin, R. Linden, and A. Faessler, Nucl. Phys. **A494**, 349 (1989).
  - [17] T. Alm, G. Röpke, and M. Schmidt, Phys. Rev. C **50**, 31 (1994).
  - [18] G. Giansiracusa, U. Lombardo, and N. Sandulescu, Phys. Rev. C **53**, R1478 (1996).
  - [19] H.-J. Schulze, A. Schnell, G. Röpke, and U. Lombardo, Phys. Rev. C **55**, 3006 (1997).
  - [20] A. Schnell, G. Röpke, U. Lombardo, and H.-J. Schulze, Phys. Rev. C **57**, 806 (1998).
  - [21] H. F. Zhang, Z. H. Li, U. Lombardo, P. Y. Luo, F. Sammarruca, and W. Zuo, Phys. Rev. C **76**, 054001 (2007).
  - [22] I. Vidaña (in preparation, 2009).
  - [23] B. ter Haar and R. Malfliet, Phys. Rep. **149**, 207 (1987); Phys. Rev. C **36**, 1611 (1987).
  - [24] G. Q. Li and R. Machleidt, Phys. Rev. C **48**, 1702 (1993).
  - [25] G. Q. Li and R. Machleidt, Phys. Rev. C **49**, 566 (1994).
  - [26] C. Fuchs, A. Faessler, and M. El-Shabshiry, Phys. Rev. C **64**, 024003 (2001).
  - [27] V. R. Pandharipande and S. C. Pieper, Phys. Rev. C **45**, 791 (1992).
  - [28] R. E. Warner, I. J. Thompson, and J. A. Tostevin, Phys. Rev. C **65**, 044617 (2002).
  - [29] Cai Xiangzhou, Feng Jun, Shen Wenqing, Ma Yuang, Wang Jiansong, and Ye Wei, Phys. Rev. C **58**, 572 (1998).
  - [30] F. Barranco and E. Vigezzi, in *International School of Heavy-Ion Physics*, 4th course, edited by R. A. Broglia and P. G. Hansen (World Scientific, Singapore, 1998).
  - [31] L. Ray, Phys. Rev. C **20**, 1857 (1979).
  - [32] S. C. Pieper, K. Varga, and R. B. Wiringa, Phys. Rev. C **66**, 044310 (2002).
  - [33] E. Chabanat *et al.*, Nucl. Phys. **A627**, 710 (1997).
  - [34] K. Bennaceur and J. Dobaczewski, Comput. Phys. Commun. **168**, 96 (2005).
  - [35] S. K. Charagi and S. K. Gupta, Phys. Rev. C **41**, 1610 (1990).
  - [36] A. Gade *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 051301(R) (2005).
  - [37] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks, and R. Schiavilla, Phys. Rev. C **51**, 38 (1995).
  - [38] R. Machleidt, Adv. Nucl. Phys. **19**, 189 (1989).
  - [39] W. P. Abfalterer, F. B. Bateman, F. S. Dietrich, R. W. Finlay, R. C. Haight, and G. L. Morgan, Phys. Rev. C **63**, 044608 (2001).
  - [40] V. Grundies *et al.*, Phys. Lett. **B158**, 15 (1985).
  - [41] T. J. Devlin *et al.*, Phys. Rev. D **8**, 136 (1973).



---

# Annexe C

## Coupure en moment du résidu

---

On considère une réaction d'arrachage d'un nucléon de valence ( $v$ ) dans le référentiel du laboratoire. Cette réaction fait intervenir un projectile ( $p$ ), une cible ( $t$ ) et un résidu ( $r$ ) de masses au repos  $m_p$ ,  $m_t$  et  $m_r$ , respectivement. On suppose que la cible ( $t$ ) est constituée d'un coeur ( $c$ ) dans un état lié et d'un neutron ( $n$ ). Pour le  ${}^9\text{Be}$  par exemple ce neutron a une énergie de liaison de 1.67 MeV.

Nous cherchons à évaluer l'énergie et l'impulsion maximale du résidu,  $E_r$  et  $P_r$ . Pour cela, on considère que le processus de « *stripping* » (absorption du nucléon de valence par la cible) domine dans le cas de l'arrachage d'un nucléon fortement lié. De ce fait, la cible est laissée dans un état excité. Pour le  ${}^9\text{Be}$ , qui n'a pas d'état excité lié, le seuil en énergie pour cette excitation de la cible est donc celui de séparation d'un neutron (1.67 MeV).

