



**HAL**  
open science

# Structure et spectroscopie du noyau exotique d'oxygène 24 par diffusions élastique et inélastiques de proton avec les détecteurs MUST2 à RIKEN

Simon Boissinot

► **To cite this version:**

Simon Boissinot. Structure et spectroscopie du noyau exotique d'oxygène 24 par diffusions élastique et inélastiques de proton avec les détecteurs MUST2 à RIKEN. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. Français. NNT : 2013PA112152 . tel-00958441

**HAL Id: tel-00958441**

**<https://theses.hal.science/tel-00958441>**

Submitted on 12 Mar 2014

**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 517 : Particules, Noyaux, Cosmos

Discipline : Physique Nucléaire

**THÈSE DE DOCTORAT**

présentée par

**Simon BOISSINOT**

effectuée au CEA, Centre de Saclay,  
IRFU/Service de Physique Nucléaire

pour obtenir le grade de  
Docteur en Sciences de l'Université Paris-Sud XI

**Structure et spectroscopie du noyau exotique  $^{24}\text{O}$   
par diffusions élastique et inélastique de protons  
avec les détecteurs MUST2 à RIKEN**

Soutenue le 12 septembre 2013

**Directrice de thèse : Dr. Valérie LAPOUX**

**Composition du jury :**

Pr. Elias KHAN	: président du jury
Pr. Wolfgang MITTIG	: rapporteur
Pr. Kirby KEMPER	: rapporteur
Dr. François DE OLIVEIRA	: examinateur
Pr. Marek PLOSZAJCZAK	: examinateur
Dr. Tomohiro UESAKA	: examinateur

---



---

# REMERCIEMENTS

---

Après trois années remplies d'un subtil mélange de travail, de découvertes, de rencontres, d'enthousiasme, et aussi de... travail, le temps des remerciements est finalement arrivé. Ces quelques lignes seront sûrement parmi les plus lues de ce manuscrit. J'espère donc avoir trouvé un bon compromis entre ma pudeur et mon souhait de remercier mes collègues, amis et proches à la hauteur de ce qu'ils m'ont apporté.

Je remercie Michel Garçon et Héroïse Goutte chefs de service et Françoise Auger leur adjointe de m'avoir accueilli au sein du Service de Physique Nucléaire du CEA-Saclay. Je souhaite remercier Elias Khan, Wolfgang Mittig, Kirby Kemper, François De Oliveira, Marek Ploszajczak et Tomohiro Uesaka d'avoir accepté d'être les membres de mon jury de thèse, et en particulier Wolfgang Mittig et Kirby Kemper d'avoir été les rapporteurs de ce travail.

Un immense merci à Valérie Lapoux ma directrice de thèse pour m'avoir offert la possibilité de réaliser ce travail de thèse et m'avoir fait confiance pendant l'analyse. Son expertise, son exigence professionnelle, sa disponibilité et son opiniâtreté légendaire font la qualité de son encadrement. J'ai particulièrement apprécié la sincérité de nos échanges. Au-delà de ce qu'elle m'a apporté professionnellement, je tiens à la remercier pour l'organisation des matchs de football dont j'ai profité (presque) chaque mercredi, pour nos discussions pâtisserie et pour la découverte du Japon.

Ma rencontre avec Alexandre Obertelli lors de mon stage de première année de Master a joué un rôle très important dans ma détermination à réaliser une thèse. Je souhaite le remercier de m'avoir fait découvrir la recherche expérimentale en structure nucléaire. Son dynamisme, sa pertinence et ses qualités humaines déclenchent avec une redoutable efficacité travail et réflexion. Merci à Anna Corsi pour sa disponibilité, sa gentillesse, son accent italien et sa capacité surnaturelle de travail, j'ai particulièrement apprécié de travailler avec elle. J'ai aimé étendre nos discussions au-delà de la physique nucléaire et du SPhN, j'espère un jour partager à nouveau une neige de juillet avec eux. Un grand merci à Thomas Duguet de m'avoir accordé sa confiance (désintéressée) pour encadrer la séance pratique de son cours. J'ai adoré discuter avec lui de philosophie, littérature, politique, musique, cinéma, série, football et aussi forcément un peu de physique, nos échanges m'ont permis de découvrir et d'approfondir beaucoup de choses. Je suis flatté que nos discussions se soient prolongées hors du SPhN et j'espère qu'elles continueront après ma thèse.

Ce travail a été réalisé au sein du groupe de structure nucléaire qui offre un cadre privilégié à ses étudiants. L'environnement de travail y est particulièrement agréable. Je tiens à remercier l'ensemble des membres de ce groupe et en particulier Laurent Audirac, Antoine Drouart, Alain Gillibert, Wolfram Korten, Laurent Nalpas, Lolly Pollacco, Grégory Potel, Vittorio Somà, Jean-Luc Sida, Cédric Simenel et Barbara Sulignano pour tous nos échanges pendant ma thèse. Merci à Danielle Coret et Isabelle Richard pour leur assistance dans les nombreuses démarches qui accompagnent une thèse, mais surtout pour leurs sourires et leur bienveillance tout au long de mon passage au SPhN.

Les expériences auxquelles j'ai participé au GANIL et à RIKEN durant ma thèse ont clairement été les périodes les plus intenses et les plus formatrices. Je souhaite remercier les membres du GANIL, de l'IPNO et de RIKEN avec qui je les ai partagées, et en particulier Otsu-san et Chen-san pour notre collaboration pendant la prise de données et l'analyse de mon expérience de thèse,

どうもありがとうございます.

Au tour de mes homologues thésards ou post-docs d'être remerciés. Merci à mes illustres prédécesseurs Freddy Flavigny, Jérémy Sadoudi, Adrien Matta et Thomas Gorbinet de m'avoir montré le chemin de l'excellence scientifique. Plus sérieusement, je suis très heureux d'avoir rencontré deux redoutables joueurs de foot : un dont j'apprécie particulièrement l'engagement physique qui effraie tant ses adversaires, et un autre au pied gauche magique et incontrôlable qui trouve son inspiration outre-Rhin. Parmi eux se trouve également un Geek aux qualités humaines rares avec qui je partage l'amour des figures léchées, et un baroudeur, guide de luxe au Japon, avec qui j'ai passé un dimanche matin à ramper dans la boue d'un bois d'Île-de-France. Je pense qu'ils se reconnaîtront. Merci à Corinne Louchart-Henning pour nos discussions autour d'un thé, à Fabien Dechery et Vincent Durand d'être comme ils sont, et à Alexandra Martín-Sánchez de les supporter. Merci à Angelo Signoracci pour ses bons plans musique et concert, bravo pour ses performances lors de l'Euro 2012. Un grand merci à Sophie Blondel et Marine Vandebrouck pour les soirées chez elles, leur énergie et leur enthousiasme. Merci à Laurent Lefebvre pour nos échanges en Master puis en thèse, à Fabien Louvet pour nos parties de football, à Vanessa Arnal et Béryl Saget pour les TP que nous avons réalisés ensemble. Bon courage à Vincent Andrieux, Lucie Grente, Florian Thibaud, Pierre Morfouace, Benjamin Le Crom, Maud Airiau et Raphaël Briselet pour la suite de leur thèse. Merci à Aurélie Mutschler et Clémentine Santamaria de m'avoir fait découvrir les joies de l'encadrement pendant le mois de septembre 2011. Mention spéciale à Clémentine avec qui j'ai partagé le même bureau pendant ma dernière année, merci pour sa disponibilité, sa gentillesse et son soutien. Je crois que son tour est arrivé, après tout s'il a eu la patience d'arriver jusqu'à ces lignes, il doit être récompensé pour son effort. Un grand merci donc à Kévin Fraval pour sa passion inaltérable des joutes verbales et son impatience qui m'a tant de fois permis de sortir la tête de l'eau pendant les trois années que nous avons partagées. J'espère apprécier d'autres Tripel Karmeliet, d'autres concerts et d'autres boîtes de Pim's entre deux sessions guitare-Futurama avec lui.

Merci à mes amis angevins Julien Chevalier, Frédéric et Émilie Chapeau, Arthur Portron, Félix Guimard, Mathias Asseray, Romain Baunay, Yohann Ferme (grrr...), Florent et Alice Garnier-Heroguel. C'est toujours une grande joie de les retrouver et de reprendre nos discussions et nos délires là où ils se sont arrêtés quelques mois plus tôt.

J'espère que les membres de ma famille savent l'importance qu'ils ont pour moi, le temps passé avec eux ces trois dernières années a été très précieux. Je souhaite remercier Éric et Martine<sup>1</sup> Boissinot, mes parents, pour tout ce qu'ils m'ont apporté bien au-delà de ces trois dernières années. Merci de me faire confiance et d'avoir rendu ma petite escapade parisienne possible. Merci à ma sœur Lucie Boissinot-Frénoy pour la relation simple et sincère que j'ai avec elle, et à Éric Frénoy de prendre soin d'elle. Je souhaite la bienvenue à Cléa. Merci à eux et à Jean-Claude et Anick Boissinot, mes grands-parents, Régis et Laurence Boissinot, Isabelle Bichet, Christiane Lubert, Madeleine Meignen et Françoise Coudert d'être venus à ma soutenance de thèse, ainsi qu'à Gérard Roux pour toutes nos discussions autour de mes études, entre-autres. Je remercie mes petit(e)s et grand(e)s cousin(e)s, leur conjoint et leurs enfants pour tout ce qu'ils m'apportent. Je souhaite également remercier ma belle-famille, qui porte bien son nom, et en particulier Patrice et Martine Martineau de m'avoir toujours accueilli avec gentillesse chez eux. Un énorme merci à Guillaume Merlet pour l'amitié que nous partageons depuis 23 ans. J'ai aimé aller au Stade de France avec lui pendant ma thèse et partager la journée du 15 juin 2013 avec Caroline et lui, merci également à toute sa famille et en particulier à Laura, Julien et Aurélie Merlet. J'ai également une pensée émue pour ceux avec qui je n'ai pas pu partager le dénouement de mes études : Louis Meignen, Henri et Marie Lubert, André et Clémence Hérisson, Sylvie et Pascal Merlet, ainsi que James Martineau.

Sarah, il est très difficile pour moi d'écrire et de décrire en quelques lignes le rôle que tu as joué dans ma vie, et donc accessoirement pour ce travail de thèse. Je te remercie de m'avoir donné plus de confiance en moi, de m'avoir fait découvrir Paris et pour tout ce que tu as fait pour moi que je n'évoquerai pas ici. Je ne me lasse pas de ton intelligence, de ton ouverture d'esprit, de ton dynamisme et de ce paradoxe entre ta timidité et ta force de caractère qui fait toute la subtilité de ta personnalité. Je n'avais pas besoin du 3 août 2013 pour penser et imaginer mon avenir avec toi, j'espère que nous partagerons ensemble de multiples projets, voyages et découvertes.

---

1. Un grand merci pour la relecture complète de ce manuscrit.



---

# TABLE DES MATIÈRES

---

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Motivations</b>	<b>5</b>
1.1 Noyaux exotiques . . . . .	5
1.2 Modèles théoriques de structure nucléaire . . . . .	8
1.2.1 Approches microscopiques . . . . .	8
1.2.2 Modèle en couches . . . . .	13
1.3 Sondes expérimentales . . . . .	15
1.3.1 Réactions directes . . . . .	15
1.3.2 Diffusion élastique . . . . .	17
1.3.3 Diffusion inélastique . . . . .	20
1.4 Problématique du noyau $^{24}\text{O}$ . . . . .	23
1.4.1 Position de la <i>drip-line</i> neutron . . . . .	23
1.4.2 Énergie de séparation d'un neutron . . . . .	24
1.4.3 Spectroscopie des isotopes d'oxygène . . . . .	26
1.4.4 Calculs théoriques . . . . .	32
1.5 Objectifs de l'expérience . . . . .	34
<b>2 Dispositif expérimental</b>	<b>37</b>
2.1 Principe de l'expérience . . . . .	37
2.2 Choix du dispositif . . . . .	38
2.2.1 Faisceau radioactif . . . . .	38
2.2.2 Cinématiques de la réaction . . . . .	38
2.2.3 Dispositif de l'expérience RIBF57 . . . . .	41
2.3 Production du faisceau $^{24}\text{O}$ . . . . .	44
2.3.1 Faisceau primaire . . . . .	44
2.3.2 Ligne BigRIPS . . . . .	44
2.3.3 Intensité du faisceau $^{24}\text{O}$ . . . . .	47
2.4 Détecteurs de faisceau . . . . .	49
2.4.1 <i>Parallel-Plate Avalanche Counter</i> (PPAC) . . . . .	49
2.4.2 Plastique scintillant . . . . .	51
2.5 Cibles . . . . .	51
2.6 Détecteurs de particules légères chargées MUST2 . . . . .	53
2.6.1 Premier étage : silicium à pistes . . . . .	54
2.6.2 Deuxième étage : silicium dopé au lithium . . . . .	54



2.6.3	Troisième étage : cristaux d’iodure de césium . . . . .	55
2.6.4	Électronique . . . . .	55
2.6.5	Position et efficacité géométriques . . . . .	57
2.7	Spectromètre ZDS . . . . .	58
2.8	Déclenchement et acquisition . . . . .	60
<b>3</b>	<b>Analyse des données</b>	<b>63</b>
3.1	Identification des noyaux . . . . .	63
3.1.1	Principe . . . . .	63
3.1.2	Ligne BigRIPS . . . . .	64
3.1.3	Spectromètre <i>Zero Degree</i> (ZDS) . . . . .	65
3.1.4	Remarques sur le traitement des données . . . . .	66
3.2	Caractérisation du faisceau . . . . .	67
3.2.1	Trajectoire du noyau incident . . . . .	67
3.2.2	Propriétés du faisceau . . . . .	70
3.3	Détection du proton avec MUST2 . . . . .	71
3.3.1	Étalonnage des télescopes . . . . .	71
3.3.2	Sélection des événements . . . . .	75
3.3.3	Identification des particules légères chargées . . . . .	76
3.3.4	Énergie du proton . . . . .	77
3.3.5	Angle de diffusion du proton . . . . .	79
3.4	Cinématique des protons . . . . .	80
3.4.1	Mesure de référence . . . . .	81
3.4.2	Cinématique de la réaction $^{24}\text{O}(p,p')$ . . . . .	82
3.4.3	Réduction du bruit de fond . . . . .	82
<b>4</b>	<b>Résultats et interprétation</b>	<b>85</b>
4.1	Spectre en énergie d’excitation . . . . .	85
4.1.1	Méthode de la masse manquante . . . . .	85
4.1.2	Mesure de référence et simulation . . . . .	86
4.1.3	Spectres des isotopes d’oxygène riches en neutrons . . . . .	87
4.2	Distributions angulaires . . . . .	94
4.2.1	Principe et méthode d’extraction . . . . .	94
4.2.2	Incertitudes . . . . .	97
4.2.3	Distributions angulaires élastiques exclusives . . . . .	97
4.3	Interprétation des résultats . . . . .	99
4.3.1	Spectroscopie du noyau $^{24}\text{O}$ . . . . .	99
4.3.2	Distributions angulaires de section efficace . . . . .	104
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>113</b>
<b>A</b>	<b>Ligne BigRIPS et spectromètre ZDS</b>	<b>119</b>
<b>B</b>	<b>Position des télescopes MUST2</b>	<b>121</b>

<b>C</b>	<b>Schéma électronique et chronographe</b>	<b>123</b>
<b>D</b>	<b>Reconstruction de la trajectoire du noyau incident</b>	<b>128</b>
<b>E</b>	<b>Calculs relativistes</b>	<b>131</b>
E.1	Méthode de la masse manquante . . . . .	131
E.2	Cinématique du proton diffusé . . . . .	132
E.3	Changement de référentiel . . . . .	132
	<b>Bibliographie</b>	<b>139</b>



---

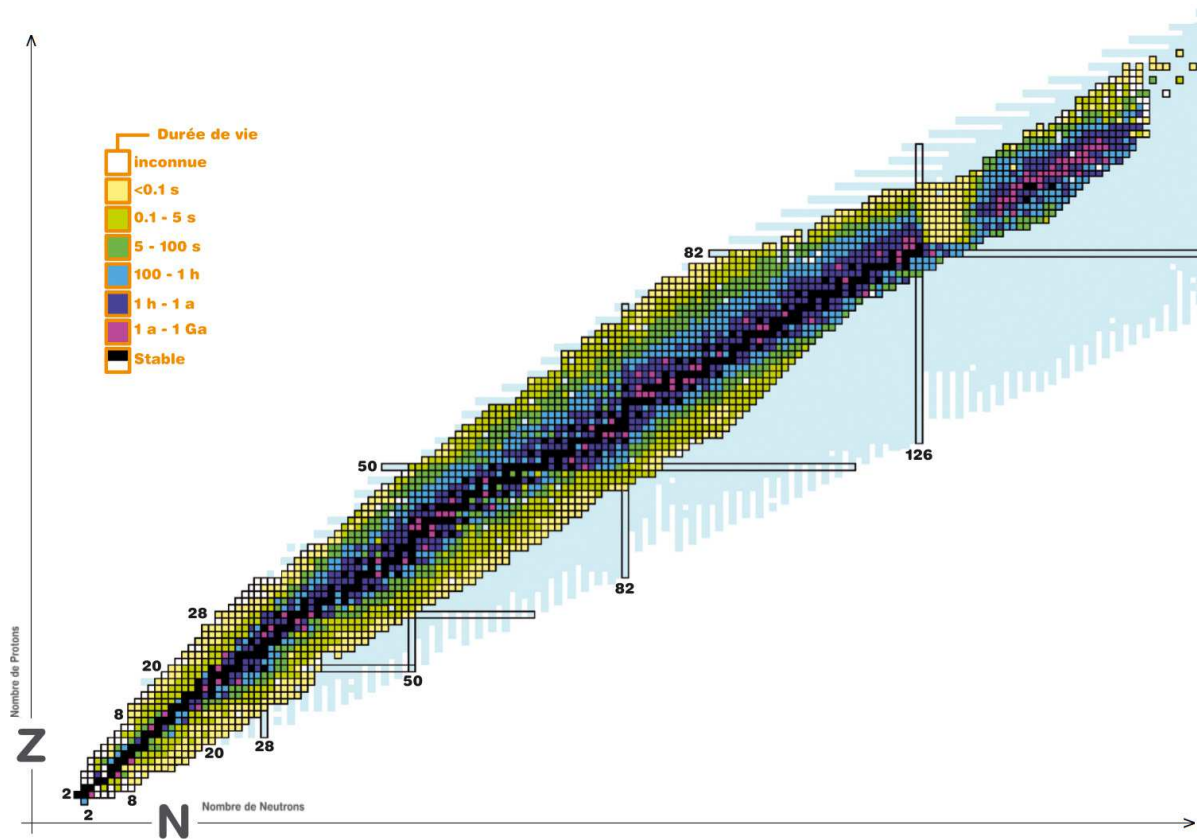
# INTRODUCTION

---

Un des objectifs de la recherche en physique nucléaire est de comprendre comment les noyaux atomiques sont construits à partir de nucléons en interaction qui les composent. Les nucléons sont eux aussi des systèmes composites. Ils sont formés par des quarks liés par l'interaction forte qui est décrite par la chromodynamique quantique (QCD). En structure nucléaire de basse énergie les degrés de liberté les plus élémentaires considérés théoriquement sont  $A$  nucléons ponctuels non-relativistes interagissant via l'interaction nucléaire. La résolution de ce problème présente deux difficultés : le système étudié constitue un problème quantique de  $A$  corps en interaction, et l'interaction nucléaire ne peut pas être déduite des premiers principes de la physique. La compréhension de l'ensemble des propriétés des noyaux nécessite le développement de méthodes théoriques et expérimentales adaptées.

En 2013, les 288 noyaux stables connus représentent moins de 10% des noyaux observés expérimentalement [1]. La production de faisceaux d'ions radioactifs a permis de synthétiser environ 2500 noyaux. Les modèles théoriques prédisent l'existence d'environ 6000 noyaux entre les *drip-lines* : la position de ces lignes sur la carte des noyaux (voir figure 1) est déterminée expérimentalement, elles fixent les limites en nombre de nucléons au-delà desquelles les noyaux ne sont plus liés par l'interaction nucléaire. La recherche en structure nucléaire ne consiste pas à mesurer une à une les propriétés de chaque noyau, mais plutôt à réaliser des études expérimentales systématiques dans des régions de la carte des noyaux qui présentent des caractéristiques particulières. Les progrès des approches théoriques microscopiques et les phénomènes inattendus découverts grâce à l'étude des noyaux très instables ont déclenché une nouvelle dynamique dans ce domaine de recherche.

Ce document présente les résultats d'une expérience menée sur le noyau exotique  $^{24}\text{O}$  par diffusions élastique et inélastique de protons. Cette expérience a été réalisée en mai 2010 auprès de l'accélérateur RIBF du Centre Nishina de RIKEN au Japon avec l'ensemble de détecteurs MUST2. Elle s'inscrit dans l'étude des noyaux légers riches en neutrons situés à la *drip-line*. Ils présentent une très forte asymétrie neutron-proton favorisant les effets de l'interaction nucléaire qui ne peuvent pas être étudiés avec des noyaux stables. Cette particularité fait de cette région de la carte des noyaux une zone d'étude privilégiée. La suite de ce document expose les questions soulevées par cette région, et en particulier par le noyau  $^{24}\text{O}$ . Il présente également les méthodes expérimentales utilisées pour obtenir des informations sur la structure des noyaux atomiques, et sur l'interaction nucléaire assurant leur cohésion, à partir de la diffusion de protons.



**Figure 1** – Carte des noyaux, chaque noyau est représenté en fonction du nombre de neutrons  $N$  et de protons  $Z$  qu'il contient. Une ligne isotopique (isotonique) correspond à une ligne horizontale (verticale). Les couleurs sont liées à la durée de vie des noyaux, du plus sombre pour les plus stables au plus clair pour les plus instables.

## Plan

- Le premier chapitre est consacré à la description des modèles microscopiques de structure nucléaire utilisés pour décrire les noyaux. Les différentes sondes expérimentales qui permettent d'étudier la structure des noyaux et les particularités des diffusions de protons sont ensuite exposées. Puis sont données les motivations de l'étude expérimentale réalisée dans le cadre de ce travail de thèse. Les deux dernières sections sont dédiées aux contraintes et aux objectifs de l'expérience.
- Le deuxième chapitre contient la description de l'ensemble du dispositif expérimental. Les caractéristiques des détecteurs qui le composent et les différentes méthodes qui permettent d'identifier et de sélectionner les événements d'intérêt sont décrites.
- Le chapitre 3 est consacré aux méthodes et aux procédures d'analyse qui assurent le passage des données brutes issues des détecteurs aux observables d'intérêt. Les problèmes identifiés lors de l'analyse et la validation finale du protocole expérimental sont présentés. L'estimation des erreurs systématiques est également détaillée.
- Le dernier chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus sur le noyau  $^{24}\text{O}$ .

et pour trois autres isotopes d'oxygène  $^{23,22,21}\text{O}$ . L'interprétation de ces résultats réalisée à partir de modèles de structure et de réactions nucléaires est finalement proposée.



---

# CHAPITRE 1

## Motivations

---

Ce premier chapitre présente les motivations de ce travail de thèse. La première section est dédiée aux noyaux exotiques et à l'étude des noyaux riches en neutrons situés au voisinage de la *drip-line*. Les modèles théoriques de structure nucléaire utilisés pour décrire ces noyaux sont présentés. La section suivante est consacrée aux sondes expérimentales employées pour extraire des informations sur la structure des noyaux. La problématique et le contexte de l'étude du noyau  $^{24}\text{O}$  sont ensuite exposés. La dernière section est dédiée aux objectifs de l'expérience.

### 1.1 Noyaux exotiques

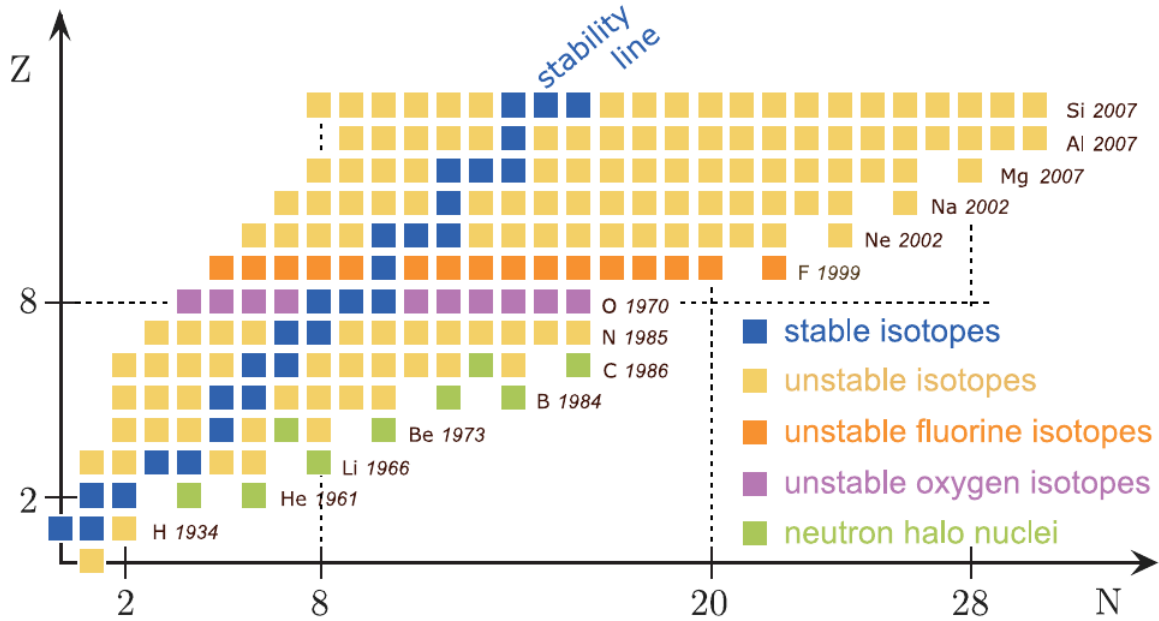
Les années 1980 ont vu l'avènement des accélérateurs de faisceaux d'ions radioactifs et le développement d'une nouvelle génération de détecteurs. Ces faisceaux ont ouvert une nouvelle fenêtre sur la carte des noyaux en rendant possible l'exploration de régions éloignées de la vallée de stabilité inaccessibles avec les méthodes expérimentales classiques. La mesure des propriétés des noyaux très instables situés dans ces régions permet d'étudier les systèmes nucléaires dans des états extrêmes de masse (noyaux super-lourds), de spin (états isomériques), et d'isospin (asymétrie neutron-proton). L'étude de ces états extrêmes permet d'étudier les propriétés de l'interaction nucléaire car ils amplifient les effets de termes qui ne sont pas contraints par les noyaux stables.

Les noyaux exotiques correspondent à des noyaux instables qui présentent des phénomènes très inattendus relativement à la vision standard de la structure nucléaire. Ils représentent une découverte majeure de la recherche expérimentale en structure nucléaire de ces dernières décennies. La compréhension des propriétés de ces noyaux exotiques représente actuellement un véritable défi pour les modèles établis à partir des données obtenues sur les noyaux stables. Les expériences menées sur ces noyaux spectaculaires ne suffisent pas pour tester l'universalité des modèles et déduire des informations sur l'interaction nucléaire. Seule l'étude systématique du voisinage des noyaux exotiques, le long d'une chaîne isotopique par exemple, permet véritablement d'apporter de nouvelles contraintes sur l'évolution de la structure nucléaire.

La suite de cette section est consacrée aux noyaux riches en neutrons situés à proximité de la *drip-line*. Cette région de la carte des noyaux est visible sur la figure 1.1. Elle est très riche en phénomènes exotiques et focalise donc l'intérêt de nombreuses équipes d'expérimentateurs et de théoriciens. L'étude de ces noyaux permet de sonder la



dépendance en isospin de l'interaction nucléaire. La projection de l'isospin  $T_z = (N - Z)/2$  est proportionnelle à l'asymétrie neutron-proton.



**Figure 1.1** – Localisation de la région des noyaux légers riches en neutrons ( $Z \leq 14$ ) sur la carte des noyaux. Les noyaux instables d'oxygène (violet) et de fluor (orange) sont distingués des noyaux stables (bleu) et autres instables (beige). L'année de découverte du noyau le plus riche en neutrons est donnée pour chaque ligne isotopique. Figure extraite de la référence [2].

Parmi les propriétés qui sont étudiées dans cette région, l'évolution de la structure en couches des noyaux provoquant la disparition des nombres magiques (2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126) observés sur les noyaux stables et l'apparition de nouvelles fermetures de sous-couches (16, 32, 34, 40) pour les noyaux riches en neutrons, la position de la *drip-line* neutron connue seulement jusqu'à l'oxygène ( $Z = 8$ ), dont le dernier isotope lié est le noyau  $^{24}\text{O}$ , et les distributions spatiales exotiques (peaux de neutrons et halos) vont être discutées. La mise en évidence de l'existence de noyaux Borroméens constitués d'un cœur et de deux neutrons de valence ( $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$  ou  $^{14}\text{Be}$ ), dont les sous-systèmes à deux corps ne sont pas liés, et de phénomènes d'agrégats (*clustering*) de nucléons corrélés à l'intérieur du noyau ( $^{12}\text{Be}$ ), constituent également des découvertes fascinantes.

○ **Évolution des couches.** La séquence des nombres magiques établie à partir des noyaux stables (2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126) ne semble pas se maintenir pour les noyaux instables éloignés de la vallée de stabilité [3]. Les observations le long d'une chaîne isotopique d'un changement de pente dans l'évolution de l'énergie de séparation d'un neutron  $S_n$ , d'une augmentation de l'énergie d'excitation du premier état excité  $E_x(2^+)$ , et d'une baisse de la probabilité réduite de transition de l'état fondamental vers cet état excité  $B(E2)$ , constituent, avec la mesure d'une déformation spatiale nulle (noyau sphérique), les principales preuves expérimentales qui permettent de mettre en évidence l'existence d'une fermeture

de (sous-)couche. La disparition des fermetures de couches  $N = 8, 20$  et  $28$  a ainsi été en partie déduite de la déformation des noyaux  $^{12}\text{Be}$ ,  $^{32}\text{Mg}$ ,  $^{30}\text{Ne}$ ,  $^{44}\text{S}$  et  $^{42}\text{Si}$  [4, 5]. À l'inverse, les noyaux  $^{24}\text{O}$  ( $N = 16$ ),  $^{52}\text{Ca}$  ( $N = 32$ ), et  $^{68}\text{Ni}$  ( $N = 40$ ) présentent certaines caractéristiques des noyaux doublement magiques. Ces noyaux sont particulièrement difficiles à synthétiser et leur durée de vie est très courte ( $T_{1/2} = 65(5)$  ms pour le noyau  $^{24}\text{O}$ ), mais ils représentent le socle des modèles de structure nucléaire. À ce jour, on dénombre 6 noyaux liés instables doublement magiques, seulement deux d'entre eux,  $^{78}\text{Ni}$  et  $^{100}\text{Sn}$ , ne sont pas accessibles expérimentalement pour mesurer leur spectroscopie.

◦ **Position de la *drip-line*.** Elle est connue jusqu'au Protactinium ( $Z = 91$ ) du côté déficient en neutrons, et seulement jusqu'à l'oxygène ( $Z = 8$ ) dont le dernier isotope lié est le noyau  $^{24}\text{O}$  du côté riche en neutrons [1]. Dans la vision du modèle en couches cette problématique est reliée au point précédent car la modification des écarts (*gap*) en énergie entre les orbitales a une influence sur la proximité entre le niveau de Fermi et le continuum d'états. La position de la *drip-line* proton, qui est gouvernée par la répulsion coulombienne entre les protons, est plus facile à calculer théoriquement que celle de la *drip-line* neutron gouvernée par l'interaction nucléaire. La position de cette dernière pour les isotopes d'oxygène a été fixée expérimentalement à la fin des années 90 [6, 7]. Les modèles théoriques ne permettaient pas de reproduire cette observation, les calculs donnaient des noyaux  $^{28,26}\text{O}$  liés. Ce n'est que récemment, grâce à l'inclusion des forces à 3 corps et d'un couplage au continuum d'états, que les calculs des modèles microscopiques ont pu obtenir à la fois un noyau  $^{28}\text{O}$  non-lié et un noyau  $^{31}\text{F}$  lié.

◦ **Distribution spatiale.** Les noyaux de la vallée de stabilité sont bien modélisés par des densités de protons et de neutrons proportionnelles. Certains noyaux exotiques présentent une distribution spatiale inhabituelle. L'étude du rayon des noyaux riches en neutrons a pu mettre en évidence l'existence de peaux de neutrons [8]. Ce phénomène correspond à une asymétrie entre la distribution de protons et celle de neutrons, cette dernière étant plus étendue. Une situation encore plus extrême a été identifiée : les halos [9, 10]. Dans ce cas, la distribution de neutrons s'étend jusqu'à une distance largement supérieure au rayon attendu ( $r_0 A^{1/3}$ ). Le rayon et la distribution de nucléons des noyaux sont déduits des distributions angulaires de section efficace de diffusion élastique (voir 1.3). Ces structures exotiques font apparaître un nouveau mode d'excitation collectif : les résonances géantes [11]. Dans une vision simplifiée, elles correspondent à des oscillations à haute fréquence des densités de nucléons.

L'identification des mécanismes responsables de ces phénomènes représentent actuellement un véritable défi pour les modèles de structure nucléaire. Au-delà de la modification *ad-hoc* des modèles existants, les développements théoriques actuels sont focalisés sur le renforcement du lien entre l'interaction nucléaire et QCD. Deux éléments sont particulièrement étudiés : le rôle des forces à trois corps qui a été souligné par plusieurs travaux théoriques consacrés à l'évolution des propriétés nucléaires dans cette région de la carte des noyaux [12, 13, 14], et les effets du couplage aux états du continuum situés au-dessus du niveau de Fermi [15, 16, 17, 18, 19], auxquels les noyaux riches en neutrons

situés à la *drip-line* (très faiblement liés) sont particulièrement sensibles.

## 1.2 Modèles théoriques de structure nucléaire

Le problème nucléaire ne peut pas être simplifié en utilisant des méthodes statistiques ou perturbatives à cause du faible nombre de nucléons impliqués et de l'intensité de leurs interactions. Les travaux théoriques ont donc été fondés sur des modèles. Chaque approche considère des degrés de liberté qui sont adaptés à la reproduction de certaines observables, la simplification du problème à  $A$  corps nécessaire à sa résolution y intervient plus ou moins rapidement. Par exemple, les modèles macroscopiques considèrent les degrés de liberté globaux et sont par conséquent dédiés à la description de propriétés macroscopiques (énergie de liaison, rayon, déformation). Les modèles à une particule considèrent que les nucléons évoluent de façon indépendante au sein du noyau, dans des états quantiques (ou orbitales) définis par le potentiel moyen généré par l'ensemble des nucléons. Ils permettent de décrire les effets de couches observés dans les noyaux, et leur spectroscopie (énergie d'excitation, spin et parité des états excités). Les approches microscopiques considèrent l'ensemble des  $A$  nucléons en interaction, et permettent de relier de façon plus directe l'évolution des propriétés des noyaux aux caractéristiques de l'interaction entre les nucléons. Elles intègrent *a priori* toute la complexité des systèmes nucléaires. Les progrès réalisés dans les méthodes de résolution du problème à  $A$  corps, l'augmentation des capacités de calculs des ordinateurs, et leur aspect plus fondamental expliquent l'intérêt porté aux approches microscopiques.

Dans cette section, les principales caractéristiques de deux approches très utilisées pour décrire la structure des noyaux vont être présentées :

- les approches microscopiques qui permettent par comparaison avec les observables expérimentales de sonder les propriétés de l'interaction effective entre les nucléons dans le noyau,
- le modèle en couches qui permet à la fois de réaliser une première interprétation des observables expérimentales (il est donc privilégié par les expérimentateurs), et de faire de premières hypothèses sur les mécanismes fondamentaux de l'interaction nucléaire.

### 1.2.1 Approches microscopiques

Dans une approche microscopique, la description théorique des noyaux repose sur la prise en compte de l'ensemble des nucléons présents. L'objectif est de relier le plus directement possible le calcul des observables à l'interaction entre les nucléons, pour déduire par comparaison aux résultats des expériences les propriétés de cette interaction. Le hamiltonien nucléaire microscopique s'écrit

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^N V^{\text{NN}}(i, j) + \frac{1}{6} \sum_{i \neq j \neq k}^N V^{\text{NNN}}(i, j, k) + \dots \quad , \quad (1.1)$$

où le premier terme représente la somme de l'énergie cinétique des  $N$  nucléons. Les termes suivants contiennent l'interaction à deux corps  $V^{\text{NN}}(i, j)$ , à trois corps  $V^{\text{NNN}}(i, j, k)$ , ... et à  $N$  corps entre les  $N$  nucléons. L'objectif est de résoudre l'équation de Schrödinger stationnaire pour obtenir les états propres à  $N$  corps  $|\psi_i^N\rangle$  et les énergies propres  $E_i^N$  du hamiltonien à  $N$  corps

$$H|\psi_i^N\rangle = E_i^N|\psi_i^N\rangle \quad . \quad (1.2)$$

L'indice  $i$  représente les variables qui décrivent les différents degrés de liberté des nucléons. Les difficultés qui compliquent la résolution de ce problème ont déjà été évoquées. En plus de la résolution du problème à  $A$  corps c'est la méconnaissance de l'interaction entre les nucléons qui complique la situation. Il faut alors la modéliser et ajuster ses paramètres sur des données expérimentales pour obtenir une forme analytique utilisable dans des calculs. Les propriétés de symétrie de l'interaction forte apportent des contraintes sur le contenu des termes de l'interaction entre les nucléons. Une interaction nucléon-nucléon (NN) doit respecter sept symétries (dont une est approchée)

- l'invariance par **échange** des deux nucléons  $V^{\text{NN}}(i, j) = V^{\text{NN}}(j, i)$ ,
- l'invariance par **translation** et **rotation**, autrement dit l'interaction entre deux nucléons ne dépend que de leur position relative et chaque terme ne doit dépendre que de scalaires,
- l'invariance par **transformation de Galilée**, l'interaction ne dépend que de l'impulsion relative entre les deux nucléons,
- l'invariance par **parité** et par **renversement du temps**,
- une hypothèse d'**indépendance de charge**.

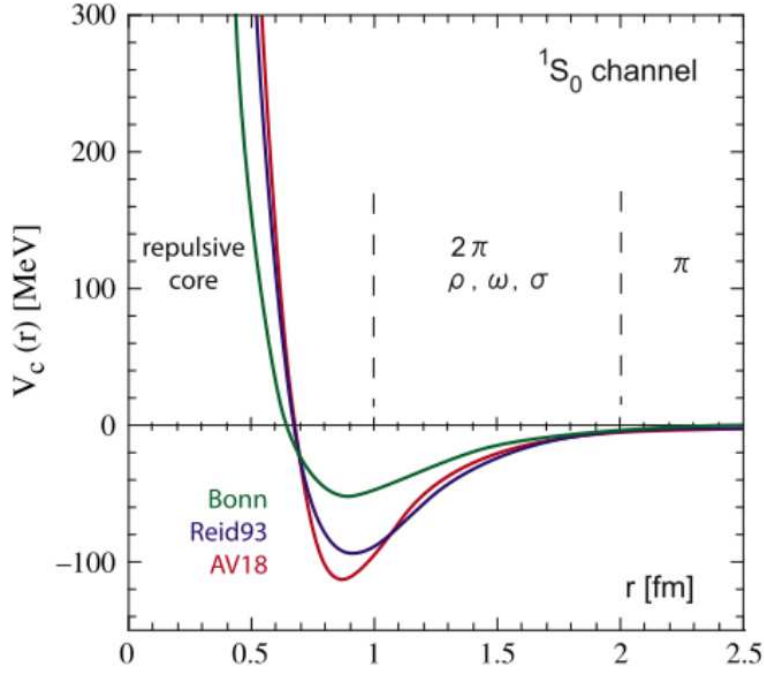
La modélisation des noyaux à partir d'une interaction NN est actuellement divisée en deux grandes tendances.

### Interactions réalistes et méthodes *ab-initio*

Les interactions NN réalistes (ou nues) fournissent une forme analytique de l'interaction entre deux nucléons libres. Ces formes sont parfois déterminées à partir de modèles d'échange de boson qui interprète les caractéristiques de l'interaction NN par l'échange de boson plus ou moins lourd entre les deux nucléons (voir figure 1.2). Les paramètres libres des interactions réalistes sont ajustés sur les données expérimentales de diffusion nucléon-nucléon (déphasages) et les propriétés du deuton (énergie de liaison, spin et parité). Plusieurs versions ont été développées dès les années 1960 (Paris, Bonn, Reid), elles ont depuis été améliorées (ArgonneV18, Reid93, Nijmegen, CD-Bonn), et constituent maintenant des potentiels de haute précision tant leur accord avec les données expérimentales nucléon-nucléon est excellent ( $\chi^2/(\text{nombre de degrés de liberté}) \simeq 1$ ).

Cependant, lorsque ces interactions sont utilisées pour calculer la structure des systèmes à plus de deux nucléons, elles ne permettent pas de reproduire les données expérimentales. Les calculs de l'énergie de liaison des noyaux  $^3\text{H}$  et  $^4\text{He}$  sont dispersés le long de la ligne  $T_{\text{jon}}$  visible sur la figure 1.3. Cette dispersion des valeurs calculées et leur désaccord avec

la valeur expérimentale illustrent d'une part le fait que les calculs sont modèles dépendants donc difficilement comparables, et d'autre part que les interactions NN réalistes considérées ne contiennent pas tous les éléments permettant de reproduire les propriétés des noyaux. L'ajout de forces à 3 corps (3N) *ad-hoc* permet de se rapprocher du point expérimental et souligne donc la nécessité de leur prise en compte dans la description de la structure des noyaux. Ces forces 3N permettent d'inclure des effets liés à la structure interne des nucléons.

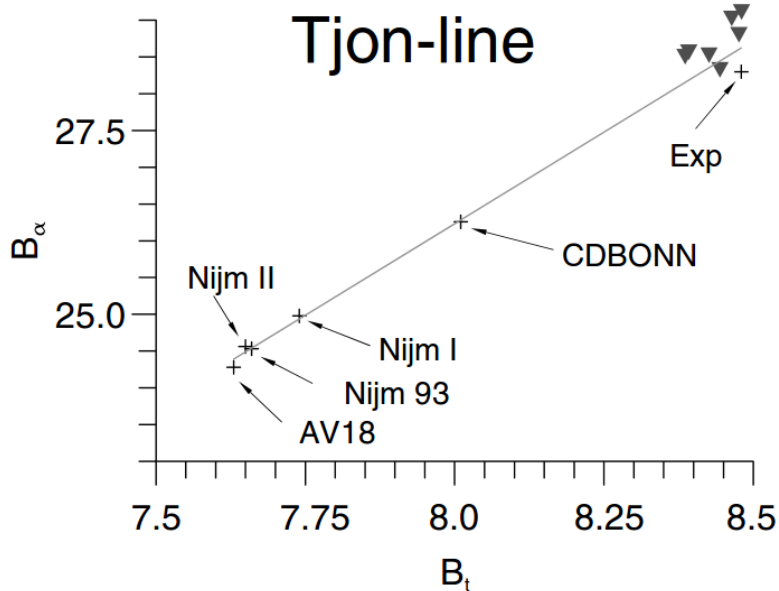


**Figure 1.2** – Dépendance radiale des potentiels de Bonn (vert), Reid93 (bleu) et ArgonneV18 (rouge) dans le canal  $^1S_0$ , illustrant le principe des modèles d'échange de boson. Figure extraite de la référence [20].