Avec nos notations, la réaction s'écrit :

$$p + t \longrightarrow r + (v + c + n) \quad (\text{C.1})$$

$${}^A X + {}^9\text{Be} \longrightarrow {}^{A-1} X + \underbrace{v + {}^8\text{Be} + n}_{\text{Fragments}} \quad (\text{C.2})$$

La conservation du quadrivecteur énergie-impulsion donne :

$$P_p^\mu + P_t^\mu = P_r^\mu + \underbrace{[P_v^\mu + P_c^\mu + P_n^\mu]}_{P_f^\mu} \quad (\text{C.3})$$

Le terme entre crochet représente l'ensemble des fragments autres que le résidu  ${}^{A-1}X$  qui ne sont pas détectés dans l'état final dont le quadrivecteur est noté  $P_f^\mu$ . Ces fragments ( $f$ ) ont une masse au repos  $m_f = m_v + m_c + m_n$  et une énergie d'excitation interne totale  $\epsilon_f^*$  dans le référentiel de leur centre de masse ( $\vec{P}_f = 0$ ). On s'attend donc à ce que le résidu ait une énergie  $E_r$  maximale dans l'état final lorsqu'un minimum d'énergie d'excitation sera transféré au fragments, c'est à dire quand  $\epsilon_f^* = 0$ .

A partir de l'équation de conservation précédente, dans le cas général où  $\epsilon_f^*$  n'est pas nul, on peut écrire l'invariant suivant :

$$(P_p^\mu + P_t^\mu - P_r^\mu)(P_{p\mu} + P_{t\mu} - P_{r\mu}) = P_f^\mu P_{f\mu} = [m_f c^2 + \epsilon_f^*]^2$$



En distribuant le terme de gauche et en utilisant les invariants individuels,  $P_f^\mu P_{f\mu} = m_f^2 c^4$ , on obtient :

$$m_p^2 c^4 + m_t^2 c^4 + 2P_p^\mu P_{t\mu} + m_r^2 c^4 - 2(P_p^\mu + P_t^\mu) P_{r\mu} = [m_f c^2 + \epsilon_f^*]^2 \quad (\text{C.4})$$

Deux étapes de calcul permettent d'évaluer le troisième et le cinquième terme :

1. Si on considère que le projectile du faisceau arrive selon l'axe x, alors en voie d'entrée on a :

$$P_p^\mu = (E_p, P_p, 0, 0) = (m_p c^2 + A_p E_0, P_p, 0, 0), \quad P_t^\mu = (m_t c^2, 0, 0, 0)$$

où  $P_p = +\sqrt{E_p^2 - m_p^2 c^4}$  et  $E_0$  est l'énergie cinétique du faisceau par nucléon. On peut ainsi évaluer le troisième terme de l'équation C.4 :

$$2P_p^\mu P_{t\mu} = 2 E_p E_t - 2(m_p c^2 + A_p E_0)(m_t c^2) \quad (\text{C.5})$$

2. Enfin, comme le quadrivecteur du résidu est  $P_r^\mu = (E_r, \vec{P}_r)$  et que  $P_r^\mu = (E_r, -P_{rx}, \dots)$  où  $P_{rx} = P_r \cos \theta$  est la composante du moment parallèle au faisceau dans le référentiel du laboratoire, on a :

$$2(P_p^\mu + P_t^\mu) P_{r\mu} = 2([E_p + m_t c^2] E_r - P_p P_{rx}) \quad (\text{C.6})$$

En remplaçant les termes (C.5) et (C.6) dans l'équation C.4 on obtient la relation cinématique vérifiée par  $E_r$  (ou  $P_r$ ) qui nous intéresse :

$$m_p^2 c^4 + m_t^2 c^4 + 2 E_p E_t + m_r^2 c^4 - 2([E_p + m_t c^2] E_r - P_p P_r \cos \theta) = [m_f c^2 + \epsilon_f^*]^2 \quad (\text{C.7})$$

On peut ainsi évaluer  $E_r$  (ou  $P_r$ ) pour n'importe quel angle de diffusion  $\theta$  et et énergie d'excitation des fragments  $\epsilon_f^*$ .

---

# Annexe D

## Electronique de l'expérience E569s

---

### Notations

Lexique :

- ADC : Codeur qui convertit un signal analogique, tension ou courant, en un nombre digital (canal) proportionnel à cette tension ou courant.
- AR8 : Amplificateur rapide à 8 voies.
- DFC / FCC8 : Discriminateur à fraction constante au standard NIM / CAMAC.
- DSCT : Module de coïncidence contrôlé par un signal de déclenchement, la gamme.
- ECL-NIM : Convertisseur de signal logique d'un standard à l'autre. Le format ECL (Emitter-Coupled Logic) permet un traitement plus rapide (adaptée à la mesure des échelles) au détriment d'une consommation plus importante.
- FAG : Fast Analysis Gate, Fenêtre temporelle de durée réglable générée par le GMT durant laquelle doivent arriver les signaux des détecteurs pour être associé à l'événement lors de l'acquisition et l'écriture des données.
- FIFO : Fan-In Fan-Out, la fonction Fan-in ajoute ou combine plusieurs signaux analogiques ou des signaux OU logiques pour un traitement ultérieur. La fonction Fan-out crée plusieurs sorties à partir d'un ou de plusieurs entrées analogiques ou logiques. Ils sont ici utilisés principalement pour distribuer les portes logiques vers différents modules.
- GMT : Ganil Master Trigger, module de décision globale des déclenchements [101].
- QDC : Codeur qui intègre un signal de charge.
- TAC : Codeur qui convertit un temps entre l'arrivée de deux signaux (start et stop) en un signal analogique dont l'amplitude est proportionnelle à ce temps.
- TDC : TAC + ADC.
- U2M : Module d'échelles.
- % : Diviseur qui ne transmet le signal qu'une fois sur N, N étant la valeur de la division.
- INSP : Signal envoyé à l'inspection dans la salle d'acquisition.