Dans la vision actuelle du problème nucléaire, l'existence d'une interaction NN et 3N unique est rejetée. L'objectif des travaux les plus récents est d'établir une méthode systématique qui permet de trouver la force 3N adaptée à chaque interaction NN de façon cohérente, et de renforcer le lien entre la structure nucléaire de basse énergie et QCD. La piste la plus prometteuse a été ouverte dans les années 2000 par des travaux sur la théorie effective du champ chirale ( $\chi$ -EFT) [21, 22]. Cette théorie décompose l'interaction entre les nucléons à partir d'un lagrangien et d'un rapport de paramètres d'échelle. La contribution des termes NN, 3N,... dépend de l'ordre considéré. Les paramètres sont ensuite ajustés sur les données expérimentales. Au premier ordre qui permet d'inclure les forces 3N, douze constantes de basse énergie (LEC) doivent être fixées.

Pour pouvoir être utilisées dans les calculs, les interactions réalistes doivent être régularisées. L'existence d'un cœur dur, c'est-à-dire d'une répulsion très forte à mesure que l'on s'approche du centre du noyau empêche leur utilisation directe. Cette régularisation peut être vue comme la prise en compte des effets du milieu nucléaire qui modifie l'interaction

entre deux nucléons libres, elle est réalisée avec deux méthodes : la matrice G de Brueckner [23], et plus récemment le groupe de renormalisation. Cette dernière méthode permet d’obtenir des interactions réalistes  $V_{\text{low-k}}$  qui concentrent les éléments les plus importants pour les calculs en structure nucléaire de basse énergie.



**Figure 1.3** – Ligne Tjon formée par les calculs de l’énergie de liaison d’un noyau  $\alpha$  ( $B_\alpha$ ) et  ${}^3\text{H}$  ( $B_t$ ) basés sur les interactions NN réalistes. Les triangles correspondent à des calculs incluant des forces à 3 corps effectives. Figure issue de la référence [24].

Les approches *ab-initio* tentent de déterminer exactement (ou presque) les fonctions d’ondes du système nucléaire, c’est-à-dire de résoudre exactement l’équation de Schrödinger. Elles utilisent les interactions réalistes décrites dans le paragraphe précédent, et intègrent a priori toutes les corrélations. Les méthodes développées se limitent aujourd’hui aux noyaux légers ( $A \leq 12$ ) et à certains noyaux plus lourds à (sous-)couche fermée. La méthode Fadeev(-Yakubowski) permet la résolution directe de l’équation de Schrödinger stationnaire dans l’espace des configurations pour les systèmes les plus légers ( $A = 3, 4$ ) [25, 26, 27]. Les calculs de fonction de Green par Monte-Carlo (GFMC) résolvent virtuellement les systèmes nucléaires ( $A \leq 12$ ) [28, 29, 30]. D’autres méthodes font intervenir une troncature de la base et des corrélations dans la résolution : le modèle en couches sans cœur (NCSM) [31, 32, 33] et la méthode *Coupled-Cluster* (CC) [34, 35, 36]. Elles permettent de résoudre des systèmes plus lourds ( $A = 4, 16, 40, 48$ ).

Les méthodes *ab-initio* ne cessent de progresser. Les derniers résultats obtenus, notamment sur l’énergie de liaison des noyaux riches en neutron, sont extrêmement encourageants [14, 37, 38]. Ils permettent de déduire directement des informations sur les propriétés de l’interaction entre les nucléons au sein des noyaux. Des approches plus effectives restent pour l’instant indispensables pour décrire la structure des noyaux plus lourds et/ou à couche ouverte qui représentent la grande majorité des systèmes nucléaires.

### Interactions effectives et champ moyen

Les interactions effectives sont des interactions NN phénoménologiques qui sont ajustées de façon à reproduire les propriétés de la matière nucléaire infinie (énergie de liaison et densité du point de saturation, module d'incompressibilité), et les caractéristiques de certains noyaux stables doublement magiques (énergie de liaison et rayon). Leurs formes analytiques sont postulées à partir des considérations de symétries évoquées précédemment. Les paramètres libres de chacun des termes sont ensuite fixés en intégrant l'interaction dans un calcul de champ moyen de type Hartree-Fock (HF) [23], dont les résultats sont comparés aux données expérimentales. La valeur des paramètres est modifiée de façon itérative jusqu'à reproduire le plus fidèlement possible les données.

Les interactions effectives de type Skyrme [39, 40] et Gogny [41] sont développées depuis les années 1970. Elles sont particulièrement employées car elles ont permis de reproduire de façon très satisfaisante un grand nombre d'observations expérimentales [42]. Les termes de ces deux interactions sont très proches, la principale différence réside dans la portée considérée. Tous les termes des forces de type Skyrme ont une portée nulle  $\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ , tandis que certains termes des interactions de type Gogny ont une portée finie définie par une gaussienne  $\exp(-(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2/\mu^2)$  (où  $\vec{r}_i$  représente la position d'un des deux nucléons). Dans les deux cas, l'interaction est composée d'un terme central indépendant de la densité, d'un terme spin-orbite et d'un terme central dépendant de la densité. Ce dernier permet de prendre en compte de manière effective des effets de milieu tels que les forces 3N [43]. Des travaux récents sur les fonctionnelles d'énergie dépendantes de la densité (EDF) ont montré que lorsqu'il ne vient pas explicitement d'une interaction effective ce terme peut générer des irrégularités non-physiques dans les calculs [44, 45]. L'utilisation de pseudo-potentiel devrait permettre de prendre en compte les effets du milieu nucléaire tout en éliminant ces problèmes. Dans le cadre de l'évolution de la structure en couches des noyaux riches en neutrons, l'inclusion d'un terme tenseur a récemment été discutée pour améliorer la reproduction des données expérimentales [46, 47, 48].

L'approche du champ moyen est basée sur la courte portée de l'interaction entre deux nucléons et la saturation de la densité nucléaire. Ces deux observations correspondent à une évolution relativement indépendante des nucléons dans un potentiel quasi-constant généré par l'ensemble des nucléons. Cette approche consiste donc à considérer que les nucléons évoluent de façon indépendante dans un potentiel à 1-corps généré par l'ensemble des nucléons présents dans le noyau. Le déficit d'interaction des nucléons situés à la surface définit la dépendance radiale du potentiel moyen. Dans cette approche, le hamiltonien nucléaire s'écrit

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m} + V_i + \left[ \left( \frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^N V^{NN}(i, j) + \frac{1}{6} \sum_{i \neq j \neq k}^N V^{NNN}(i, j, k) + \dots \right) - \sum_{i=1}^N V_i \right], \quad (1.3)$$

où  $V_i$  est le champ moyen à 1-corps ressenti par le nucléon  $i$ . La partie entre crochets de l'équation représente l'interaction résiduelle entre les nucléons. L'approximation du champ moyen consiste à la négliger dans le calcul de l'état fondamental du noyau. Le

problème nucléaire à  $A$  corps est ainsi transformé en  $A$  problèmes à 1 corps semblables à celui l'atome d'hydrogène. Si un potentiel empirique de type Woods-Saxon peut être utilisé (modèle en couches), les équations Hartree-Fock permettent d'obtenir de façon plus fondamentale le meilleur champ moyen possible pour une interaction effective donnée à partir d'une méthode variationnelle [23]. Dans le cadre de la résolution du problème à  $N$  corps ce type d'approche consiste à mettre le plus de corrélations possible dans l'interaction effective et à utiliser des fonctions d'ondes d'essai relativement simples. L'objectif n'est pas de calculer les fonctions d'ondes mais d'obtenir la valeur moyenne des observables (énergie de liaison, rayon, énergie des états individuels, etc...). La méthode Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) permet de généraliser la méthode HF en prenant en compte des corrélations d'appariement [23]. Durant le calcul variationnel, les contraintes de symétries normalement imposées aux systèmes nucléaires dans leur état fondamental (sphérique, conservation du nombre de particules, etc...) peuvent être relâchées. Cette brisure de symétrie permet d'aller au-delà du champ moyen en incluant de façon artificielle de nouvelles corrélations dans le calcul. Les symétries doivent ensuite être restaurées avec des méthodes de projection pour que les états issus du calcul aient de bons nombres quantiques, très peu de calculs réalisent cette restauration [49].

L'interaction résiduelle négligée dans le calcul HF de l'état fondamental et des états de particules individuelles doit être prise en compte pour calculer les caractéristiques des états excités. Elle va mélanger les configurations particule-trou construites à partir du calcul HF qui donnent la même valeur de spin-parité ( $J^\pi$ ). La méthode d'approximation des phases aléatoires (RPA) [23] et son extension qui ajoute les corrélations d'appariement (QRPA) [23] permettent de réaliser ce type de calcul.

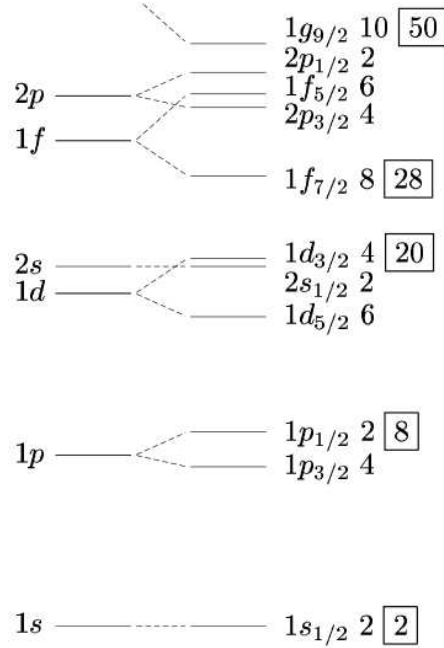
Les approches microscopiques qui ont été décrites dans cette section constituent le moyen le plus fondamental de relier les observations expérimentales aux propriétés de l'interaction entre les nucléons au sein des noyaux. Cependant, les expériences sont très souvent interprétées avec des approches telles que le modèle en couches. Elles permettent de discuter des premières hypothèses sur les mécanismes responsables de l'évolution de la structure des noyaux vers la *drip-line*, souvent à moindre coût en terme de temps de calcul.

### 1.2.2 Modèle en couches

Le modèle en couches est une approche de particules indépendantes. Les nucléons occupent les états propres, ou orbitales, du potentiel moyen généré par l'ensemble des nucléons. Les caractéristiques du potentiel fixent l'énergie des orbitales et donc leur espacement en énergie. Certaines orbitales se regroupent en couches séparées par un large *gap* en énergie (typiquement plusieurs MeV). L'utilisation d'un potentiel d'oscillateur harmonique enrichi d'un terme spin-orbite a permis à Goepfert-Mayer et Jensen d'interpréter et de reproduire la séquence des nombres magiques des noyaux stables [50, 51] (voir figure 1.4). Les orbitales correspondent à un état  $nl_j$  où  $n$  est le nombre de nœuds de la fonction d'onde radiale,  $l$  le moment angulaire du nucléon et  $j$  son moment angulaire



total. Dans l'état fondamental les nucléons sont disposés successivement de l'orbitale la plus liée à l'orbitale la moins liée.



**Figure 1.4** – Structure en couches des noyaux stables jusqu'à N ou Z = 50, obtenue par Goeppert-Mayer et Jensen [50, 51].

Le modèle en couches permet de calculer les caractéristiques des états excités des noyaux à partir d'une interaction NN résiduelle. Les couches fermées forment le cœur du noyau (en général considéré inerte dans les calculs) et les nucléons qui évoluent dans les orbitales supérieures sont les nucléons de valence. Le nombre d'orbitales accessibles aux nucléons de valence définit l'espace de valence. Les états excités correspondent à la transition d'un ou plusieurs de ces nucléons vers les orbitales accessibles. Dans le formalisme de la seconde quantification le hamiltonien du modèle en couches s'écrit

$$H = \sum_i \epsilon_i n_i + \sum_{i,j,k,l} v_{i,j,k,l} a_i^\dagger a_j^\dagger a_l a_k \quad , \quad (1.4)$$

où  $\epsilon_i$  correspond à l'énergie des orbitales de l'espace de valence définie par le champ moyen, et  $v_{i,j,k,l}$  à l'élément de matrice à deux corps (TBME) de l'interaction NN résiduelle entre les orbitales  $i, j, k, l$ . Les TBME sont les ingrédients de structure du calcul, ils déterminent pour chaque état excité la contribution des différentes configurations de nucléons dans l'espace de valence et l'énergie d'excitation. Comme l'interaction NN n'est pas connue exactement, ces TBME sont fixés à partir d'une modélisation puis modifiés empiriquement de façon à reproduire les données expérimentales connues dans une région localisée de la carte des noyaux. L'interaction USDB est très utilisée pour l'étude des noyaux riches en neutrons proches de la *drip-line* [52]. Son espace de valence correspond à la couche *sd* qui contient les orbitales 1d<sub>5/2</sub>, 2s<sub>1/2</sub> et 1d<sub>3/2</sub> ( $14 \leq N \leq 20$ , voir figure 1.4). Les calculs effectués avec cette interaction pour le noyau <sup>24</sup>O sont mentionnés dans la section 1.4.

Récemment, des calculs utilisant directement des interactions réalistes de type  $V_{\text{low-k}}$  ont démontré l'importance de l'utilisation d'un espace de valence étendu à la couche  $fp$  [13]. Les effets des états situés au-dessus du niveau de Fermi sont également significatifs pour les noyaux faiblement liés situés au voisinage de la *drip-line*.

Ce type de calculs est très prédictif dans une région limitée de la carte des noyaux [53], leur comparaison avec de nouvelles données expérimentales représente une première approche dans l'étude de l'évolution des propriétés nucléaires. Dernièrement, l'effet d'une modification du terme spin-orbite [54], et le rôle des termes spin-isospin [55] et tenseur [56, 57] ont été discutés à partir de calculs effectués dans le cadre du modèle en couches.

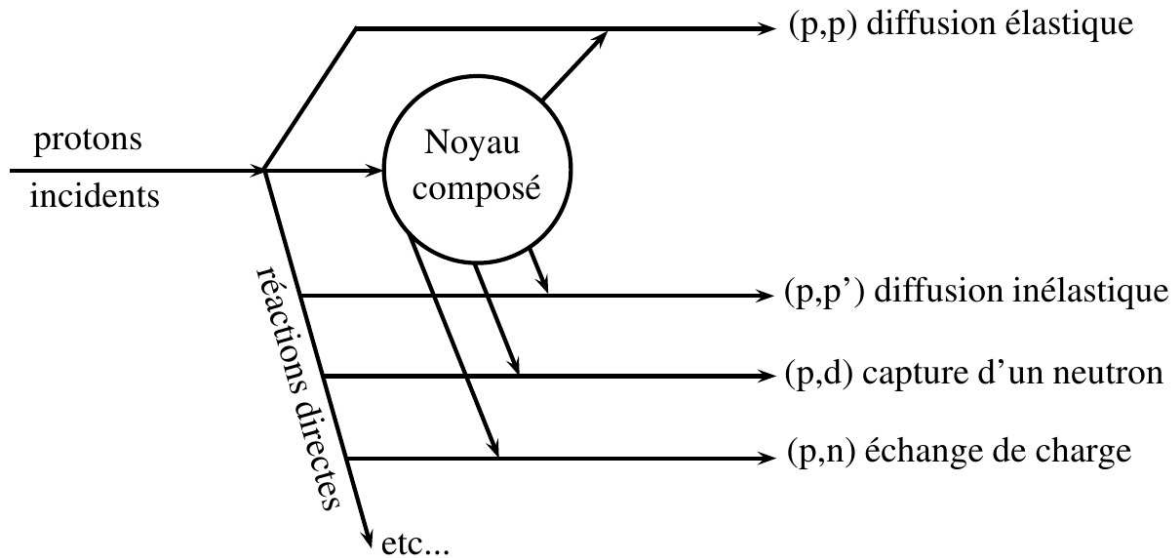
## 1.3 Sondes expérimentales

Les observables permettant de caractériser l'état d'un système nucléaire et d'identifier les phénomènes qui ont été évoqués précédemment peuvent être mesurées grâce au développement de méthodes expérimentales complémentaires. Plusieurs expériences sont nécessaires pour obtenir le lot complet d'observables d'un noyau. Sa masse (i.e. son énergie de liaison) et lorsque c'est un émetteur  $\beta$  son temps de demi-vie sont en général les premières observables accessibles expérimentalement. Pour aller plus loin dans l'étude d'un noyau il faut interagir avec lui, le perturber, et reconstituer ensuite la façon dont il a réagi à cette perturbation. Les réactions nucléaires constituent un excellent moyen de placer les noyaux dans des états extrêmes d'énergie, de spin ou d'isospin. Cette section est consacrée à la définition et à la description des réactions nucléaires directes qui sont utilisées pour sonder la structure de basse énergie des noyaux (rayon, densité, spectroscopie des premiers états excités). Chaque réaction directe (transfert d'un ou deux nucléon(s), diffusions élastique et inélastiques, etc...) permet d'étudier un certain type de propriétés nucléaires. Les réactions directes de diffusions élastique et inélastiques de protons vont être présentées dans le cadre de l'étude des noyaux riches en neutrons.

### 1.3.1 Réactions directes

Les réactions nucléaires sont habituellement divisées en deux catégories : les réactions par noyau composé et les réactions directes [58]. Le temps caractéristique d'une réaction directe est très court (typiquement  $10^{-22}$  s), il correspond au temps nécessaire à la sonde pour traverser le noyau. À l'inverse la formation et la désexcitation du noyau composé est beaucoup plus lente ( $\simeq 10^{-16}$  s). Dans une vision simplifiée, les réactions directes sont supposées être localisées à la surface du noyau, n'induisant qu'une faible perturbation. En revanche, dans le cas des réactions par noyau composé, l'ensemble des nucléons présents sont perturbés. La différence entre ces deux types de réaction apparaît relativement nette, la frontière qui les sépare est pourtant difficile à fixer. Leurs contributions ne peuvent pas être strictement séparées expérimentalement. Une diffusion inélastique peut par exemple aussi bien être issue d'une seule ou d'un grand nombre d'interaction(s) entre la sonde et le noyau (voir figure 1.5). Les réactions directes ne représentent qu'une très faible part de la section efficace. La sélectivité de ces réactions, c'est-à-dire le fait qu'elles ne peuvent

que certains états des noyaux, constitue leur grand intérêt. La probabilité de population de ces états à partir des réactions par noyau composé peut être largement réduite en utilisant une énergie incidente d'au moins quelques dizaines de MeV par nucléon [59].



**Figure 1.5** – Schéma de différentes voies de sortie qui peuvent être obtenues via des réactions directes et des réactions par noyau composé à partir d'un proton incident. Figure adaptée à partir de la référence [59].

Les réactions par noyau composé emportent la majeure partie de la section efficace de réaction. Lors de ce type de collision un noyau composé est formé par le projectile et la cible. L'énergie apportée par la sonde se distribue de façon aléatoire sur tous les nucléons. La complexité de cet état intermédiaire coupe tout lien direct entre l'état initial et l'état final. La formation et la désexcitation du noyau composé sont des processus indépendants. Il va se désexciter en fonction de l'énergie disponible, de son moment angulaire et de sa parité. Ce type de réaction mobilise l'ensemble des nucléons et correspond à une perturbation importante du noyau sondé, il peuple donc majoritairement des états excités de haut spin ayant une grande énergie d'excitation.

Les réactions directes correspondent à une faible perturbation du noyau sondé n'impliquant que quelques nucléons, ou plus généralement à un nombre restreint de degrés de liberté. Elles constituent les processus les plus simples pouvant se produire lors d'une collision. Chaque étape du passage de l'état initial à l'état final est prise en compte dans la description de la réaction. La section efficace des réactions directes est liée aux propriétés de la sonde et du noyau sondé ( $J^\pi$ , densité de matière  $\rho(r)$ , etc...). L'étude de ce type de réaction permet donc de déduire des informations sur la structure des noyaux en comparant les sections efficaces mesurées et calculées. Ces réactions peuplent préférentiellement les états excités de basse énergie pour lesquels les calculs des modèles de structure nucléaire sont les plus fiables. La sélectivité de l'état final pour un état initial et un processus donnés fait des réactions directes un outil très puissant pour sonder la structure des noyaux. Elles ont été énormément employées sur les noyaux stables. La

possibilité de produire des faisceaux d'ions radioactifs permet de réaliser ce type d'étude sur les noyaux instables. Avec les méthodes classiques les noyaux sondés constituaient la cible, ils sont maintenant dans le faisceau. La sonde est à l'inverse passée du faisceau à la cible. L'expérience est réalisée en cinématique inverse. Cela n'a évidemment aucun impact sur la physique de la réaction, mais les moyens expérimentaux ont dû être adaptés (voir 2.2). Les particularités des réactions directes de diffusions élastique et inélastiques vont être présentées.

### 1.3.2 Diffusion élastique

La diffusion élastique d'une particule sur un noyau est sensible à sa distribution spatiale. La diffusion élastique de particules  $\alpha$  sur une feuille très mince d'or a permis à Mardsen, Geiger et Rutherford d'obtenir l'ordre de grandeur du rayon des noyaux d'or ( $\simeq 5$  fm) [60, 61]. L'utilisation d'électrons à une énergie supérieure à la barrière coulombienne a permis de mesurer par interaction coulombienne la distribution de charge dans de très nombreux noyaux stables. La distribution des protons peut être déduite de cette mesure très proprement car le potentiel entre l'électron et le noyau est connu exactement. Une forme de densité très utilisée pour reproduire les résultats expérimentaux est la densité de Fermi

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad , \quad (1.5)$$

où  $R$  est le rayon du noyau et  $a$  la diffusivité de sa surface. Hors de la zone diffuse la densité du noyau est presque constante et égale à la valeur centrale  $\rho_0$ . L'étude de la structure des noyaux radioactifs très instables par cinématique inverse ne permet pas à ce jour de réaliser des expériences de diffusion d'électrons. La distribution de matière est alors sondée par interaction nucléaire avec des sondes hadroniques à des énergies incidentes qui vont de quelques dizaines à quelques centaines de MeV. À ces gammes d'énergie, le proton est une sonde très intéressante car il peut être considéré comme une particule élémentaire sans structure.

#### Diffusion élastique de protons

La diffusion élastique de protons à une énergie supérieure à la barrière coulombienne permet de sonder par interaction forte les distributions de protons et de neutrons des noyaux dans leur état fondamental. Ces réactions ont été largement utilisées sur les noyaux stables en complément des diffusions élastiques d'électrons. Les protons ne sont pas sensibles de la même manière aux neutrons et aux protons, cette différence leur confère un caractère isovectoriel. Les pions ont la même particularité et sont particulièrement sensibles aux neutrons. Les particules  $\alpha$  sont des sondes isoscalaires car elles interagissent de la même façon avec les neutrons et les protons. Ces différentes sondes apportent des informations complémentaires et permettent de séparer la distribution de neutrons de celle des protons. La probabilité d'interaction des neutrons ( $b_n$ ) et des protons ( $b_p$ ) du noyau en fonction de la sonde utilisée à une énergie incidente donnée est résumée dans le tableau 1.1. Elle est basée sur la modélisation de l'interaction de Bernstein *et al.* qui sépare la contribution

des neutrons de celle des protons [62] (voir 4.3.2). En utilisant des protons de plusieurs centaines de MeV les neutrons du noyau sondé sont plus sensibles à l'interaction que ses protons. Les protons sont donc particulièrement adaptés à l'étude de la distribution des neutrons et à l'évaluation de leur contribution à l'excitation du noyau (voir 1.3.3).

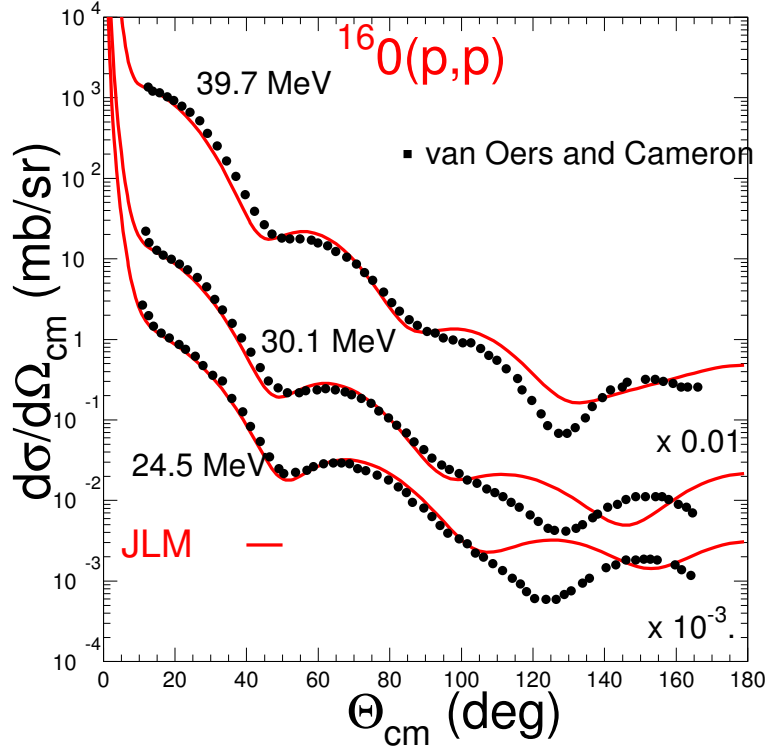
**Tableau 1.1** – Rapport des intensités d'interaction neutron et proton en fonction de l'interaction. Tableau adapté à partir de la référence [62].

Sondes	Énergie (MeV)	$b_n/b_p$
électromagnétiques		0
p	10–50	0.95
p	1000	3
n	10–50	1/3
$\alpha$	$\forall$	1
$\pi^+$	160–200	1/3
$\pi^-$	160–200	3

La diffusion élastique de protons est décrite par le modèle optique. Dans cette approche le proton interagit avec un potentiel complexe généré par l'ensemble des nucléons présents dans le noyau sondé. La collision complexe est donc ramenée à un problème à 2 corps. Le terme optique est justifié par les similarités entre ce modèle et un problème d'optique ondulatoire. Les photons sont remplacés par la fonction d'onde du proton. Cette onde est réfractée par le potentiel du noyau et interfère ensuite avec l'onde incidente, produisant les figures de diffraction qui apparaissent sur la distribution angulaire de la section efficace (voir figure 1.6). La partie complexe du potentiel permet d'incorporer l'effet des voies de réactions qui ne sont pas prises en compte. Par conservation du courant de probabilité elles vont réduire la section efficace élastique [59].

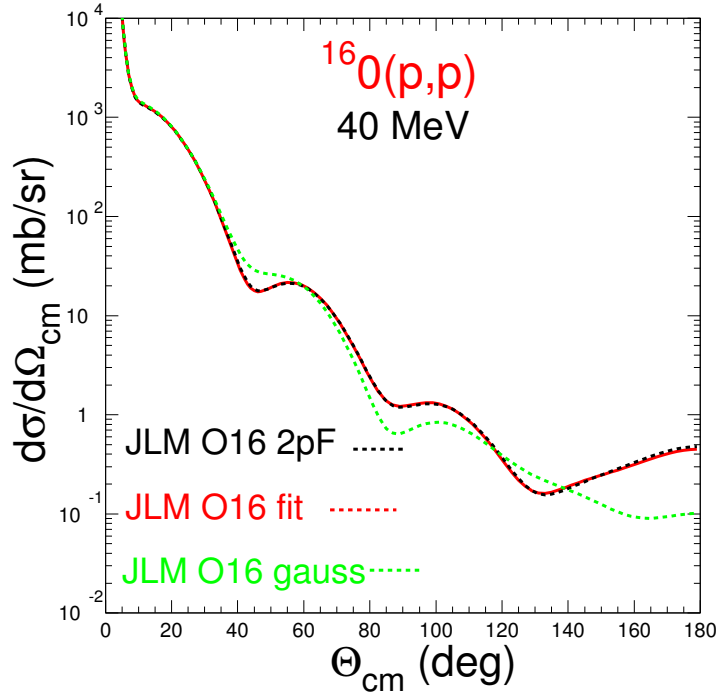
L'extraction d'informations sur la structure du noyau sondé repose sur le potentiel optique employé. Il existe plusieurs potentiels phénoménologiques, tels que Becchetti et Greenlees [63], CH89 [64] ou Koning-Delaroche (KD) dont la validité a récemment été étendue jusqu'à 200 MeV [65]. Leur paramétrisation a été réalisée à partir d'un ensemble de données qui définit leur intervalle de validité. Les différents termes établis sont des fonctions régulières du nombre de masse  $A$  et de la charge  $Z$  de la sonde et du noyau, ainsi que de l'énergie incidente. Ces potentiels permettent d'obtenir rapidement une estimation du potentiel proton-noyau nécessaire au calcul de la section efficace, et de tester les propriétés globales des systèmes nucléaires et leur évolution. Dans une approche plus fondamentale, le potentiel optique est généré en convoluant une interaction NN effective ou un potentiel microscopique comme JLM [66], avec les densités de la sonde et du noyau. Le proton présente l'avantage important de ne pas intervenir dans le calcul du potentiel, la densité du noyau sondé et l'interaction utilisée sont alors les seuls ingrédients du calcul. En faisant l'hypothèse que cette interaction est connue, la comparaison de la section

efficace mesurée avec le calcul microscopique permet de tester directement la pertinence des densités utilisées.



**Figure 1.6** – Section efficace différentielle de la diffusion élastique de proton sur le noyau  $^{16}\text{O}$  à différentes énergies. Calculs basés sur le potentiel microscopique JLM [66]. Figure extraite de la référence [67]

La diffusion élastique de protons est sensible au rayon quadratique moyen ( $r_{\text{qm}}$ ) et à la forme des densités utilisées. La figure 1.7 présente les calculs de la section efficace différentielle de la réaction  $^{16}\text{O}(p,p)$  à 40 MeV/n réalisés avec le potentiel microscopique JLM et trois formes de densité différentes ayant le même  $r_{\text{qm}}$ . Aux petits angles centre de masse ( $\leq 40^\circ_{\text{cm}}$ ) les trois distributions angulaires calculées sont identiques. Cet intervalle angulaire ne permet donc pas de sonder la forme de la densité. L'utilisation d'une densité de Fermi (voir équation 1.5) permet de reproduire de façon très satisfaisante la courbe issue de l'ajustement fit des données. L'utilisation de deux formes de densité différentes entraîne une modification de la distribution angulaire de section efficace aux angles supérieurs à  $50^\circ_{\text{cm}}$ . À plus haute énergie (quelques centaines de MeV/nucléon), la section efficace aux grands angles centre de masse ( $\geq 40^\circ_{\text{cm}}$ ) est trop faible pour être mesurée. Seul le  $r_{\text{qm}}$  peut être déduit de l'étude des distributions angulaires de section efficace. Un changement de  $r_{\text{qm}}$  entraîne une modification de la section efficace aux petits angles et une translation du premier minimum. Les différentes méthodes employées pour étudier la diffusion élastique de protons seront utilisées et discutées dans le cadre de l'interprétation des sections efficaces obtenues sur les isotopes d'oxygène riches en neutrons dans le dernier chapitre (voir 4.3.2).



**Figure 1.7** – Calculs de la section efficace différentielle de la réaction  $^{16}\text{O}(p,p)$  avec le potentiel JLM et trois formes de densité différentes ayant le même rayon quadratique moyen : densité ajustée sur les données expérimentales (tirets rouges), densité de Fermi à deux paramètres (tirets noirs) et densité gaussienne (tirets verts). Figure extraite de la référence [67].

### 1.3.3 Diffusion inélastique

La diffusion inélastique d'une particule chargée sur un noyau correspond à un transfert d'énergie de la particule vers le noyau, qui se trouve alors dans un état excité. Ces réactions permettent de sonder la structure de l'état excité et de mesurer son énergie d'excitation. Cette excitation peut être provoquée par des processus coulombien et nucléaire. Comme pour la diffusion élastique, l'utilisation de sondes hadroniques et de sondes dédiées à la mesure de la contribution coulombienne permet d'isoler les contributions des protons et des neutrons du noyau à l'excitation.

#### Excitation coulombienne

Lors d'une excitation coulombienne le noyau sondé est excité par collision inélastique avec une sonde chargée. Par définition ce processus ne fait pas intervenir l'interaction forte, la collision n'est gouvernée que par l'interaction coulombienne. Pour s'en assurer deux conditions peuvent être envisagées

- l'énergie incidente est inférieure à la barrière coulombienne qui peut être estimée à partir de l'expression

$$B_C \simeq 1.44 \frac{Z_{\text{sonde}} Z_{\text{noyau}}}{R_{\text{noyau}}}, \quad (1.6)$$

où  $Z_{\text{sonde}}$  est la charge de la sonde,  $Z_{\text{noyau}}$  celle du noyau et  $R_{\text{noyau}}$  son rayon en fermi,

- o l'angle de diffusion est inférieure à l'angle correspondant à la trajectoire d'effleurement ou angle de *grazing*

$$\theta_{\text{grazing}} = \text{asin} \left( \frac{1}{2E_{\text{cm}}/B_C - 1} \right) ,$$

où  $E_{\text{cm}}$  correspond à l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse et  $B_C$  à la barrière coulombienne.

Ces conditions permettent de garantir que la distance minimale entre la sonde et le noyau soit supérieure à la portée de l'interaction nucléaire. La deuxième est employée pour l'étude des noyaux radioactifs dont l'énergie incidente est souvent supérieure à celle de la barrière coulombienne car elle ne peut pas être modulée facilement. Seuls les événements focalisés aux angles avant ( $< \theta_{\text{grazing}}$ ), qui correspondent à un paramètre d'impact supérieur au rayon du noyau sont sélectionnés. Le noyau radioactif est excité lors de son passage dans la cible. Celle-ci est souvent composée de Plomb de façon à augmenter l'intensité de l'interaction coulombienne. Le noyau se désexcite ensuite en émettant des photons  $\gamma$ . La section efficace d'excitation d'un état donné est extraite en comptant le nombre de photons dont l'énergie correspond à la transition entre cet état excité et l'état fondamental. Cette section efficace donne directement accès à la probabilité réduite de transition  $B(E2)$ . Dans le cadre du modèle collectif cette observable permet d'extraire la longueur de déformation de la distribution des protons dans le noyau [58]

$$|\beta_2| = \frac{4\pi}{3ZR_0^2} \sqrt{\frac{B(E2)}{e^2}} , \quad (1.7)$$

où  $R_0 = 1.2 A^{1/3}$ . Les réactions d'excitation coulombienne peuplent les états excités collectifs des noyaux. Elles ne sont sensibles qu'à la distribution des protons, leur contribution à l'excitation du noyau est donc isolée de celle des neutrons et mesurée très proprement. Cette exclusivité représente l'avantage majeur de cette technique. Cependant, elle ne peut pas être utilisée pour les noyaux riches en neutrons proche de la *drip-line* dont les états excités ne sont pas liés. En effet, ces états ne se désexcitent pas en émettant des photons.

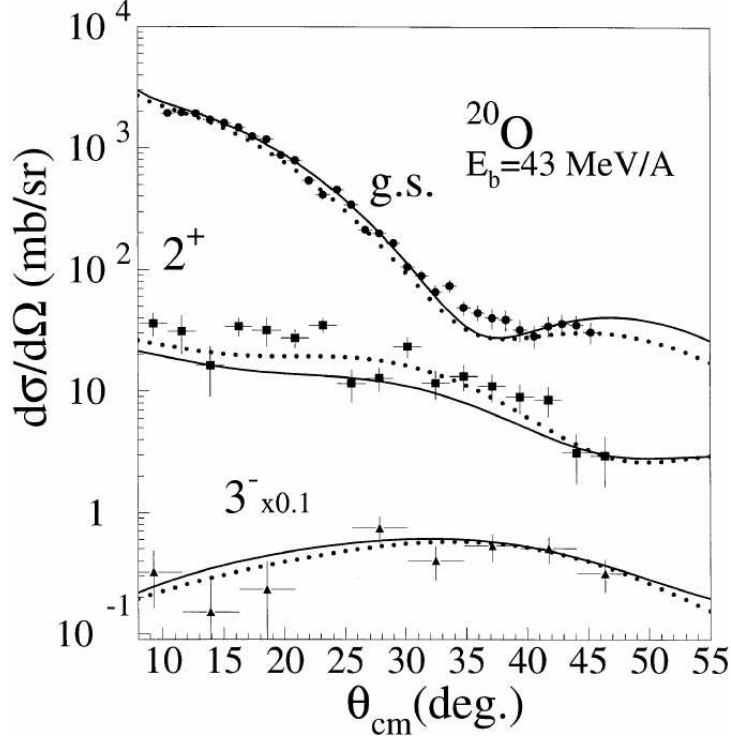
### Diffusion inélastique de protons

La diffusion inélastique de protons correspond à un transfert d'énergie du proton vers le noyau. Les protons sont sensibles aux contributions des neutrons et des protons du noyau à l'excitation. Ils permettent de sonder les densités de transition neutron  $\rho_n^{\text{tr}}(r)$  et proton  $\rho_p^{\text{tr}}(r)$  de l'état excité dans lequel le noyau se trouve après la réaction et de mesurer son énergie d'excitation. L'intégration de ces distributions radiales permet d'obtenir les éléments de matrice transition  $M_n$  et  $M_p$ . Ils représentent la réponse des neutrons et des protons du noyau à une excitation externe qui induit une transition de son état fondamental  $|\psi_0\rangle$  vers un état excité  $|\psi_l\rangle$

$$M_{n,p} = \langle \psi_l | O_l | \psi_0 \rangle = \int \rho_{n,p}^{\text{tr}}(r) r^{l+2} dr . \quad (1.8)$$



Le  $l$  correspondant à la transition peut être déduit de la forme de la distribution angulaire inélastique. Cette méthode est utilisée pour assigner le spin-parité ( $J^\pi$ ) de l'état excité peuplé. Cette méthode est illustrée par la figure 1.8, les distributions angulaires de la section efficace élastique (p,p), et inélastique (p,p') vers deux états excités du noyau  $^{20}\text{O}$  mesurées à 43 MeV/n au GANIL sont comparées à des calculs phénoménologiques [68]. L'excellent accord permet d'assigner le spin-parité  $2^+$  et  $3^-$  à ces deux états excités.



**Figure 1.8** – Distributions angulaires de section efficace de la réaction élastique (cercles noirs) et inélastiques  $^{20}\text{O}(p,p')$  (carrés et triangles noirs) mesurées à 43 MeV/n. Les calculs ont été réalisés avec le potentiel phénoménologique de Becchetti-Greenlees (pointillés) et le potentiel microscopique JLM (traits pleins). L'état fondamental (g.s) et deux états excités ( $2_1^+$  et  $3_1^-$ ) sont ainsi identifiés. Figure extraite de la référence [68].

La probabilité réduite de transition due aux neutrons ou aux protons est donnée par

$$B(\text{EL}\uparrow)_{n,p} = |M_{n,p}|^2 . \quad (1.9)$$

La distribution angulaire de section efficace de transition de l'état fondamental vers un état excité dépend de ses éléments de matrice de transition  $M_n$  et  $M_p$ . Lorsque le noyau a pu être sondé par excitation coulombienne, la valeur de  $M_p$  est connue. La valeur de  $M_n$  peut alors être déduite

- à partir des longueurs de déformation  $\beta_l$  mesurées par excitation coulombienne et par diffusion inélastique de proton. C'est une approche phénoménologique du processus de réaction qui repose sur une hypothèse de proportionnalité des densités de neutrons et de protons.

- à partir de la distribution angulaire inélastique de proton. La densité de transition proton est normalisée à la valeur de  $M_p$  obtenue par excitation coulombienne, la comparaison avec la distribution angulaire permet d'extraire la valeur de  $M_n$  à partir d'une densité de transition neutron. Ce type de démarche faisant intervenir les densités de transition constitue l'analyse microscopique du processus de réaction.

Le rapport des contributions des protons et des neutrons à l'excitation du noyau sont discutées à partir du rapport  $M_n/M_p$ . Si ce rapport est proche du rapport  $N/Z$  c'est un mode d'excitation isoscalaire, les protons et les neutrons contribuent de façon équivalente à l'excitation du noyau. Si ces deux rapports sont différents c'est un mode isovectoriel, les protons et les neutrons ne contribuent pas de la même manière à l'excitation du noyau.

Dans le cadre des noyaux riches en neutrons l'analyse phénoménologique n'est pas bien adaptée à l'extraction des contributions neutrons et protons à l'excitation du noyau. L'hypothèse de proportionnalité des densités neutrons et protons s'effondre du fait de l'excès important de neutrons qui provoquent des phénomènes de peaux de neutrons.

## 1.4 Problématique du noyau $^{24}\text{O}$

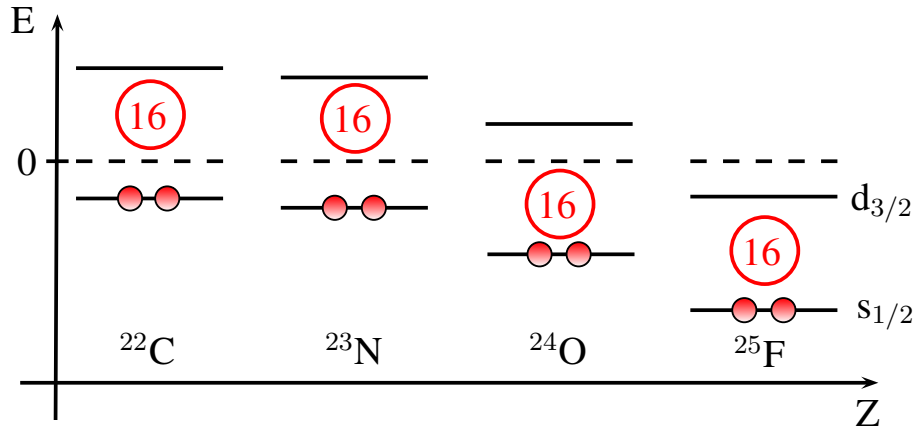
Cette section est consacrée à la revue des travaux expérimentaux et théoriques menées dans la région localisée autour du noyau exotique  $^{24}\text{O}$ . Il fait partie des rares noyaux liés instables qui présentent les caractéristiques d'un noyau doublement magique ( $Z = 8$ ,  $N = 16$ ). Il est également le noyau riche en neutrons situé à la *drip-line* le plus lourd connu expérimentalement. Les études qui ont mis en évidence l'évolution des propriétés nucléaires au voisinage du noyau  $^{24}\text{O}$  vont être présentées, et les connaissances expérimentales accumulées sur ce noyau vont être détaillées. Le noyau  $^{24}\text{O}$  est directement relié aux derniers travaux théoriques qui visent à inclure les effets des forces  $3N$  et du couplage aux états du continuum.