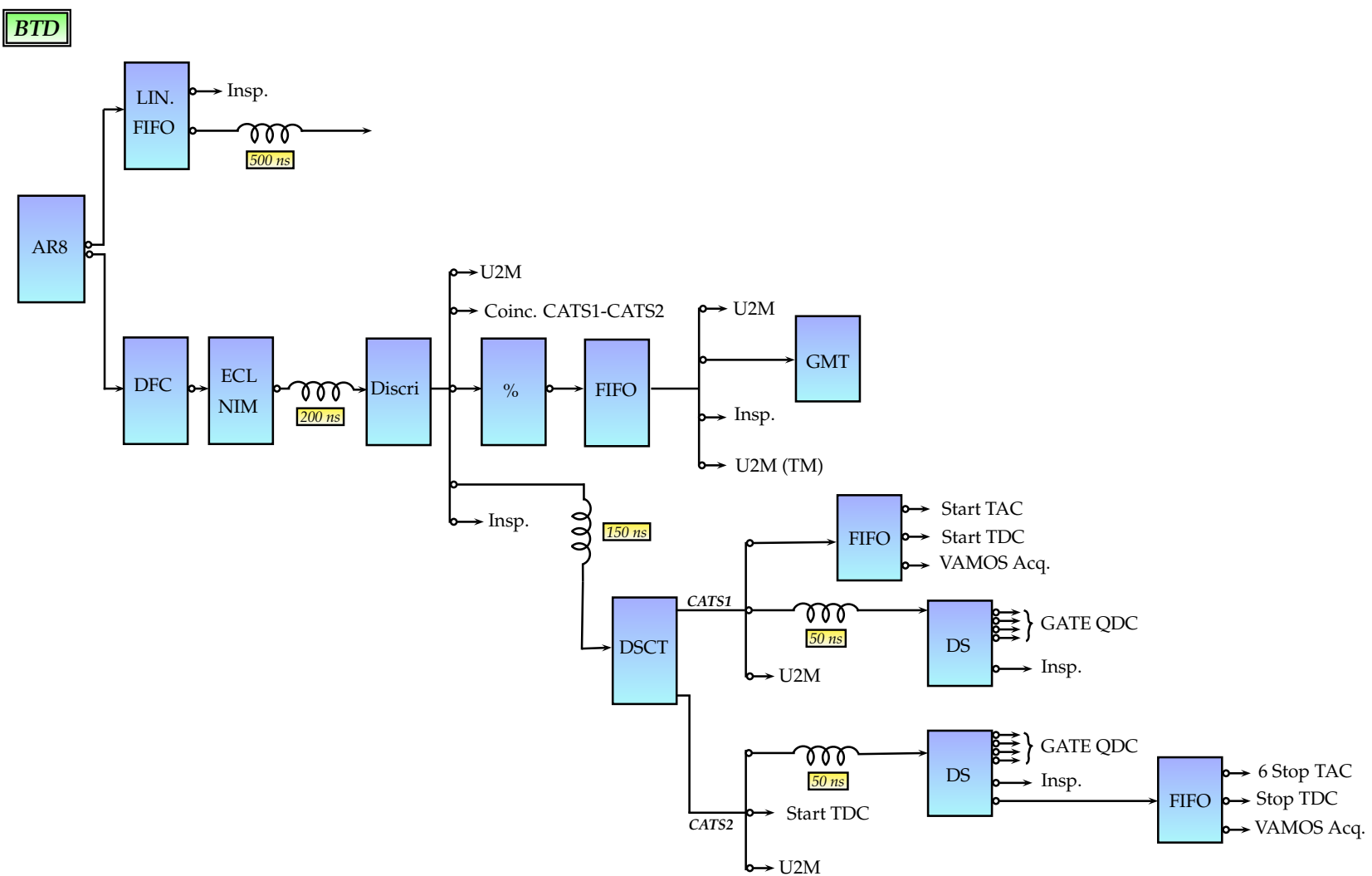
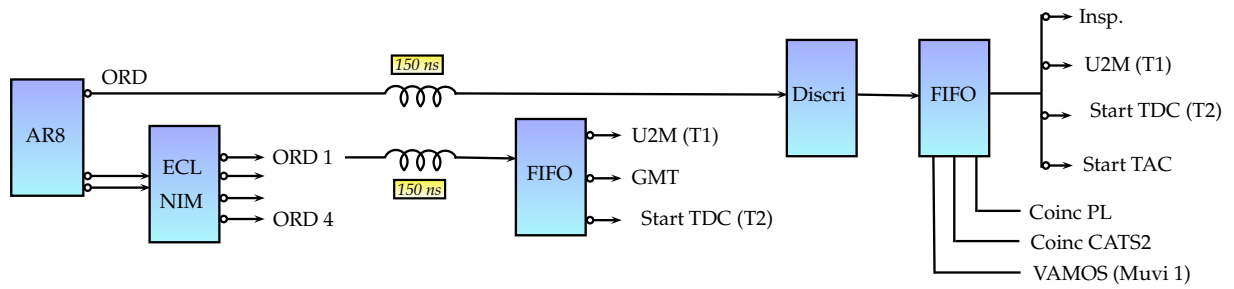


Fig. D.1 – Schéma d'électronique pour les BTD.