### 1.4.1 Position de la *drip-line* neutron

La position de la *drip-line* est connue jusqu'à l'oxygène dont le dernier isotope lié est le noyau  $^{24}\text{O}$ . Deux expériences ont permis de constater que le noyau  $^{28}\text{O}$  n'est pas lié [6, 7], contrairement aux prédictions du modèle en couches standard. Les derniers isotopes liés de carbone et d'azote contiennent également 16 neutrons, tandis que le dernier isotope de fluor observé à ce jour en contient 22 [7]. Cette discontinuité de la position de la *drip-line* neutron est visible sur la figure 1.1. Dans une représentation standard de modèle en couches cela signifie que l'orbitale  $\nu d_{3/2}$  a une énergie positive pour les noyaux  $^{22}\text{C}$ ,  $^{23}\text{N}$  et  $^{24}\text{O}$ . En supposant que l'écart en énergie entre les orbitales  $\nu s_{1/2}$  et  $\nu d_{3/2}$  reste constant lorsque des protons sont ajoutés, cette discontinuité peut être reliée à l'existence d'un *gap* en énergie important entre ces deux orbitales (voir figure 1.9).

Il faut en effet ajouter 3 protons au noyau  $^{22}\text{C}$  pour lier l'orbitale  $d_{3/2}$  et repousser la *drip-line* au-delà de 16 neutrons. Cette interprétation ne constitue évidemment pas la preuve

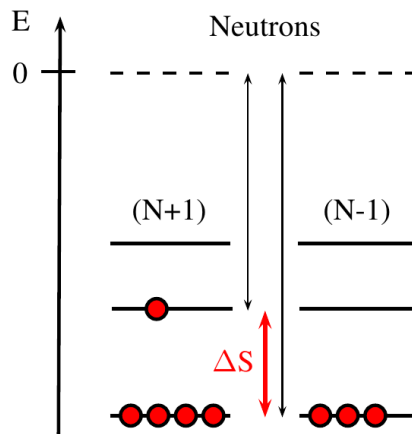
de l'existence d'une fermeture de sous-couche  $N = 16$  à la drip-line neutron. Cependant, l'existence de cette discontinuité dans la position de la *drip-line* souligne l'effet important de l'interaction proton-neutron dans cette région. Le dernier isotope lié de fluor connu,  $^{31}\text{F}$ , montre que l'ajout d'un proton au  $^{24}\text{O}$  permet de lier 6 neutrons supplémentaires. Le noyau  $^{24}\text{O}$  semble donc se trouver à la frontière d'un changement de la structure des noyaux.



**Figure 1.9** – Interprétation de la discontinuité de la *drip-line* neutron dans une représentation standard du modèle en couches. Les orbitales neutron sont représentées pour les isotones  $N=16$  de carbone, azote, oxygène et fluor.

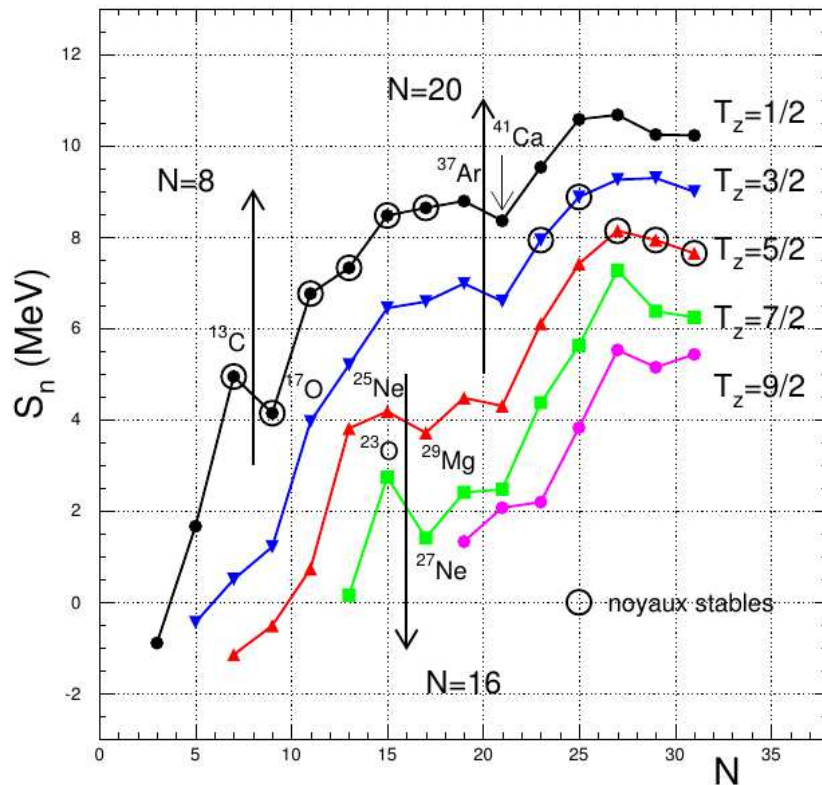
### 1.4.2 Énergie de séparation d'un neutron

La systématique d'énergie de séparation d'un et deux neutrons permet d'obtenir une preuve directe de l'existence d'une fermeture de (sous-)couche. Elle est indiquée par l'observation d'un changement de pente dans la systématique en fonction du nombre de nucléons [69]. Dans l'hypothèse où l'ajout d'un nucléon ne modifie pas la structure du noyau et dans une vision simplifiée du modèle en couches, l'écart entre l'énergie de séparation des systèmes  $(N+1)$  et  $(N-1)$ ,  $\Delta S$ , est lié au *gap* en énergie (voir figure 1.10).



**Figure 1.10** – Illustration du lien entre  $S_n$  et fermeture de (sous-)couche.

Une étude menée par Ozawa *et al.* [70], a permis de confirmer l'existence d'une évolution importante de la structure en couches dans la région des noyaux riches en neutrons. Les systématiques d'énergie de séparation d'un neutron en fonction du nombre de neutrons ont été étudiées pour une projection d'isospin  $T_z = (N - Z)/2$  fixée. La figure 1.11 présente les observables considérées, certaines masses ne sont pas connues expérimentalement et sont donc basées sur une évaluation [71].



**Figure 1.11** – Systématique d'énergie de séparation d'un neutron  $S_n$  en fonction du nombre de neutrons. Chaque ligne correspond à une projection d'isospin  $T_z = (N - Z)/2$ . Les flèches indiquent la position d'un grand gap en énergie. Les noyaux stables sont entourés par un cercle noir. Figure extraite de la référence [72]

Le caractère attractif de l'interaction proton-neutron est reflété par deux comportements

- pour  $N$  fixé, plus  $T_z$  est grande, plus  $S_n$  est petite,
- pour  $T_z$  fixée, plus  $N$  est grand, plus  $S_n$  est grande.

La systématique  $S_n$  à  $T_z = 1/2$  correspond à des noyaux proches de la vallée de stabilité. Les deux changements de pente observés sont liés aux fermetures de couche  $N = 8$  et  $20$  bien établies pour les noyaux de la vallée de stabilité. La première est positionnée entre les noyaux  $^{13}\text{C}$  et  $^{17}\text{O}$  qui encadrent le noyau doublement magique  $^{16}\text{O}$ , la seconde entre les noyaux  $^{34}\text{Ar}$  et  $^{41}\text{Ca}$  encadrant le noyau doublement magique  $^{40}\text{Ca}$ . Le même type de changement de pente se produit sur la systématique  $T_z = 5/2$  entre les noyaux  $^{25}\text{Ne}$  et  $^{29}\text{Mg}$ , ainsi que sur la systématique  $T_z = 7/2$  entre les noyaux  $^{23}\text{O}$  et  $^{27}\text{Ne}$ . Ces changements de pente signent une sur-stabilité des noyaux  $^{26}\text{Ne}$  et  $^{24}\text{O}$  par rapport à

leurs voisins de la carte de noyaux. Ces observations indiquent l'existence d'une fermeture de sous-couche  $N = 16$  pour les noyaux riches en neutrons avec  $T_z \geq 5/2$ . À l'inverse, le changement de pente correspondant au nombre magique  $N = 20$  s'atténue pour les noyaux  $T_z = 5/2$  et disparaît pour les noyaux avec  $T_z = 7/2$ .

La disparition du nombre magique  $N = 20$  à la *drip-line* neutron est également indiquée par une expérience d'excitation coulombienne qui a démontré la déformation du noyau  $^{32}\text{Mg}$  [4]. Le spectre du noyau  $^{27}\text{Ne}$  mesuré par réaction de transfert d'un neutron (d,p) sur le noyau  $^{26}\text{Ne}$  au GANIL a permis de mettre en évidence une baisse brutale de l'énergie d'excitation des états intrus de parité négative pour les isotones  $N = 17$  lorsque le nombre de protons diminue [72, 73]. Cette baisse brutale peut être interprétée comme une marque de la réduction du *gap* entre les couches *sd* et *fp*. La distribution en moment parallèle de la réaction de capture d'un neutron sur le noyau  $^{24}\text{O}$  a été mesurée à haute énergie à GSI, elle indique également l'existence d'un *gap* important entre les couches neutron  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  [74]. L'apparition d'une fermeture de couche  $N = 16$  pour les noyaux riches en neutrons doit être confirmée par l'étude systématique des premiers états excités des isotopes d'oxygène et en particulier par la spectroscopie du noyau  $^{24}\text{O}$ .

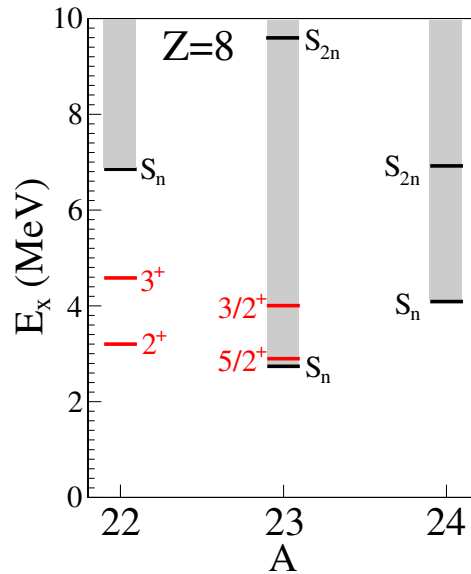
### 1.4.3 Spectroscopie des isotopes d'oxygène

Les isotopes d'oxygène semblent compter deux noyaux doublement magiques,  $^{16}\text{O}$  dans la vallée de stabilité et  $^{24}\text{O}$  à la *drip-line* neutron. Cela illustre l'intérêt de cette chaîne isotopique et en particulier du noyau  $^{24}\text{O}$ . L'étude de la spectroscopie de ce noyau et de ses voisins est l'étape logique qui suit les études de  $S_n$  présentées dans le paragraphe précédent. La figure 1.12 présente les états connus des noyaux  $^{22}\text{O}$ ,  $^{23}\text{O}$  ainsi que l'énergie de séparation d'un ( $S_n$ ) et deux ( $S_{2n}$ ) neutron(s).

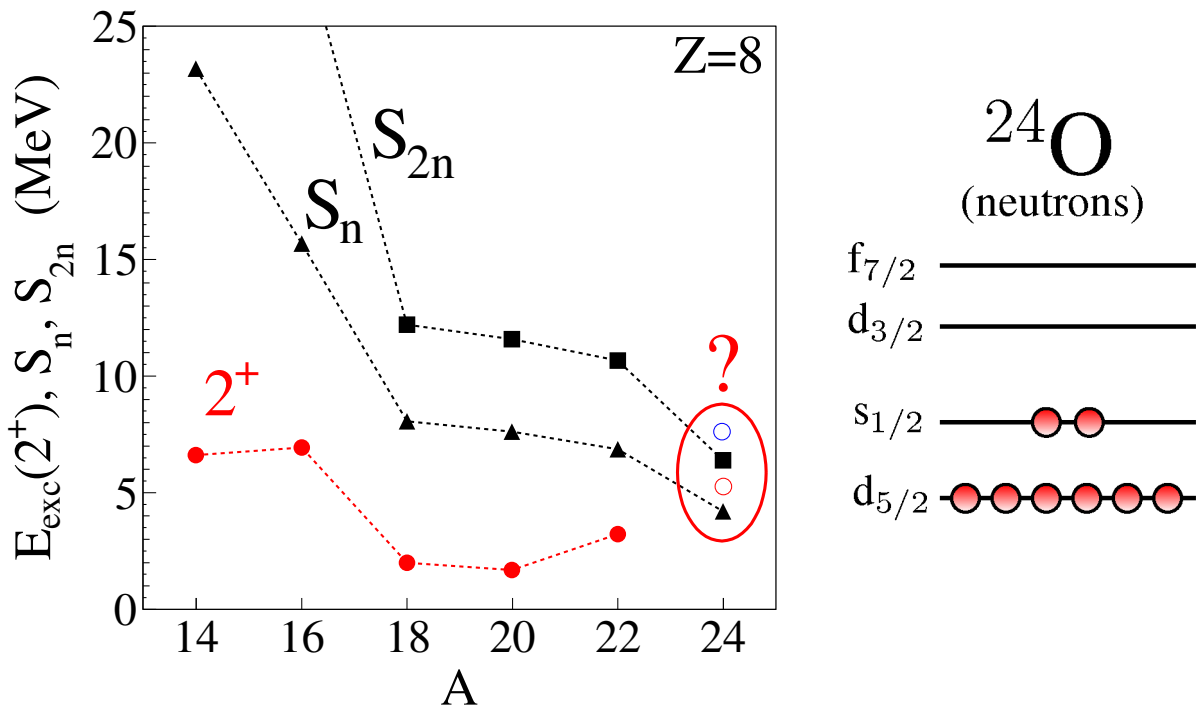
La mesure de l'énergie d'excitation du premier état excité  $E_x(2^+)$  des noyaux pair-pair d'une chaîne isotopique permet d'obtenir une indication très forte sur l'existence d'une fermeture de sous-couche. Une énergie d'excitation élevée, typiquement plusieurs MeV, reflète la difficulté à exciter un noyau et peut être reliée à l'existence d'un *gap* en énergie important. La systématique de l'énergie d'excitation du premier état excité  $2_1^+$  pour les isotopes pairs d'oxygène est visible sur la partie gauche de la figure 1.13. Elle est connue jusqu'au noyau  $^{22}\text{O}$ . Elle présente un pic à 6.9171(6) MeV pour le noyau doublement magique  $^{16}\text{O}$ . Elle est ensuite plus faible, environ 2 MeV, pour les noyaux à couche ouverte  $^{18}\text{O}$  et  $^{20}\text{O}$ . Le remplissage de la sous-couche neutron  $\nu d_{5/2}$  correspond à une augmentation de l'énergie d'excitation, mesurée à 3.199(8) MeV pour le noyau  $^{22}\text{O}$ . La mesure de l'énergie d'excitation du premier état excité du noyau  $^{24}\text{O}$  doit permettre de compléter cette systématique et d'apporter une indication très forte sur la fermeture de sous-couche  $N = 16$ .

#### Spectroscopie du noyau $^{24}\text{O}$

Une tentative de spectroscopie  $\gamma$  pour le noyau  $^{24}\text{O}$  a été réalisée par Stanoiu *et al.* au GANIL par double fragmentation d'un faisceau de  $^{36}\text{F}$  produit à 77.5 MeV/nucléon [75].



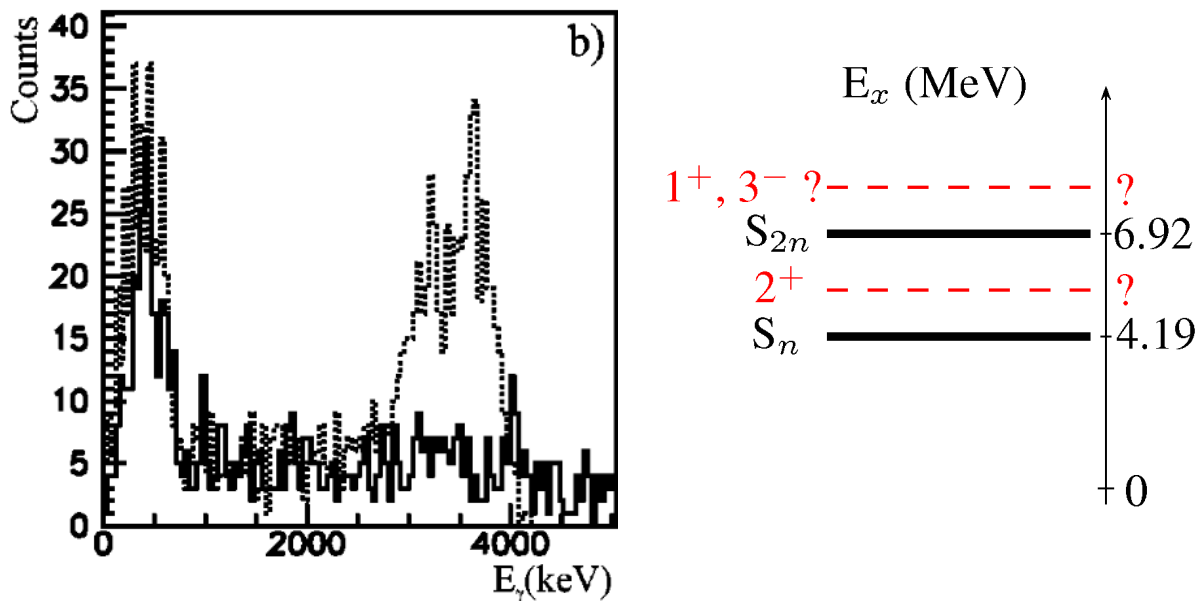
**Figure 1.12** – Énergie d'excitation des états connus des noyaux  $^{22}\text{O}$  et  $^{23}\text{O}$  (rouge), énergie de séparation d'un ( $S_n$ ) et deux ( $S_{2n}$ ) neutron(s) des noyaux  $^{22}\text{O}$ ,  $^{23}\text{O}$  et  $^{24}\text{O}$  (noir).



**Figure 1.13** – Systématiques des énergies de séparation d'un  $S_n$  et deux  $S_{2n}$  neutron(s) (tirets noirs), et de l'énergie d'excitation du premier état excité  $2_1^+$  (tirets rouges) en fonction du nombre de nucléons  $A$  pour les isotopes pairs d'oxygène (gauche). Structure du noyau  $^{24}\text{O}$  dans la représentation du modèle en couches (droite).

Le spectre  $\gamma$  obtenu ne présente en effet aucun pic significatif (voir figure 1.14). Une simulation Monte-Carlo démontre que le nombre de noyaux  $^{24}\text{O}$  produits aurait pu per-

mettre d'observer un état excité situé sous le seuil de séparation d'un neutron s'il avait existé. Elle utilise des prescriptions du modèle en couches basées sur l'interaction USD, qui prédisent que 20% des noyaux  $^{24}\text{O}$  produits alimentent le premier état excité  $2_1^+$ . Cela signifie que le noyau  $^{24}\text{O}$  ne possède aucun état excité lié. Il ne se désexcite pas en émettant un photon  $\gamma$  mais en émettant un neutron. L'énergie d'excitation du premier état excité est par conséquent élevée car elle se situe au dessus de l'énergie de séparation d'un neutron, mesurée à 4.09(13) MeV [76]. Cette situation est schématisée par la figure 1.14. Elle permet de souligner l'importance, pour reproduire la spectroscopie du noyau  $^{24}\text{O}$ , de la prise en compte d'un espace de valence étendu à la couche  $fp$ , et de l'inclusion des effets du couplage des états excités non-liés au continuum des états de diffusion situés au-dessus du niveau de Fermi.

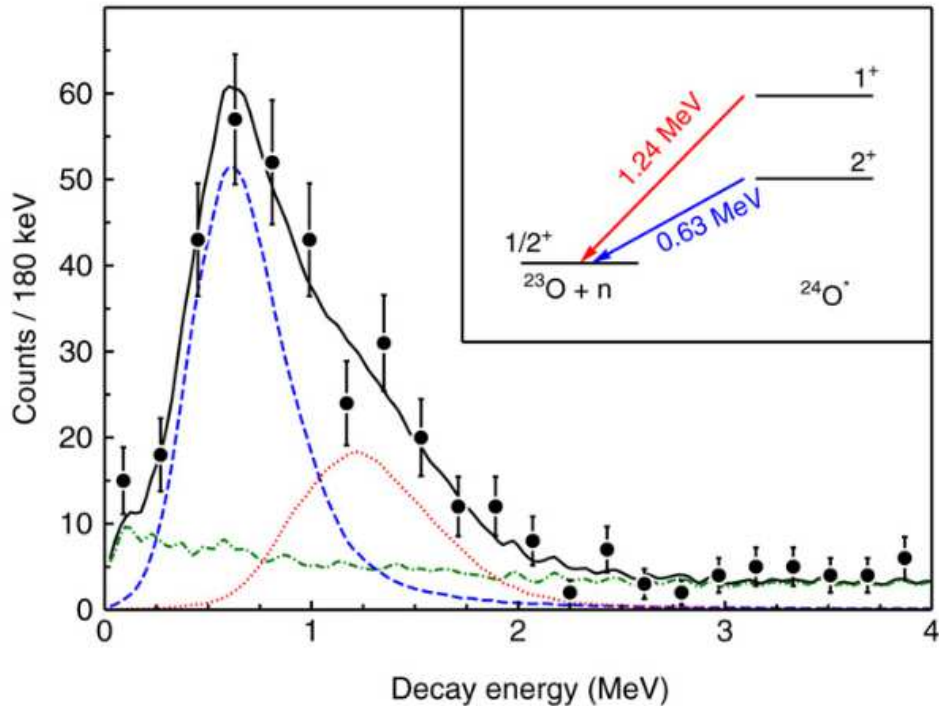


**Figure 1.14** – Spectre  $\gamma$  (trait noir) et résultat de la simulation d'un état excité lié à 3.7 MeV (tirets noirs) obtenus par Stanoiu *et al.* [75] (gauche). Indication sur la position des premiers états excités du noyau  $^{24}\text{O}$  (droite).

L'énergie d'excitation des états excités non-liés ne peut être obtenue qu'avec des techniques de spectroscopie de particule. Deux expériences ont mesuré la spectroscopie du noyau  $^{24}\text{O}$  en utilisant la méthode de la masse invariante [77, 78]. Cette méthode consiste à mesurer l'énergie de tous les produits de réaction pour reconstruire l'énergie d'excitation du noyau d'intérêt [79].

La première expérience a été réalisée par Hoffman *et al.* au NSCL par knock-out d'un proton à partir d'un faisceau de  $^{26}\text{F}$  à 85 MeV/n [77]. Les réactions d'arrachage d'un proton pour produire le noyau  $^{25}\text{O}$  (non-lié) qui décroît vers le noyau  $^{24}\text{O}$ , et les réactions d'arrachage simultané d'un proton et d'un neutron n'étaient pas distinguables. Les sections efficaces ne sont donc pas discutées dans cette étude. La sélection des événements liés au noyau  $^{24}\text{O}$  est assurée par l'identification en coïncidence d'un neutron et du noyau  $^{23}\text{O}$  dans la voie de sortie. Le spectre en énergie de décroissance ( $E_{\text{decay}}$ ) est visible sur

la figure 1.15. La différence de masse entre le système  $^{23}\text{O}+n$  et le noyau  $^{24}\text{O}$  doit être ajoutée à  $E_{\text{decay}}$  pour reconstruire l'énergie d'excitation. Cette différence correspond à l'énergie de séparation d'un neutron du noyau  $^{24}\text{O}$  : 4.09(13) MeV. Le spectre présente un pic asymétrique très large compris entre 0 et 2 MeV avec un maximum situé autour de 0.6 MeV et une structure autour de 1.3 MeV. Ce pic a été ajusté avec deux hypothèses différentes : une seule résonance est mesurée, deux résonances sont mesurées. La première hypothèse a été éliminée par un critère sur la largeur qu'aurait une seule résonance. La largeur minimum compatible à  $1\sigma$  ( $\Gamma = 0.7$  MeV) est plus de 10 fois supérieure à la largeur attendue dans une représentation simplifiée à particules individuelles ( $\Gamma_{\text{sp}} = 0.06$  MeV) [69]. Les valeurs les plus probables obtenues pour les deux résonances de la seconde hypothèse sont  $E_x = 4.72(11)$  MeV et  $E_x = 5.33(12)$  MeV. La valeur de spin-parité  $J^\pi$  des états non-liés indiqués n'est pas assignée mais suggérée par comparaison à des calculs de modèle en couches pour lesquels l'espace de valence est limité à la couche  $sd$  [52, 80]. Un *gap* en énergie entre les orbitales  $\nu s_{1/2}$  et  $\nu d_{3/2}$  a été extrait  $E_{\text{gap}} = 4.95(16)$  MeV dans une représentation simplifiée de particules individuelles.

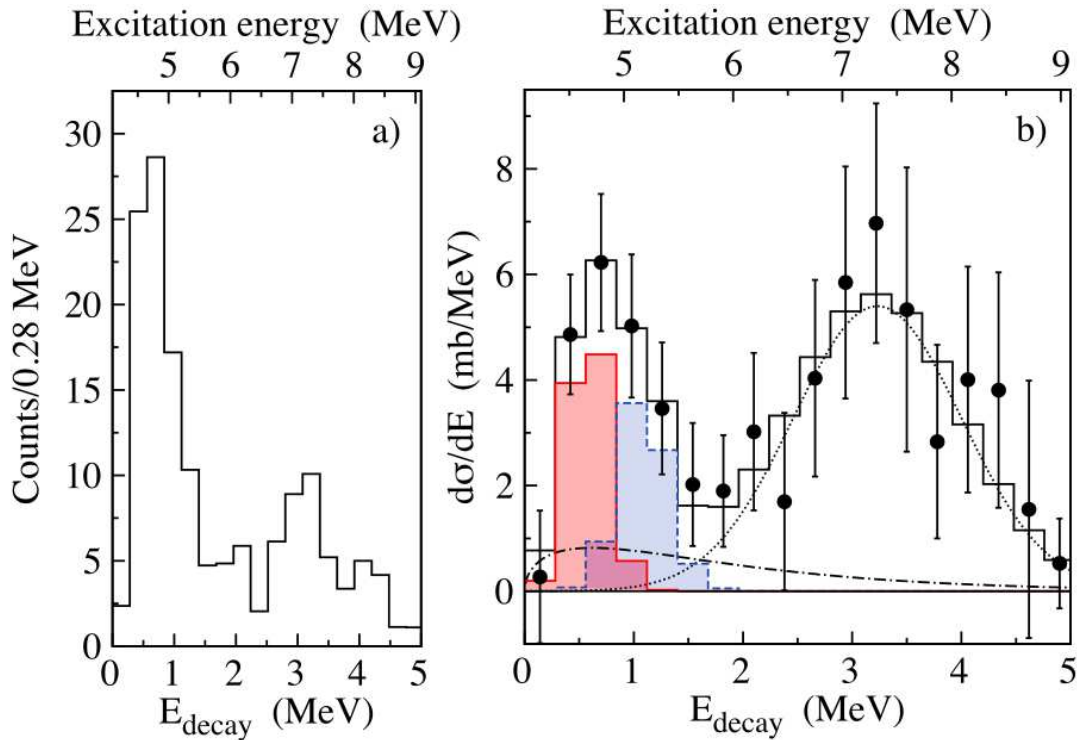


**Figure 1.15** – Spectres en énergie d'excitation du noyau  $^{24}\text{O}$  mesurés par masse invariante au NSCL [77].

La seconde expérience a été réalisée par Tshoo *et al.* sur l'aire RIPS du Centre Nishina de RIKEN par réaction  $(p,p')$  avec un faisceau de noyaux  $^{24}\text{O}$  produit à 62 MeV/n sur une cible d'hydrogène liquide ( $\text{LH}_2$ ) [78]. L'identification du noyau  $^{24}\text{O}$  incident s'ajoute à la coïncidence  $^{23}\text{O}+n$  de la voie de sortie également utilisée par Hoffman *et al.* pour sélectionner les événements issus de la décroissance du noyau  $^{24}\text{O}$ . Le spectre mesuré par masse invariante est présenté sur la figure 1.16. Sur le spectre b) deux pics sont visibles. Un premier situé entre 0 et 2 MeV et un second plus large compris entre 2 et 5 MeV.



Avec les mêmes arguments que Hoffman *et al.* sur la largeur attendue des états excités non-liés, le premier pic a été ajusté avec deux résonances. Les valeurs les plus probables obtenues sont  $E_x(2^+) = 4.65(14)$  MeV et  $E_x = 5.15(16)$  MeV. Elles sont compatibles avec la mesure réalisée au NSCL. L'ajustement du second pic a été effectué avec une gaussienne correspondant à une énergie d'excitation d'environ 7.3 MeV. Hoffman *et al.* ont suggéré dans une étude complémentaire l'existence d'un état excité autour de 7.5 MeV [81]. Il se désexciterait par l'émission en cascade de deux neutrons. Tshoo *et al.* ne pouvaient pas observer ce processus. Ils attribuent ce pic, dans une représentation simplifiée de particules individuelles, à des états de parité négative issus du couplage entre les couches neutrons *sd* et *fp*. L'existence d'états excités situés au-dessus du seuil de séparation de deux neutrons,  $S_{2n} = 6.92(12)$  MeV, a été discutée récemment dans le cadre des excitations dipolaires de basse énergie. Elles sont prédites et observées pour des noyaux riches en neutrons, et notamment les isotones  $N = 16$  [82, 83, 84]. L'identification de tels états nécessite la mesure du spectre en énergie d'excitation sur un intervalle étendu au-delà de la limite d'acceptance de l'expérience de Tshoo *et al.* (9 MeV).

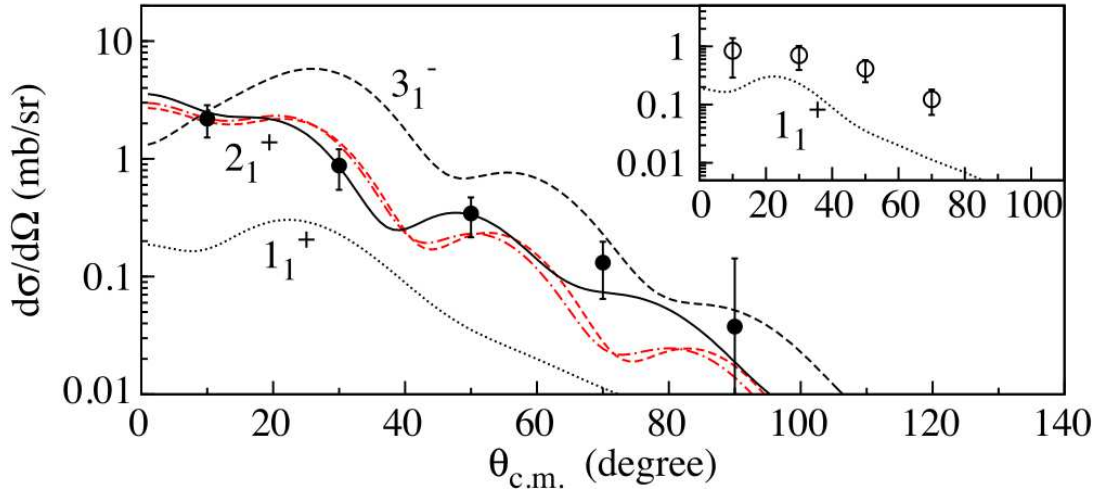


**Figure 1.16** – Spectres en énergie d'excitation du noyau  $^{24}\text{O}$  mesurés par masse invariante sur la ligne RIPS de RIKEN [78]. L'encadré a) correspond au spectre en énergie de décroissance et l'encadré b) au même spectre corrigé de l'acceptance et de l'efficacité du dispositif expérimental.

La faible statistique des spectres en énergie d'excitation est liée à la difficulté de production du noyau  $^{24}\text{O}$ . L'ajustement de ces spectres nécessite une analyse statistique détaillée afin de quantifier les contraintes apportées sur la position en énergie et la largeur des états excités identifiés.

### Structure du premier état excité $2_1^+$

La réaction (p,p') et le dispositif expérimental choisi par Tshoo *et al.* permet de mesurer la distribution angulaire inélastique des deux états excités mesurés pour le noyau  $^{24}\text{O}$ . L'exclusivité de la mesure, c'est-à-dire la sélection d'un seul processus de réaction, est garantie par l'utilisation d'une cible pure d'hydrogène liquide et la coïncidence entre l'identification du noyau  $^{24}\text{O}$  incident et la détection du neutron et du noyau  $^{23}\text{O}$  issus de sa désexcitation. Les distributions angulaires sont visibles sur la figure 1.17. La valeur de spin-parité de l'état excité  $E_x = 4.65(14)$  MeV est clairement assignée à un  $2^+$ . Le paramètre de déformation de cette transition  $\beta_2 = 0.15(4)$  fm a été extrait à partir de deux potentiels optiques phénoménologiques KD02 et CH89 [64, 65]. La section efficace de l'état excité  $E_x = 5.15(16)$  MeV est très supérieure au calcul correspondant à une transition  $0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 1_1^+$  issu de la configuration  $\nu(1s1/2)^{-1}\nu(0d3/2)^1$ . L'hypothèse avancée est que des états de parité négative issus de configurations impliquant la couche  $fp$  pourraient contribuer à l'alimentation de cet état. La distribution angulaire inélastique obtenue par Tshoo *et al.* sera analysée avec des calculs effectués à partir de modèles microscopiques développés par des physiciens du CEA/DAM/DIF [85, 86]. La structure du premier état excité  $2_1^+$  des isotopes pairs d'oxygène riches en neutrons sera discutée en intégrant les résultats obtenus sur les noyaux  $^{18,20,22}\text{O}$  par excitation coulombienne et diffusion inélastique de protons [68, 87].



**Figure 1.17** – Distribution angulaire des états excités non-liés du noyau  $^{24}\text{O}$  :  $E_x = 4.65(14)$  MeV (cercles pleins noirs) et  $E_x = 5.15(16)$  MeV (cercles noirs) dans le référentiel du centre de masse. Les distributions théoriques sont des calculs DWBA microscopiques (courbes noires) et phénoménologiques (courbes rouges). Figure extraite de la référence [78]

Les deux expériences réalisées par masse invariante ont permis de mesurer l'énergie d'excitation élevée du premier état excité du noyau  $^{24}\text{O}$  ( $E_x = 4.65(14)$  MeV). Elles apportent ainsi une indication très forte de l'existence d'une fermeture de sous-couche à  $N=16$ . La distribution angulaire inélastique obtenue a permis d'assigner un  $J^\pi = 2_1^+$  à cet état, et d'extraire un paramètre de déformation  $\beta_2 = 0.15(4)$  fm relativement faible correspon-

dant à un noyau quasi-sphérique. Le noyau  $^{24}\text{O}$  possède donc bien les caractéristiques d'un noyau doublement magique.

#### 1.4.4 Calculs théoriques

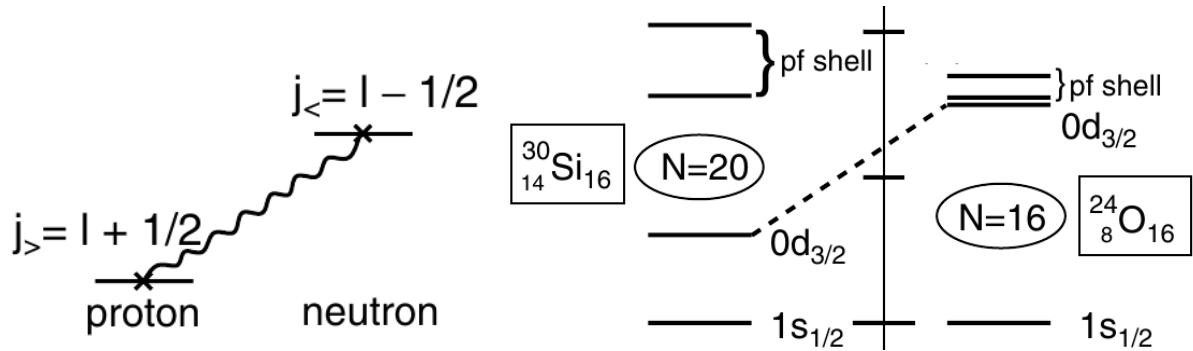
À ce jour, aucune approche théorique ne permet à elle seule de décrire de façon cohérente l'ensemble des propriétés nucléaires observées sur les noyaux riches en neutrons situés au voisinage de la *drip-line*. Néanmoins, les travaux théoriques les plus récents tentent d'identifier les mécanismes responsables de cette évolution de la structure nucléaire. Ils se concentrent sur la dépendance en isospin de l'interaction nucléaire et plus récemment sur le rôle des forces à 3N. Les noyaux situés à la *drip-line* sont faiblement liés et constituent à travers leur spectroscopie un excellent moyen d'étudier l'importance du couplage aux états du continuum. Les premiers calculs théoriques de champ moyen et de modèle en couches qui ont étudié la fermeture de sous-couche  $N = 16$  sont présentés dans cette sous-section. Les calculs plus récents incluant forces à 3N et couplage au continuum seront présentés dans le dernier chapitre (voir 4.3.1).

#### Modèle en couches, champ moyen et interaction NN

Une des premières explications envisagée pour interpréter l'évolution brutale de la structure en couches loin de la vallée de stabilité concerne la forme du potentiel moyen à 1 corps. La plus grande diffusivité de la surface des noyaux riches en neutrons modifierait la forme de ce potentiel [88, 89]. Schématiquement, le passage d'un potentiel de Woods-Saxon avec spin-orbite à un potentiel d'oscillateur harmonique avec spin-orbite permet de faire apparaître les nombres magiques  $N = 16$  et  $40$  observés à la *drip-line* neutron. Dans leur étude des isotopes d'oxygène riches en neutrons, Brown et Richter proposent une nouvelle règle pour les noyaux magiques : si un des deux types de nucléons remplit les couches de l'oscillateur harmonique (2, 8, 20 ou 40), alors l'autre type de nucléon a un nombre magique s'il remplit une sous-couche [89]. Le noyau  $^{24}\text{O}$  serait ainsi un noyau doublement magique. La modification du terme spin-orbite, et en l'occurrence la diminution de son intensité vers la *drip-line*, a également été envisagée en liaison avec le changement du profil de densité des noyaux riches en neutrons. Dans la couche *fp* cet effet entraînerait la disparition du nombre magique  $N = 50$  et l'apparition d'une fermeture de sous-couche  $N = 40$ .

Les calculs de modèle en couches basés sur les interactions les plus récentes [52, 80], surestiment l'énergie d'excitation des premiers états excités du noyau  $^{24}\text{O}$ . Les résultats les plus proches des valeurs expérimentales mesurées viennent de calculs incluant la contribution de la couche non-liée  $d_{3/2}$  dans la fonction d'onde [17], ou un couplage aux états du continuum [16]. La prise en compte des états non-liés joue donc un rôle significatif pour ce noyau faiblement lié. Dans la plupart de ces calculs, l'espace de valence considéré est limité à la couche *sd*, les états excités sont donc limités à une parité positive. L'inclusion de la couche *fp* doit permettre de tester l'importance des états de parité négative.

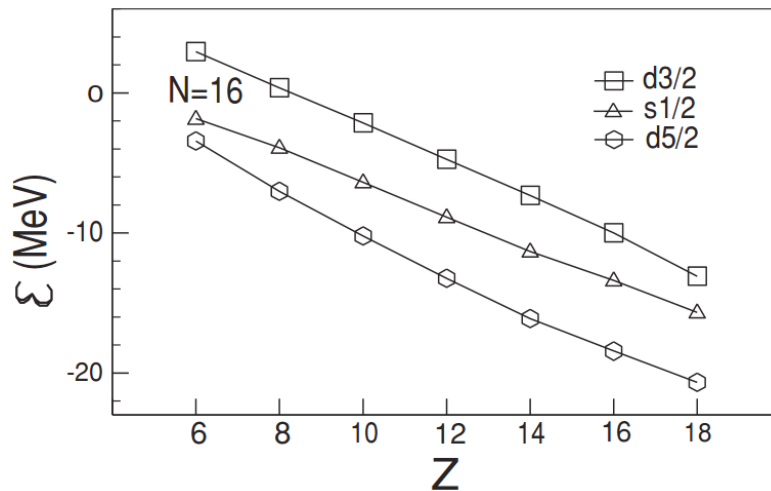
Certains travaux théoriques ont cherché un lien plus direct entre les termes de l'interaction NN et l'évolution de la structure des noyaux. La contribution du terme spin-isospin de la partie centrale de l'interaction NN a notamment été étudiée par Otsuka *et al.* [55] suite à des calculs de modèles en couches par méthode Monte-Carlo [90]. Ce terme provoquerait une attraction entre les neutrons d'une couche  $j = l - 1/2$  et les protons de la couche  $j = l + 1/2$  (voir figure 1.18). Ce mécanisme permet d'expliquer la disparition du nombre magique  $N=20$  et l'apparition de  $N=16$  par l'interaction entre les orbitales  $\pi d_{5/2}$  et  $\nu d_{3/2}$ . L'absence de proton sur l'orbitale  $d_{5/2}$  pour les noyaux avec  $Z \leq 8$  ne permet pas au noyau de profiter de cette attraction. L'orbitale neutron  $d_{3/2}$  s'écarte alors de l'orbitale  $s_{1/2}$  et se rapproche de la couche  $fp$  créant un *gap* en énergie important correspondant à  $N=16$ . À l'inverse, lorsqu'un proton est sur l'orbitale  $d_{5/2}$  ( $Z \geq 9$ ), l'orbitale neutron  $d_{3/2}$  se rapproche de l'orbitale  $s_{1/2}$  créant un *gap* en énergie important pour  $N=20$ .



**Figure 1.18** – Illustration de la contribution du terme spin-isospin de la partie centrale de l'interaction NN (gauche), exemple des noyaux  $^{30}\text{Si}_{16}$  et  $^{24}\text{O}_{16}$  (droite). Figures extraites de la référence [55].

Des calculs de champ moyen basés sur l'interaction Gogny-D1S permettent également de reproduire l'évolution de ces orbitales en fonction du nombre de protons (voir figure 1.19). Ils attribuent ce changement de structure à la disparition du nombre magique  $N=20$  [91]. L'écart entre les orbitales  $d_{3/2}$  et  $d_{5/2}$  est quasi-constant, mais l'orbitale  $s_{1/2}$  s'écarte de l'orbitale  $d_{5/2}$  à mesure que le nombre de protons augmente. L'absence de déformation du noyau  $^{24}\text{O}$ , et la faible probabilité réduite de transition vers le premier état excité  $B(E2)$  données par ces calculs indiquent l'existence d'une fermeture de sous-couche  $N = 16$  importante pour le noyau  $^{24}\text{O}$ .