**MUVI**



**HF**

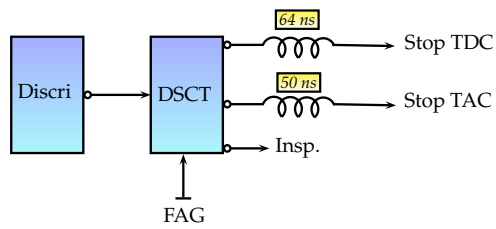
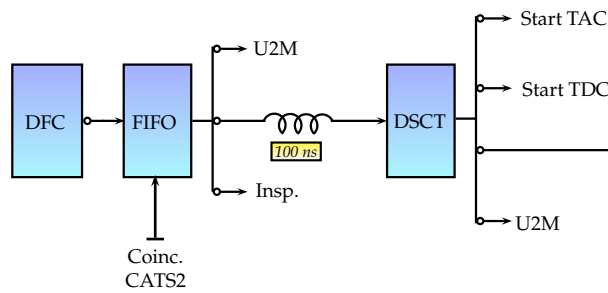


Fig. D.2 – Schéma d'électronique pour MUST2 et la HF.

**FINGER**



**PLASTIQUE**

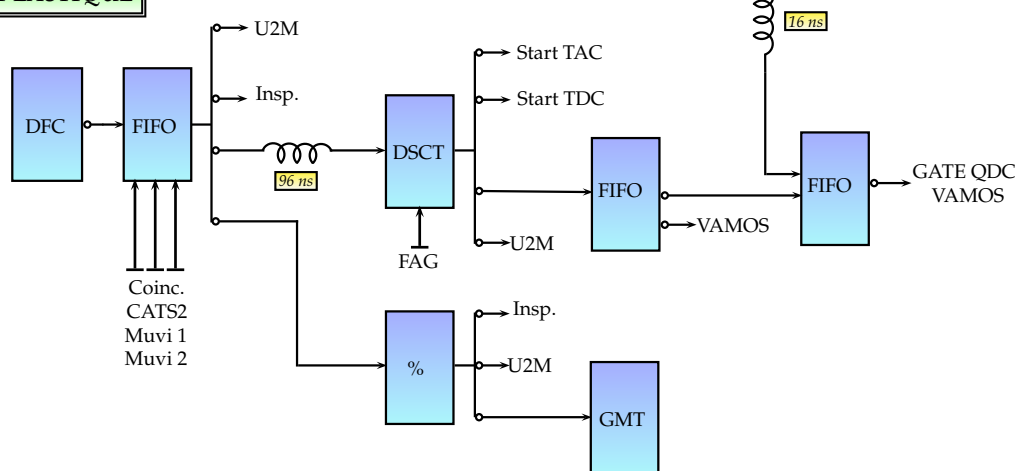


Fig. D.3 – Schéma d'électronique pour VAMOS dans l'acquisition MUST2.



---

# BIBLIOGRAPHIE

---

- [1] I. Tanihata *et al.*, *Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region*, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2676.
- [2] G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, (Oxford University Press, 1983).
- [3] B. Fernandez *et al.*, *Les réactions nucléaires comme sonde de la structure*, (Ecole Joliot Curie, 2007).
- [4] F. S. Levin and H. Feshbach, *Reaction dynamics*, (Documents on Modern Physics, 1968).
- [5] D. F. Jackson, *Nuclear reactions*, (Methuen and Co ltd., 1970).
- [6] R. J. Furnstahl and H. W. Hammer, *Are occupation numbers observable ?*, Phys. Lett. B **531** (2002) 203 – 208.
- [7] C. Barbieri, *Role of Long-Range Correlations in the Quenching of Spectroscopic Factors*, Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 202502.
- [8] O. Jensen, G. Hagen, M. Hjorth-Jensen, B. A. Brown and A. Gade, *Quenching of spectroscopic factors for proton removal in oxygen isotopes*, Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 032501.
- [9] W. H. Dickhoff and C. Barbieri, *Self-consistent Green's function method for nuclei and nuclear matter*, Progress in Particle and Nuclear Physics **52** (2004) 377–496.
- [10] M. F. Van Batenburg, *PhD Thesis, University of Utrecht*, (2001).
- [11] G. J. Kramer, H. P. Blok and L. Lapikas, *A consistent analysis of (e,e'p) and (d,3he) experiments*, Nucl. Phys. A **679** (2001) 267 – 286.
- [12] B. A. Brown, P. G. Hansen, B. M. Sherrill and J. A. Tostevin, *Absolute spectroscopic factors from nuclear knockout reactions*, Phys. Rev. C **65** (2002) 061601.
- [13] L. Lapikas, *Quasi-elastic electron scattering off nuclei*, Nucl. Phys. A **553** (1993) 297–308.
- [14] A. Gade, *Reduced Occupancy of the Deeply Bound  $0d_{5/2}$  Neutron State in  $^{32}\text{Ar}$* , Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 042501.
- [15] A. Gade *et al.*, *Reduction of spectroscopic strength : Weakly-bound and strongly-bound single-particle states studied using one-nucleon knockout reactions*, Phys. Rev. C **77** (2008) 044306.