Le rôle joué par le terme tenseur de l'interaction NN a également été discuté [46, 47, 48, 56, 57]. Il module aussi l'interaction entre les neutrons et les protons dans le noyau. L'ajout d'un terme tenseur a également été étudié à partir de calculs de champ moyen effectués avec l'interaction effective de Skyrme [92]. Les paramètres étaient contraints par comparaison à des calculs effectués avec une interaction de la matrice  $G$ . L'influence de ce terme sur l'évolution de l'espacement entre les énergies de particules individuelles est importante.



**Figure 1.19** – Évolution du *gap* de la fermeture sous-couche à  $N = 16$  dans le cadre de calculs HFB réalisés avec l'interaction de Gogny-D1S. Figure extraite de la référence [91].

La discussion en terme d'orbitale, c'est-à-dire d'énergie de particules individuelles doit être menée avec précaution du fait de leur aspect effectif et modèle dépendant [93]. Il est plus rigoureux de s'attacher à ne comparer que de véritables observables telles que l'énergie de liaison, l'énergie d'excitation des états excités et les sections efficaces de réactions.

## 1.5 Objectifs de l'expérience

L'étude expérimentale de ce travail de thèse consiste à sonder la structure et la spectroscopie du noyau exotique  $^{24}\text{O}$  par diffusions élastique et inélastique de protons. La réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$  a été étudiée lors de l'expérience RIBF57 réalisée en mai 2010 au Centre Nishina de RIKEN (RNC) au Japon avec les détecteurs MUST2 spécialement transportés pour la campagne expérimentale.

Cette expérience avait été proposée et acceptée lors du comité d'expérience du RNC de février 2008. Les deux années qui séparent l'accord et la programmation sont liées à l'intensité du faisceau  $^{24}\text{O}$  nécessaire à sa réalisation. Les études effectuées par masse invariante sur ce noyau ont été publiées ou réalisées durant cette période : la mesure de Hoffman *et al.* par knock-out au NSCL a été publiée en 2009 [77], Tshoo *et al.* ont étudié la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$  au RNC en juillet 2009 [78]. La statistique obtenue par ces deux expériences et l'utilisation d'une autre méthode de spectroscopie de particules permettent de justifier la mesure par masse manquante proposée. De plus, elle doit permettre de mesurer pour la première fois la distribution angulaire élastique de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p)$  et de compléter les mesures de spectroscopie réalisées par masse invariante en couvrant un intervalle plus large en énergie d'excitation.

Les objectifs de l'expérience sont de mesurer

- 1) la spectroscopie du noyau  $^{24}\text{O}$  sur un intervalle étendu d'énergie d'excitation (jusqu'à  $E_x \leq 35$  MeV),
- 2) la distribution angulaire de la diffusion élastique de protons (p,p).

Les nombreuses expériences consacrées au noyau exotique  $^{24}\text{O}$  illustrent son intérêt particulier dans le contexte de l'étude systématique des noyaux riches en neutrons, et soulignent son importance pour la compréhension de l'évolution de la structure nucléaire vers la *drip-line*. Les deux prochains chapitres sont dédiés au dispositif expérimental employé pour réaliser l'expérience, et à l'analyse des données. Les résultats obtenus par l'expérience RIBF57 et leur interprétation constituent le chapitre 4. L'interprétation des distributions angulaires a été menée en comparant nos données aux calculs effectués par des théoriciens du Service de Physique Nucléaire du CEA/DAM/DIF.



---

# CHAPITRE 2

## Dispositif expérimental

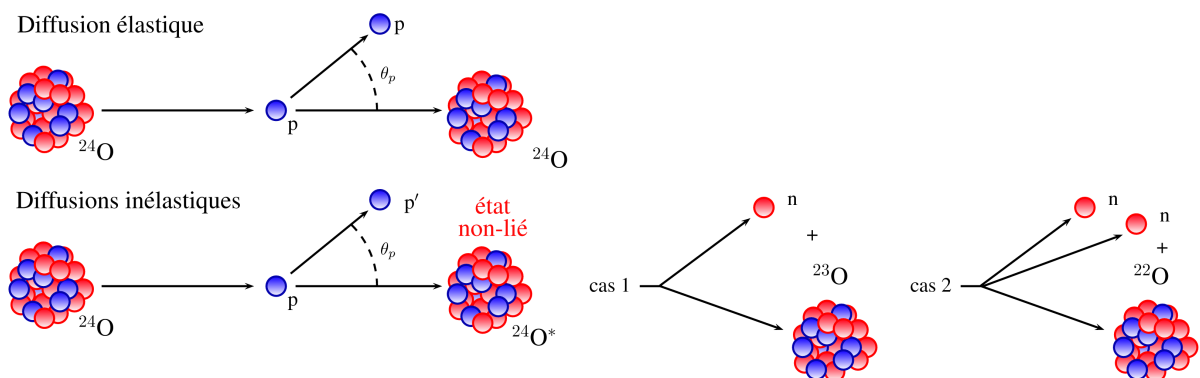
---

Ce deuxième chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental employé lors de l'expérience RIBF57. Le principe de cette expérience et les contraintes expérimentales qui gouvernent le choix du dispositif sont détaillés. Les différents éléments utilisés pour la production et la caractérisation du faisceau, la sélection des noyaux avant et après la réaction, ainsi que la détection des protons diffusés sont ensuite décrits.

### 2.1 Principe de l'expérience

L'étude du noyau radioactif  $^{24}\text{O}$  par réaction  $(p,p')$  est réalisée en cinématique inverse. Le faisceau radioactif contenant le noyau  $^{24}\text{O}$  est envoyé sur une cible de protons. Les produits de réaction sont ensuite détectés. Pour réaliser une mesure dite exclusive la réaction qui a eu lieu dans la cible doit être sélectionnée. Cette exclusivité est garantie par l'identification en coïncidence du noyau  $^{24}\text{O}$  incident, du proton diffusé et du noyau sortant. Le noyau  $^{24}\text{O}$  ne possède aucun état excité lié. La diffusion élastique sera donc mesurée en sélectionnant les événements pour lesquels le noyau sortant est  $^{24}\text{O}$ . Pour les diffusions inélastiques deux cas illustrés par la figure 2.1 doivent être envisagés :

- cas 1  $S_n \leq E_x < S_{2n}$  : l'énergie d'excitation est inférieure à l'énergie de séparation de deux neutrons. L'état excité du noyau  $^{24}\text{O}$  va décroître par émission d'un neutron donc le noyau sortant est  $^{23}\text{O}$ ,
- cas 2  $E_x \geq S_{2n}$  : l'énergie d'excitation est supérieure à l'énergie de séparation de deux neutrons. L'état excité du noyau  $^{24}\text{O}$  va décroître par émission de deux neutrons donc le noyau sortant est  $^{22}\text{O}$ .



**Figure 2.1** – Principe des diffusions élastique et inélastiques de protons par le noyau  $^{24}\text{O}$ .



Une fois que la réaction est sélectionnée, les observables d'intérêt : l'énergie d'excitation du noyau  $^{24}\text{O}$  et la distribution angulaire élastique (p,p) dans le référentiel du centre de masse, sont reconstruites en utilisant la méthode de la masse manquante. Cette méthode est basée sur la mesure de l'énergie et de l'angle de diffusion du proton (voir sous-section 4.1.1).

## 2.2 Choix du dispositif

Le choix du dispositif de détection doit optimiser la mesure des observables. Une fois la réaction choisie, les conditions expérimentales résultent d'un compromis entre la façon idéale de réaliser l'expérience (énergie et intensité du faisceau, résolution des détecteurs) qui permettrait de maximiser la qualité et le nombre d'informations pouvant être déduites sur la structure nucléaire, et les possibilités offertes par les accélérateurs de faisceau radioactif et les détecteurs disponibles. La première contrainte est donnée par la durée maximale d'une expérience. L'étude expérimentale d'un noyau exotique ne dure généralement que quelques jours. Pour chaque installation, le mode de production du faisceau radioactif et l'optimisation de son intensité fixe la gamme d'énergie à laquelle les mesures doivent être effectuées. Le type et le positionnement des détecteurs autour de la cible sont ensuite déterminés.

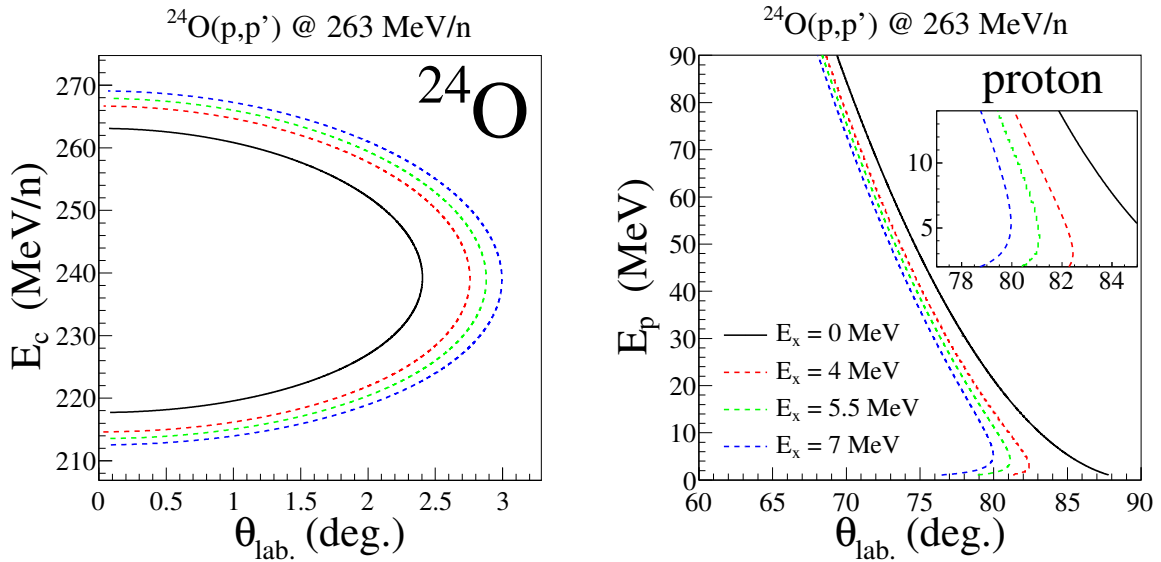
### 2.2.1 Faisceau radioactif

Pour remplir les objectifs de l'expérience RIBF57 en un temps raisonnable, le faisceau  $^{24}\text{O}$  doit atteindre une intensité de quelques  $10^3$  particules par seconde (pps) [68, 87]. L'asymétrie neutron-proton importante de ce noyau ( $A/Z=3$ ) le rend extrêmement difficile à produire. L'accélérateur *Radioactive Ion Beam Factory* (RIBF) du RNC au Japon est à ce jour le seul dispositif dans le monde qui permet de produire un faisceau de noyaux  $^{24}\text{O}$  suffisamment intense. En 2007, lors du démarrage de cette installation, l'intensité attendue pour ce faisceau était en effet de  $5 \cdot 10^3$  pps [94]. L'énergie incidente du faisceau  $^{24}\text{O}$  produit par RIBF (263 MeV/nucléon) est supérieure d'un ordre de grandeur aux énergies utilisées habituellement pour des réaction directes [68, 87]. Cette gamme d'énergie est défavorable car l'intensité de l'interaction nucléaire y est faible [95], et minimise donc la probabilité d'excitation du noyau  $^{24}\text{O}$ . Les difficultés liées à cette contrainte et l'impact sur le choix du dispositif sont très importants. Lorsque l'énergie du faisceau incident est fixée, les caractéristiques du dispositif de détection (position, résolution, etc...) sont choisies à partir de l'étude des cinématiques de réaction et des estimations de section efficace issues de calculs théoriques. Cette étude a pour but d'optimiser la couverture de la zone cinématique qui permet d'obtenir à la fois une bonne résolution sur les observables et une statistique suffisante.

### 2.2.2 Cinématiques de la réaction

Les cinématiques de réaction représentent l'énergie cinétique des produits de réaction en fonction de leur angle de diffusion dans le référentiel du laboratoire. Celles de la réaction

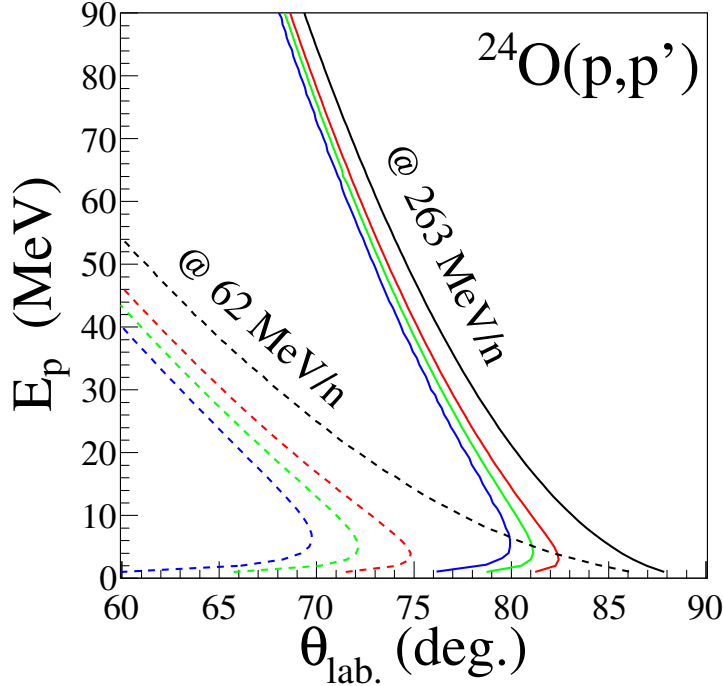
$^{24}\text{O}(p,p')$  à 263 MeV/n sont visibles sur la figure 2.2. Le noyau sortant est émis entre 0 et  $3^\circ_{\text{lab.}}$ . Cette focalisation de l'éjectile lourd aux petits angles avant est caractéristique des réactions directes réalisées en cinématique inverse. Pour éviter les inconvénients de la détection des neutrons issus de la désexcitation du noyau  $^{24}\text{O}$ , et pour obtenir une bonne résolution sur son angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse et son énergie d'excitation, la reconstruction de ces deux observables est effectuée par masse manquante à partir de la détection des protons. Ils sont diffusés sur une gamme angulaire plus large qui permet d'avoir une bonne résolution sur l'angle de diffusion avec un détecteur segmenté. La séparation des lignes cinématiques des protons, qui correspondent à l'état fondamental et à trois états excités non-liés hypothétiques espacés de 1.5 MeV ( $E_x = 4, 5.5$  et  $7$  MeV), illustre l'intérêt de la spectroscopie par masse manquante. Ces lignes cinématiques inélastiques montrent que la distance entre les états excités est maximale entre  $79$  et  $83^\circ_{\text{lab.}}$ . Cette gamme angulaire correspond à des protons émis entre 2 et 14 MeV. Les détecteurs doivent avoir une résolution sur l'angle de diffusion inférieure à  $0.5^\circ_{\text{lab.}}$  dans cette zone cinématique pour garantir la séparation de ces trois états excités dans le spectre en énergie d'excitation.



**Figure 2.2** – Cinématiques de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$  à 263 MeV/n dans le référentiel du laboratoire : pour le noyau sortant (gauche), et pour le proton diffusé (droite). Cinématiques des diffusions élastique (noir) et inélastiques correspondant à trois états excités hypothétiques :  $E_x = 4, 5.5$  et  $7$  MeV (tirets couleurs).

Les cinématiques de réaction dépendent fortement de l'énergie du faisceau incident. La figure 2.3 permet de comparer les cinématiques de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$  à 263 MeV/n et 62 MeV/n. À 62 MeV/n, la séparation des lignes cinématiques des mêmes états excités hypothétiques est maximale entre  $69$  et  $75^\circ_{\text{lab.}}$ , elle est deux fois plus importante que pour 263 MeV/n d'énergie incidente. La gamme angulaire correspond également à des protons émis entre 2 et 14 MeV. Les pentes des cinématiques sont plus importantes et l'écartement entre les différentes lignes se réduit lorsque l'énergie incidente augmente. Pour une résolution angulaire fixée, on augmente donc la résolution sur l'énergie d'excitation en

diminuant l'énergie incidente. La contrepartie est que les protons sont diffusés sur une gamme angulaire plus large. Il faut donc avoir une couverture angulaire plus étendue pour pouvoir mesurer la distribution angulaire de section efficace aux grands angles dans le référentiel du centre de masse ( $\geq 40^\circ_{\text{cm}}$ ).

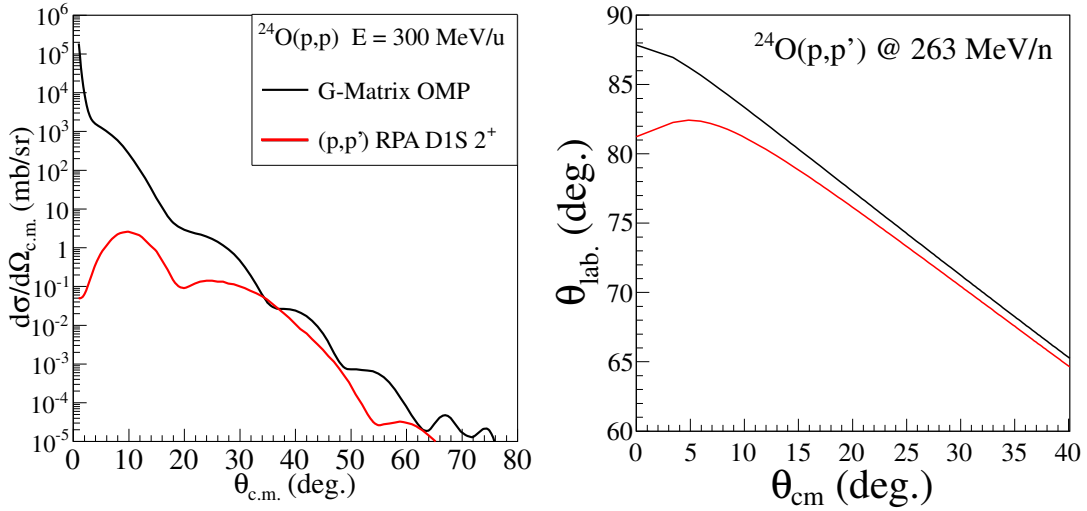


**Figure 2.3** – Comparaison des cinématiques de diffusions élastique (noir) et inélastique correspondant à trois états excités hypothétiques :  $E_x = 4, 5.5$  et  $7$  MeV (couleurs) de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$  à  $263$  MeV/n (traits pleins) et à  $62$  MeV/n (tirets).

Les distributions angulaires théoriques de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$  présentées sur la figure 2.4 correspondent aux diffusions élastique et inélastique vers l'état fondamental et le premier état excité  $2_1^+$  du noyau  $^{24}\text{O}$ . L'énergie d'excitation de ce premier état excité est calculée à  $4.01$  MeV. Le modèle de réaction et les interactions utilisées pour ces calculs sont discutés dans le chapitre 4. Dans les deux cas, la majeure partie de la section efficace est comprise entre  $0$  et  $40^\circ_{\text{cm}}$ , la prépondérance des angles avant dans le référentiel du centre de masse est caractéristique des réactions directes [58]. Les relations entre l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse et dans le référentiel du laboratoire sont données sur la figure 2.4. Les protons sont principalement diffusés à des angles compris entre  $65$  et  $90^\circ_{\text{lab.}}$ . L'approximation linéaire de la transformation du référentiel du centre de masse au référentiel du laboratoire pour des angles de diffusion compris entre  $5$  et  $40^\circ_{\text{cm}}$  donne les relations suivantes

$$\left( \frac{\Delta\theta_{\text{cm}}}{\Delta\theta_{\text{lab.}}} \right)_{\text{g.s.}} \simeq 0.60 \quad \text{et} \quad \left( \frac{\Delta\theta_{\text{cm}}}{\Delta\theta_{\text{lab.}}} \right)_{2_1^+} \simeq 0.56 . \quad (2.1)$$

Pour mesurer la distribution angulaire élastique exclusive par tranche de  $1^\circ_{\text{cm}}$  il faut donc atteindre une résolution d'au moins  $1.67^\circ_{\text{lab.}}$ .



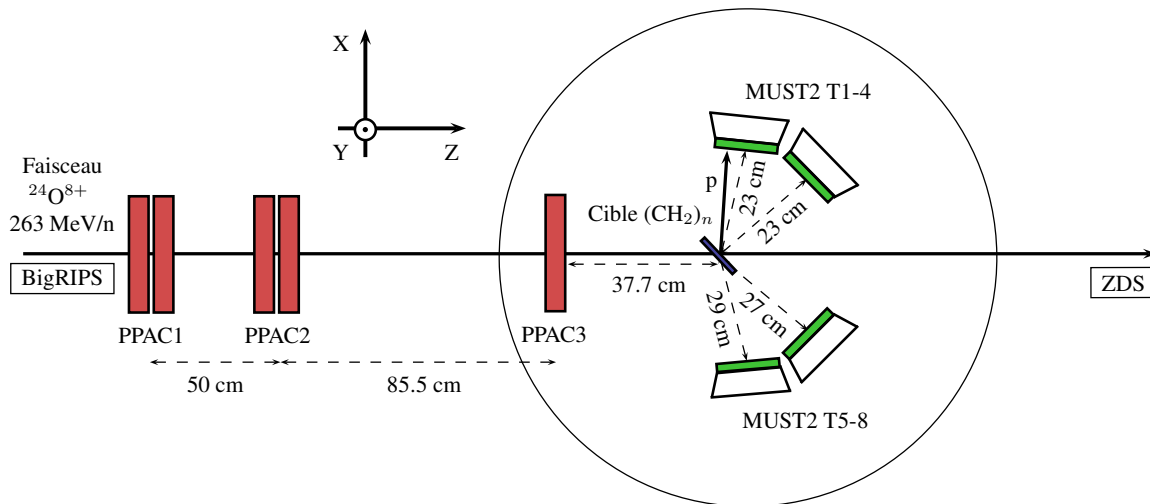
**Figure 2.4** – Distributions angulaires théoriques des diffusions élastique (noir) et inélastique (rouge) sur proton vers l'état fondamental et le premier état excité  $2_1^+$  du noyau  $^{24}\text{O}$  à 300 MeV/u, calculées par M. Dupuis [85, 86] (gauche). Relation entre l'angle de diffusion du proton dans le référentiel du laboratoire et celui du centre de masse pour la diffusion élastique (noir) et inélastique (rouge) (droite).