- [16] E. K. Warburton and B. A. Brown, *Effective interactions for the  $0p1sd$  nuclear shell-model space*, Phys. Rev. C **46** (1992) 923–944.
- [17] B. A. Brown and W. A. Richter, *New USD Hamiltonians for the  $sd$  shell*, Phys. Rev. C **74** (2006) 034315.
- [18] N. K. Timofeyuk, *Overlap functions, spectroscopic factors, and asymptotic normalization coefficients generated by a shell-model source term*, Phys. Rev. C **81** (2010) 064306.
- [19] E. Sauvan *et al.*, *One-neutron removal reactions on light neutron-rich nuclei*, Phys. Rev. C **69** (2004) 044603.
- [20] J. Lee *et al.*, *Neutron spectroscopic factors from transfer reactions*, Phys. Rev. C **75** (2007) 064320.
- [21] M. Tsang *et al.*, *Survey of Ground State Neutron Spectroscopic Factors from Li to Cr Isotopes*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 222501.
- [22] J. Lee *et al.*, *Reduced neutron spectroscopic factors when using potential geometries constrained by Hartree-Fock calculations*, Phys. Rev. C **73** (2006) 044608.
- [23] J. Lee *et al.*, *Neutron spectroscopic factors of  $^{34}\text{Ar}$  and  $^{46}\text{Ar}$  from  $(p, d)$  transfer reactions*, Phys. Rev. C **83** (2011) 014606.
- [24] V. Maddalena *et al.*, *Single-neutron knockout reactions : Application to the spectroscopy of  $^{16,17,19}\text{C}$* , Phys. Rev. C **63** (2001) 024613.
- [25] <http://www.nndc.bnl.gov>.
- [26] M. Stanoiu *et al.*, *Observation of bound excited states in  $^{15}\text{B}$* , Eur. Phys. J. A **22** (2004) 5–8.
- [27] R. Kanungo *et al.*, *Excited states in neutron rich boron isotopes*, Phys. Lett. B **608** (2005) 206 – 214.
- [28] Y. Kondo *et al.*, *In-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy of neutron-rich boron isotopes  $^{15,17}\text{B}$  via inelastic scattering on  $^{12}\text{C}$* , Phys. Rev. C **71** (2005) 044611.
- [29] D. J. Morrissey, B. M. Sherrill, M. Steiner, A. Stolz and I. Wiedenhoever, *Commissioning the A1900 projectile fragment separator*, Nucl. Instr. Meth. B **204** (2003) 90 – 96.
- [30] A. Stolz *et al.*, *Production of rare isotope beams with the NSCL fragment separator*, Nucl. Instr. Meth. B **241** (2005) 858 – 861.
- [31] J. Dufour *et al.*, *Projectile fragments isotopic separation : Application to the lise spectrometer at GANIL*, Nucl. Instr. Meth. A **248** (1986) 267 – 281.
- [32] D. Bazin, J. A. Caggiano, B. M. Sherrill, J. Yurkon and A. Zeller, *The S800 spectrograph*, Nucl. Instr. Meth. B **204** (2003) 629 – 633.
- [33] W. Mueller *et al.*, *Thirty-two-fold segmented germanium detectors to identify  $\gamma$ -rays from intermediate-energy exotic beams*, Nucl. Instr. Meth. A **466** (2001) 492 – 498.

- [34] J. Yurkon *et al.*, *Focal plane detector for the S800 high-resolution spectrometer*, Nucl. Instr. Meth. A **422** (1999) 291 – 295.
- [35] M. Berz, *Computational aspects of optics design and simulation : COSY INFINITY*, Nucl. Instr. Meth. A **298** (1990) 473 – 479.
- [36] M. Berz, K. Joh, J. A. Nolen, B. M. Sherrill and A. F. Zeller, *Reconstructive correction of aberrations in nuclear particle spectrographs*, Phys. Rev. C **47** (1993) 537–544.
- [37] D. Weisshaar *et al.*, *LaBr<sub>3</sub> :Ce scintillators for in-beam gamma-ray spectroscopy with fast beams of rare isotopes*, Nucl. Instr. Meth. A **594** (2008) 56 – 60.
- [38] G. E. Knoll, *Radiation Detection and Measurement (Third Edition)*, (2000), p. 555.
- [39] H. J. Wollersheim *et al.*, *Rare ISotopes INvestigation at GSI (RISING) using gamma-ray spectroscopy at relativistic energies*, Nucl. Instr. and Meth. A **537** (2005) 637–657.
- [40] A. E. Stuchbery,  *$\gamma$ -ray angular distributions and correlations after projectile-fragmentation reactions*, Nuclear Physics A **723** (2003) 69 – 92.
- [41] A. Obertelli *et al.*, *Population of bound excited states in intermediate-energy fragmentation reactions*, Phys. Rev. C **73** (2006) 044605.
- [42] D. J. Morrissey, *Systematics of momentum distributions from reactions with relativistic ions*, Phys. Rev. C **39** (1989) 460–470.
- [43] R. J. Glauber, *Lectures in Theoretical Physics*, vol. 1 (Interscience, New York, 1959), W.E. Brittin edn., p. 315.
- [44] M. S. Hussein and K. W. McVoy, *Inclusive projectile fragmentation in the spectator model*, Nucl. Phys. A **445** (1985) 124 – 139.
- [45] J. Tostevin, *Single-nucleon knockout reactions at fragmentation beam energies*, Nuclear Physics A **682** (2001) 320 – 331.
- [46] F. Barranco and E. Vigezzi, *International school of heavy ion physics, 4th course*, (World Scientific, 1998).
- [47] I. J. Thompson and F. M. Nunes, *Nuclear Reactions for Astrophysics*, (Cambridge University Press, 2009).
- [48] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer and R. Schaeffer, *A skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities*, Nucl. Phys. A **627** (1997) 710 – 746.
- [49] K. Bennaceur and J. Dobaczewski, *Coordinate-space solution of the Skyrme Hartree Fock Bogolyubov equations within spherical symmetry. The program HFBRAD (v1.00)*, Comp. Phys. Comm. **168** (2005) 96–122.
- [50] S. K. Charagi and S. K. Gupta, *Coulomb-modified glauber model description of heavy-ion reaction cross sections*, Phys. Rev. C **41** (1990) 1610–1618.
- [51] F. Flavigny, A. Obertelli and I. Vidaña, *Medium effects on intermediate-energy one-nucleon removal cross sections*, Phys. Rev. C **79** (2009) 064617.



- [52] I. Vidaña, C. m. c. Providência, A. Polls and A. Rios, *Density dependence of the nuclear symmetry energy : A microscopic perspective*, Phys. Rev. C **80** (2009) 045806.
- [53] C. A. Bertulani and C. De Conti, *Pauli blocking and medium effects in nucleon knockout reactions*, Phys. Rev. C **81** (2010) 064603.
- [54] C. A. Bertulani and P. G. Hansen, *Momentum distributions in stripping reactions of radioactive projectiles at intermediate energies*, Phys. Rev. C **70** (2004) 034609.
- [55] C. Bertulani and A. Gade, *MOMDIS : a Glauber model computer code for knockout reactions*, Computer Physics Communications **175** (2006) 372 – 380.
- [56] T. Yamaguchi *et al.*, *Momentum distributions of  $^{14}\text{C}$  and  $^{15}\text{C}$  fragments from  $^{16}\text{C}$  breakup*, Nuclear Physics A **724** (2003) 3 – 13.
- [57] J. A. Tostevin *et al.*, *Single-neutron removal reactions from  $^{15}\text{C}$  and  $^{11}\text{Be}$  : Deviations from the eikonal approximation*, Phys. Rev. C **66** (2002) 024607.
- [58] A. E. L. Dieperink and J. T. de Forest, Phys. Rev. C **10** (1974) 543.
- [59] C. Louchart, A. Obertelli, A. Boudard and F. Flavigny, *Nucleon removal from unstable nuclei investigated via intranuclear cascade*, Phys. Rev. C **83** (2011) 011601.
- [60] A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray and C. Volant, *Intranuclear cascade model for a comprehensive description of spallation reaction data*, Phys. Rev. C **66** (2002) 044615.
- [61] J. Cugnon, C. Volant and S. Vuillier, *Improved intranuclear cascade model for nucleon-nucleus interactions*, Nuclear Physics A **620** (1997) 475 – 509.
- [62] J. Benlliure, A. Grewe, M. de Jong, K. H. Schmidt and S. Zhdanov, *Calculated nuclide production yields in relativistic collisions of fissile nuclei*, Nuclear Physics A **628** (1998) 458 – 478.
- [63] A. Bonaccorso, *Initial state dependence of the breakup of weakly bound carbon isotopes*, Phys. Rev. C **60** (1999) 054604.
- [64] A. Gade *et al.*, *Knockout from  $^{46}\text{Ar}$  :  $\ell = 3$  neutron removal and deviations from eikonal theory*, Phys. Rev. C **71** (2005) 051301.
- [65] G. F. Grinyer *et al.*, *Knockout reactions from  $p$ -shell nuclei : Tests of *ab initio* structure models*, Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 162502.
- [66] A. Gade *et al.*, *One-neutron knockout reactions on proton-rich nuclei with  $N = 16$* , Phys. Rev. C **69** (2004) 034311.
- [67] J. Enders *et al.*, *Single-neutron knockout from  $^{34,35}\text{Si}$  and  $^{37}\text{S}$* , Phys. Rev. C **65** (2002) 034318.
- [68] O. Tarasov and D. Bazin, *Lise++ : Radioactive beam production with in-flight separators*, Nucl. Instr. Meth. B **266** (2008) 4657 – 4664.
- [69] Y. Blumenfeld *et al.*, *MUST : A silicon strip detector array for radioactive beam experiments*, Nucl. Instr. Meth. A **421** (1999) 471 – 491.

- [70] E. Pollacco *et al.*, *MUST2 : A new generation array for direct reaction studies*, Eur. Phys. J. A. **25** (2005) 287–288.
- [71] S. Ottini-Hustache *et al.*, *Cats, a low pressure multiwire proportionnal chamber for secondary beam tracking at ganil*, Nucl. Instr. Meth. A **431** (1999) 476 – 484.
- [72] S. Ottini-Hustache, *Thèse de Doctorat -DAPNIA/SPhN-98-01-T*, (1998).
- [73] 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 .
- [74] X. Mougeot, *Thèse de Doctorat IRFU/SPhN-08-06-T*, (2008).
- [75] F. Skaza, *Thèse de Doctorat DAPNIA-04-13-T*, (2004).
- [76] S. Pullanhiotan *et al.*, *Performance of VAMOS for reactions near the Coulomb barrier*, Nucl. Instr. Meth. A **593** (2008) 343 – 352.
- [77] A. Drouart, *Thèse de Doctorat*, (2001).
- [78] E. Bougamont, *DSM-DAPNIA report*, vol. 6D6810E100/303 (2001).
- [79] L. Gaudefroy, *Thèse de Doctorat, IPNO-T-05-07*, (2005).
- [80] K. Lau and J. Pyrlik, *Optimization of centroid-finding algorithms for cathode strip chambers*, Nucl. Instr. Meth. A **366** (1995) 298 – 309.
- [81] F. Hubert, R. Bimbot and H. Gauvin, *Range and stopping powers for heavy ions*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **46** (1990) 1.
- [82] J. Ziegler, J. Biersack and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, vol. 1 (1985).
- [83] <http://www-linux.gsi.de/~weick/atima/>.
- [84] A. Ramus, *Thèse de Doctorat, IPNO*, (2009).
- [85] I. J. Thompson, *The FRESCO code*, Comput. Phys. rep. **7** (1988) 167.
- [86] A. J. Koning and J. P. Delaroche, *Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV*, Nucl. Phys. A **713** (2003) 231 – 310.
- [87] C. M. Perey and F. G. Perey, *Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954-1975*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **17** (1976) 1 – 101.
- [88] D. Y. Pang, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, R. L. Varner and R. Wolski, *Global optical model potential for  $A = 3$  projectiles*, Phys. Rev. C **79** (2009) 024615.
- [89] J. D. Cossairt *et al.*, *(d, t) and (d,  $^3\text{He}$ ) reactions on  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ , and  $^{40}\text{Ca}$  at 29 MeV*, Phys. Rev. C **18** (1978) 23–32.
- [90] V. Bechtold *et al.*, *Spins of proton hole states from analyzing powers of (d, t) reactions at 52 MeV*, Physics Letters B **72** (1977) 169 – 172.

- [91] S. Cohen and D. Kurath, *Spectroscopic factors for the 1p shell*, Nucl. Phys. A **101** (1967) 1 – 16.
- [92] M. Leuschner *et al.*, *Quasielastic proton knockout from  $^{16}\text{O}$* , Phys. Rev. C **49** (1994) 955–967.
- [93] 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** (1980) 2253–2274.
- [94] E. J. Ludwig, C. E. Busch, T. B. Clegg, S. K. Datta and A. C. Watkins, *The study of (d, t) and (d,  $^3\text{He}$ ) reactions in several 1p shell nuclei using vector-polarized beams*, Nucl. Phys. A **230** (1974) 271 – 284.
- [95] M. Gaillard *et al.*, *Comparaison des ractions (d,  $^3\text{He}$ ) et (d, t) sur quelques noyaux  $N = Z$* , Nucl. Phys. A **119** (1968) 161 – 183.
- [96] F. Hinterberger, G. Mairle, U. Schmidt-Rohr, P. Turek and G. J. Wagner, *Single nucleon pick-up from  $^{12}\text{C}$  and  $^{14}\text{N}$  with 52 MeV deuterons*, Nucl. Phys. A **106** (1967) 161 – 176.
- [97] R. P. Ward and P. R. Hayes, *Compilation of triton optical model parameters, 1954-1990*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **49** (1991) 315 – 335.
- [98] J. B. A. England *et al.*, *Elastic scattering of 33 MeV tritons and isospin dependence of mass-3 optical potential*, Nucl. Phys. A **475** (1987) 422 – 438.
- [99] R. L. Kozub, L. A. Kull and E. Kashy, *The  $^{14}\text{N}(p, d)^{13}\text{N}$  reaction at 30 MeV*, Nucl. Phys. A **99** (1967) 540 – 546.
- [100] P. G. Roos *et al.*, *The (p, d) reaction at 65 MeV*, Nucl. Phys. A **255** (1975) 187 – 203.
- [101] [http://ganinfo.in2p3.fr/gip/electronique/ng63p26\\_fr.html](http://ganinfo.in2p3.fr/gip/electronique/ng63p26_fr.html).



# Résumé

Les facteurs spectroscopiques nous renseignent sur l'occupation des couches nucléaires et peuvent être extraits par des réactions directes comme le transfert à basse énergie et le knockout aux énergies intermédiaires. L'étude récente de noyaux radioactifs de la couche *sd* ayant une large différence d'énergie de séparation,  $\Delta S = S_p - S_n \simeq 20$  MeV, montre que les sections efficaces d'arrachage d'un nucléon très lié sont considérablement réduites par rapport aux prédictions théoriques. Cette tendance n'est pas observée pour des noyaux moins exotiques, jusqu'à  $\Delta S \simeq 12$  MeV, par réaction de transfert (d,p).

Pour comprendre l'origine de cette réduction, nous avons réalisé deux expériences complémentaires sur un noyau présentant une large différence d'énergie de séparation l' $^{14}\text{O}$  : (i) le knockout d'un nucléon au NSCL,  $^{14}\text{O}$  (53 MeV/n) et  $^{16}\text{C}$  (75 MeV/n), sur une cible de  $^9\text{Be}$  ; (ii) le transfert d'un nucléon avec un faisceau d' $^{14}\text{O}$  à 18 MeV/n de SPIRAL,  $^{14}\text{O}(\text{d,t})^{13}\text{O}$  et  $^{14}\text{O}(\text{d},^3\text{He})^{13}\text{N}$ , étudié avec le dispositif MUST2. L'analyse des données présentée en détails dans ce manuscrit conduit à des facteurs spectroscopiques incompatibles entre ces deux expériences lorsqu'un neutron fortement lié est enlevé ou transféré de l' $^{14}\text{O}$ . Dans le cas du knockout, la section efficace mesurée est fortement réduite par rapport aux prédictions basées sur un modèle eikonal et le modèle en couches. La distribution en moment parallèle de l' $^{13}\text{O}$  mesurée après l'arrachage d'un neutron présente par ailleurs une forme qui n'est pas reproduite par le modèle eikonal. Dans le cas du transfert, une telle réduction n'est pas observée et le rapport entre expérience et théorie est compatible avec ce qui est obtenu pour les noyaux stables. Ces résultats suscitent de nouveaux développements théoriques pour la modélisation du mécanisme de réaction dans ces cas extrêmes où le nucléon enlevé est fortement lié.

## Abstract

The distribution of spectroscopic strength in nuclei can be extracted from direct reaction cross section measurements, as one-nucleon knockout at intermediate energy or transfer at low energy. The study of deeply-bound nucleon removal from several *sd*-shell nuclei having a large difference of separation energies  $\Delta S = S_p - S_n \simeq 20$  MeV, exhibits experimental cross sections about four times smaller than theoretical predictions from state-of-the-art calculations. This trend is not observed from (d,p) transfer reactions with nuclei having smaller separation energy asymmetry, up to  $\Delta S \simeq 12$  MeV.

To investigate the origin of this reduction, we have performed two complementary experiments for the  $^{14}\text{O}$  case having a large energy asymmetry : (i) one-nucleon knockout from  $^{14}\text{O}$  (53 MeV/n) and  $^{16}\text{C}$  (75 MeV/n) on a  $^9\text{Be}$  target at the NSCL ; (ii) one-nucleon transfer reaction using a SPIRAL beam,  $^{14}\text{O}(\text{d,t})^{13}\text{O}$  and  $^{14}\text{O}(\text{d},^3\text{He})^{13}\text{N}$  at 18 MeV/n, and the MUST2 array. The analysis of the data presented in this document leads to a discrepancy between the spectroscopic factors extracted from these two experiment when a deeply-bound neutron is removed from  $^{14}\text{O}$ . In the neutron knockout from  $^{14}\text{O}$ , the cross section is strongly reduced compared to predictions based on an eikonal model and shell model spectroscopic factors. Moreover, several deviations from the eikonal prediction are observed on the shape of the parallel momentum distribution of the ejectile  $^{13}\text{O}$ . For the transfer  $^{14}\text{O}(\text{d,t})^{13}\text{O}$ , such a reduction is not observed and results are in agreement with stable nuclei values. These results call for new theoretical developments concerning the description of the reaction mechanism when a deeply-bound nucleon is removed from a nucleus.