Le dispositif de détection doit permettre d'identifier et de caractériser les protons émis à des angles compris entre  $65$  et  $90^\circ_{\text{lab.}}$  avec une résolution inférieure à  $0.5^\circ_{\text{lab.}}$ . Cette gamme angulaire correspond à des protons ayant une énergie maximale de 135 MeV. L'identification du noyau sortant émis entre  $0$  et  $3^\circ_{\text{lab.}}$  impose l'utilisation d'un spectromètre de grande acceptation angulaire.

### 2.2.3 Dispositif de l'expérience RIBF57

Le dispositif expérimental est composé de l'accélérateur RIBF associé à la ligne BigRIPS pour produire et identifier le noyau incident, de l'ensemble de détecteurs de particules légères chargées MUST2 pour identifier et caractériser (énergie et angle) les particules légères diffusées [96], et du spectromètre *Zero Degree* (ZDS) pour identifier le noyau sortant. Le schéma du dispositif est visible sur la figure 2.5.

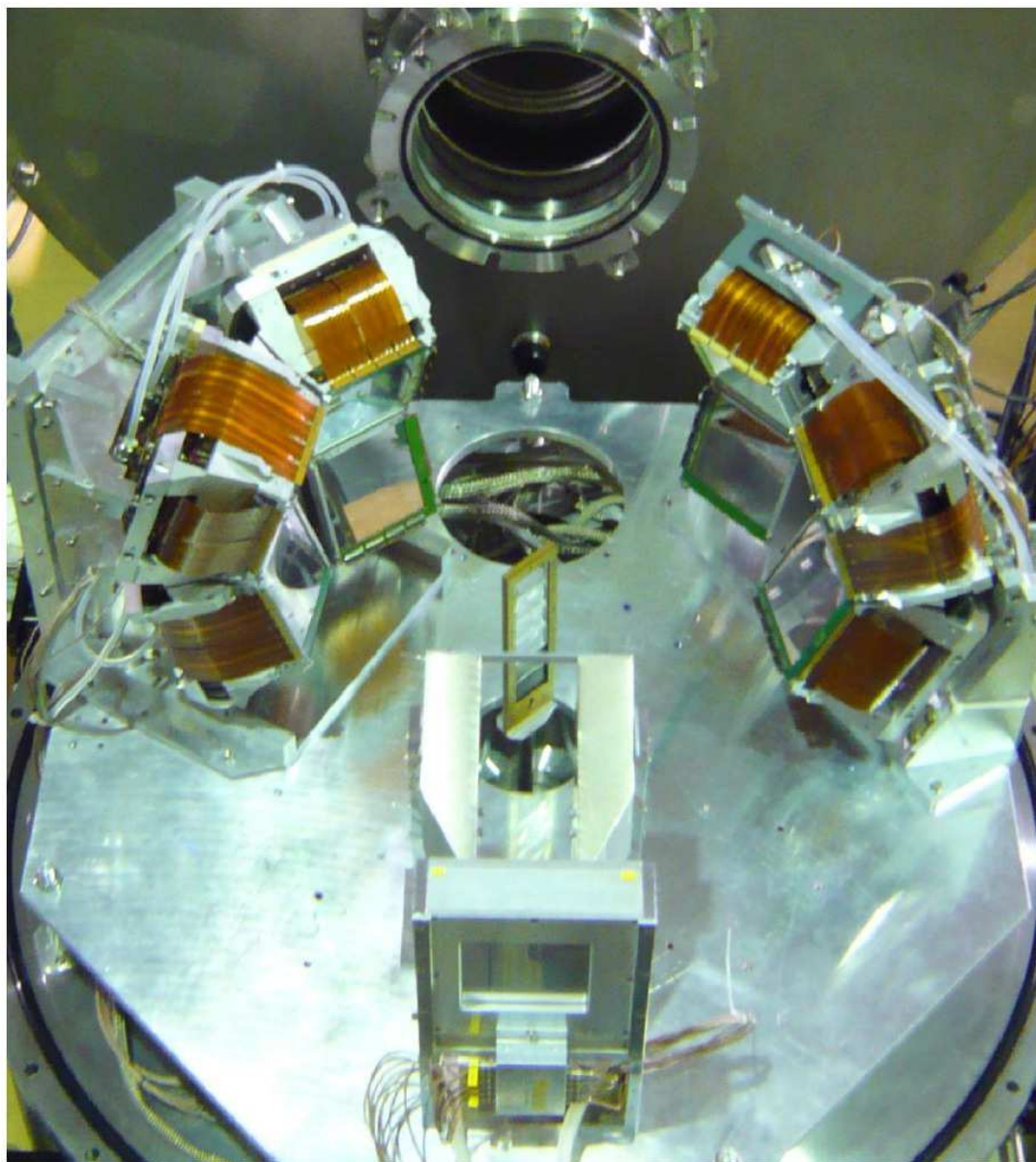
Le faisceau  $^{24}\text{O}$  produit par RIBF et BigRIPS à 263 MeV/n traverse cinq détecteurs de faisceau (PPAC) avant d'être envoyé sur la cible. Ces détecteurs permettent de compter le nombre de noyaux incidents pour la normalisation des sections efficaces, et de déterminer leur position dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau. La trajectoire de chaque noyau incident est reconstruite à partir de ces mesures. La chambre à réaction accueille un des détecteurs de faisceau, il est placé à 37.7 cm de la cible solide de  $(\text{CH}_2)_n$  très riche en protons. Un bloc d'aluminium est placé entre ces deux éléments pour isoler les détecteurs MUST2 des particules légères chargées qui ne sont pas issues de la cible. L'ensemble MUST2 est composé de 8 télescopes divisés en deux blocs de quatre. Les deux colonnes du bloc de droite sont placées à 27 et 29 cm de la cible, celles du bloc de gauche à 23 cm. Le bloc de droite est installé pour être testé donc seul le bloc de gauche est utilisé.



**Figure 2.5** – Schéma du dispositif expérimental utilisé lors de l’expérience RIBF57. Faisceau  $^{24}\text{O}$  produit par RIBF et BigRIPS à  $263 \text{ MeV/n}$  (flèche horizontale noire), détecteurs de faisceau PPAC (rectangles rouges), chambre à réaction (cercle noir), cible  $(\text{CH}_2)_n$  (rectangle bleu), télescopes MUST2 (trapèzes blancs).

Il couvre les angles compris entre  $30$  et  $57^\circ_{\text{lab.}}$  (T2-3), et entre  $63$  et  $90^\circ_{\text{lab.}}$  (T1, T4). La cible est tournée à  $45^\circ$ , face à ce bloc de gauche, pour que les protons diffusés autour de  $90^\circ$  puissent en sortir. Une vue de la chambre à réaction prise pendant le montage de l’expérience est présentée sur la figure 2.6. Après avoir traversé la cible, le noyau  $^{24}\text{O}$  sort de la chambre à réaction vers le spectromètre ZDS. Dans le cas d’une diffusion élastique il est directement identifié, et dans le cas d’une diffusion inélastique ce sont les noyaux  $^{23}\text{O}$  ou  $^{22}\text{O}$  issus de sa désexcitation qui le sont.

L’expérience RIBF57 est la première mesure de distribution angulaire de section efficace sur la ligne BigRIPS. Elle s’inscrit dans une campagne de deux mesures réalisées par masse manquante auprès de l’accélérateur RIBF en 2010 [97]. À cette occasion les télescopes MUST2 ont été utilisés pour la première fois auprès d’un accélérateur de faisceaux radioactifs hors du GANIL.



**Figure 2.6** – Vue de la chambre à réaction de l'expérience RIBF57.

## 2.3 Production du faisceau $^{24}\text{O}$

Le faisceau radioactif contenant le noyau  $^{24}\text{O}$  a été fourni par l'accélérateur RIBF et la ligne BigRIPS du RNC. Il était produit par fragmentation et séparation en vol. Cette méthode consiste à bombarder une cible de  $^9\text{Be}$  de plusieurs millimètres d'épaisseur avec un faisceau primaire très intense contenant un noyau stable. Les fragments issus de cette cible forment le faisceau secondaire, ils sont triés magnétiquement de façon à sélectionner le noyau d'intérêt.

### 2.3.1 Faisceau primaire

Le faisceau primaire stable de  $^{48}\text{Ca}$  est fabriqué à partir d'une source ECR, puis transmis par l'injecteur RILAC pour être accéléré successivement dans les cyclotrons RRC, fRC, IRC et SRC (voir figure 2.7). Ce dernier cyclotron est composé de six aimants supraconducteurs refroidis à 4.5 K pouvant générer un champ magnétique maximum de 3.8 T. Il possède le K le plus élevé au monde : 2 600 MeV. Cette grandeur correspond à l'énergie maximale que peuvent atteindre des protons accélérés par le cyclotron. La relation entre K et les caractéristiques du cyclotron s'écrit dans une approximation non-relativiste

$$K = \frac{e^2}{2m_0} (B\rho)^2 \quad \text{et} \quad E_c/A = K \left( \frac{Q}{A} \right)^2 .$$

L'énergie cinétique maximale  $E_c$  d'un noyau de masse A et de charge Q se déduit de la valeur K avec la seconde relation écrite ci-dessus. Le faisceau primaire de  $^{48}\text{Ca}$  est accéléré à 345 MeV/n, il bombarde ensuite une cible rotative de  $^9\text{Be}$  de 15 mm d'épaisseur située à l'entrée de la ligne de séparation en vol BigRIPS.

### 2.3.2 Ligne BigRIPS

Le rôle de la ligne BigRIPS est de sélectionner le noyau d'intérêt parmi les fragments issus de la cible primaire, et d'identifier événement par événement le contenu du faisceau secondaire. Elle possède une acceptation angulaire de 80 mrad dans le plan horizontal et de 100 mrad dans le plan vertical. Son acceptation en moment est de  $\pm 3\%$ . Pour se repérer le long de cette ligne de 78.2 m de long, les plans focaux sont numérotés de F0 à F7. La cible primaire se trouve en F0. La chambre à réaction contenant la cible de protons et les détecteurs MUST2 est située en F8. Un schéma de l'ensemble de l'installation est visible sur la figure 2.7.

**Sélection.** Le noyau d'intérêt est sélectionné dans la première partie de la ligne (F0-F2) à l'aide d'un séparateur achromatique en moment. Le terme achromatique signifie que dans un plan focal l'angle et la position du fragment dans le plan horizontal ne dépendent pas de son moment. Ce type de dispositif est particulièrement adapté aux faisceaux produits par fragmentation qui ont une dispersion en angle et en énergie au moins dix fois plus large qu'un faisceau standard [98]. Ces dispersions sont dues à l'épaisseur de la cible primaire qui entraîne des effets de *straggling* importants. Ces effets sont liés aux diffusions multiples qui peuvent se produire dans la cible après la réaction, modifiant l'énergie et l'angle

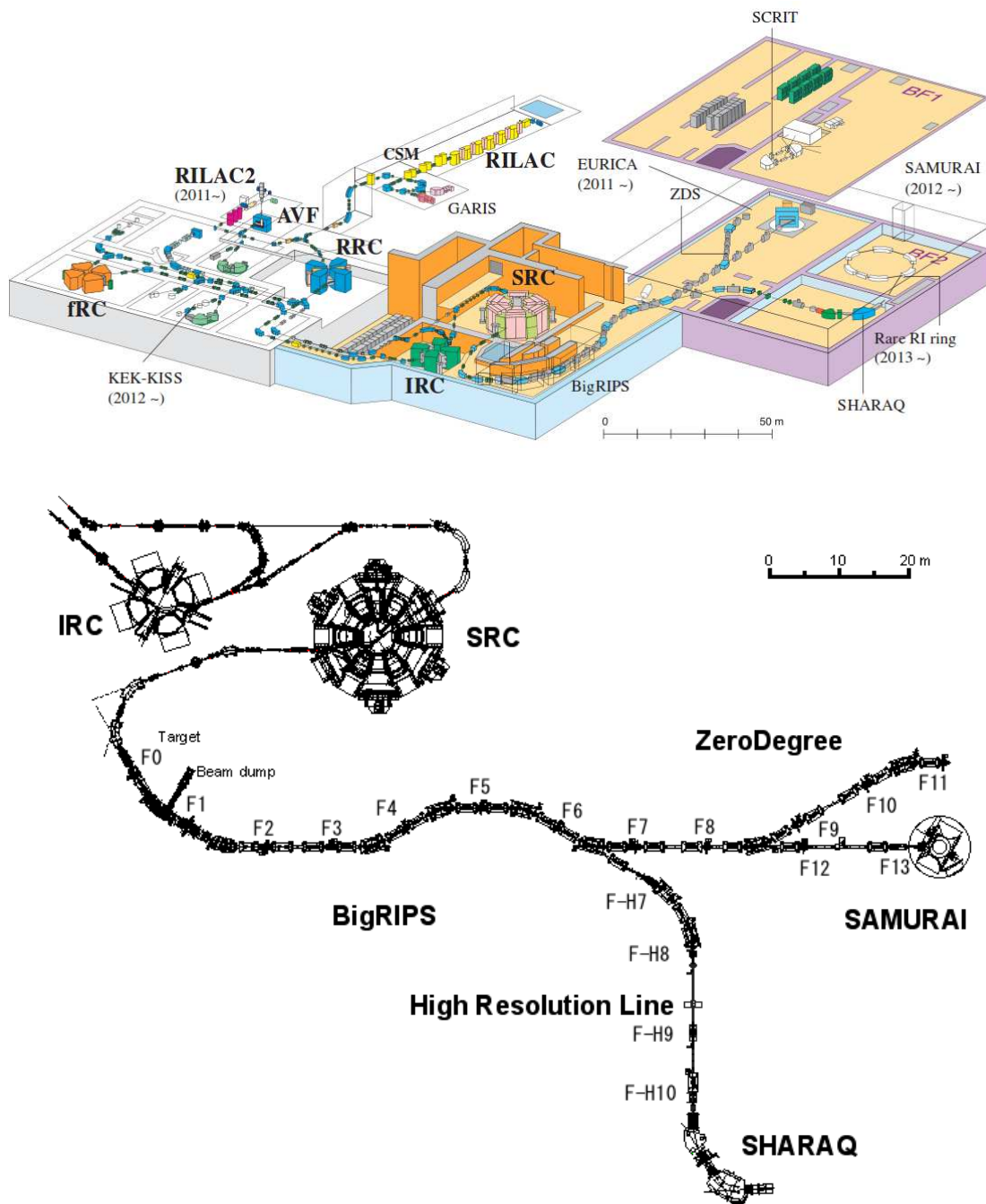
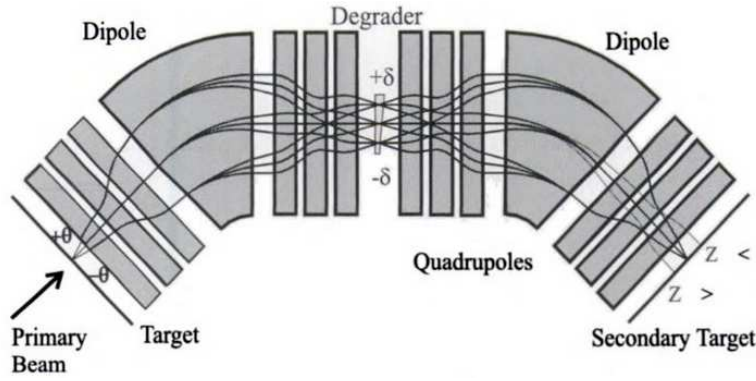


Figure 2.7 – Schéma de l'accélérateur RIBF et des différentes lignes expérimentales.

de sortie du noyau. L'émittance du faisceau caractérise ces dispersions. Elle représente l'angle en fonction de la position du noyau dans un plan donné. En plus de la séparation magnétique des différents fragments, le séparateur achromatique en moment de la ligne BigRIPS permet de réduire l'émittance du faisceau secondaire de façon significative. Il est composé de deux dipôles de  $30^\circ$  d'angle de courbure (D1 et D2) séparés par un dégradeur en aluminium, et de quatre quadripôles supra-conducteurs (STQ1-4) pour assurer la focalisation. Un schéma de principe de ce type de séparateur est donné par la figure 2.8.





**Figure 2.8** – Schéma de principe d'un séparateur magnétique achromatique en moment. Figure extraite de la référence [98].

Les deux dipôles génèrent des champs magnétiques constants. Ils sont utilisés pour sélectionner les ions produits dans la cible primaire en fonction de leur rigidité magnétique ( $B\rho$ ). La trajectoire d'un ion dans un champ magnétique constant  $B$  dépend de sa masse  $A$ , de sa charge  $Q$ , et de son impulsion  $p$ . Elle est décrite par la relation

$$B\rho = \frac{p}{Q} = \frac{\gamma mv}{Q} = \gamma\beta \frac{A}{Z} \left( \frac{cu}{e} \right) \quad , \quad (2.2)$$

où  $\rho$  est le rayon de courbure,  $u \simeq 931.5$  MeV l'unité de masse atomique,  $c = 29.9$  cm/ns la vitesse de la lumière,  $\beta = v/c$  et  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ . Les ions sont totalement épluchés (il ne reste aucun électron lié), la charge peut donc s'écrire  $Q = Ze$ . Comme les noyaux du faisceau secondaire sont produits par fragmentation, ils ont une vitesse proche de celle du faisceau primaire ( $\beta \simeq \text{cste}$ ). La sélection en  $B\rho$  assurée par le premier dipôle (D1) est donc équivalente à une sélection en  $A/Z$ . Un bloc d'arrêt est disposé dans l'ouverture de D1 afin de stopper les fragments qui s'éloignent de la trajectoire centrale. Ils correspondent au faisceau direct de  $^{48}\text{Ca}$  et aux noyaux qui ont un rapport  $A/Z$  très éloigné de celui du noyau d'intérêt.

Les noyaux sélectionnés sont ensuite conduits vers le plan F1. Ce plan est dispersif en moment c'est-à-dire que la position d'un noyau dans le plan horizontal est au premier ordre proportionnel à son moment. Un dégradeur profilé en aluminium est placé dans ce plan. Son épaisseur varie en fonction de la position dans le plan horizontal. L'énergie et le moment perdus par un noyau ( $A, Z$ ) dans une épaisseur de matériau sont donnés par

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E} \propto \left( \frac{Z}{v} \right)^2 \quad \text{soit} \quad \Delta p \propto \left( \frac{Z}{v} \right) \quad . \quad (2.3)$$

À  $\beta \simeq \text{cste}$  la perte en énergie ou en moment dans une épaisseur donnée ne dépend que de la charge  $Z$ . Les noyaux qui avaient été sélectionnés en  $A/Z$  dans D1 sortent donc du dégradeur avec des rigidités magnétiques qui dépendent de  $Z$ . Le champ magnétique constant du dipôle D2 est réglé de façon à centrer le noyau d'intérêt et à disperser les noyaux ayant une charge  $Z$  différente. Ils seront arrêtés par des fentes au plan F2.

Le séparateur achromatique en moment de BigRIPS permet donc de sélectionner les noyaux issus de la cible primaire en fonction de  $A/Z$  et  $Z$ . Le faisceau secondaire obtenu est composé du noyau d'intérêt et de noyaux dits contaminants qui sont dans l'acceptance de la ligne BigRIPS.

**Identification.** Le faisceau secondaire qui arrive au plan focal F3 est dit *cocktail* car il contient le noyau d'intérêt et les noyaux contaminants. L'identification événement par événement des noyaux incidents est indispensable pour garantir l'exclusivité de la mesure et normaliser les distributions angulaires. Elle est réalisée dans la deuxième partie de la ligne BigRIPS (F3-F7). Cette partie est composée de huit quadripôles supra-conducteurs (STQ7-14) et de quatre dipôles de  $30^\circ$  d'angle de courbure (D3-6) qui forment un ensemble achromatique. Les plans F4, F5 et F6 sont dispersifs en moment et peuvent intégrer un dégradeur profilé pour améliorer la séparation des différents noyaux présents dans le faisceau secondaire. Le plan F7 est doublement achromatique, c'est-à-dire que le faisceau est focalisé dans le plan horizontal et dans le plan vertical avant de bombarder la cible de protons. Chaque plan focal accueille des détecteurs qui mesurent le temps de vol, la position (X,Y) et la perte d'énergie des noyaux. Ils sont décrits dans la section 2.4. La méthode de reconstruction du rapport  $A/Z$  et de la charge  $Z$  est détaillée dans la section 3.1.

### 2.3.3 Intensité du faisceau $^{24}\text{O}$

**Estimation.** L'intensité et la pureté du faisceau  $^{24}\text{O}$  produit par RIBF ont été estimées avec LISE++ [99]. L'intensité attendue du faisceau primaire de  $^{48}\text{Ca}$  était de 200 particules-nano-Ampère (pnA), soit  $1.25 \cdot 10^{12}$  pps. Les principaux réglages appliqués aux éléments de la ligne BigRIPS et les caractéristiques du faisceau secondaire sont donnés dans le tableau 2.1. Le faisceau  $^{24}\text{O}$  est obtenu à 283 MeV/n avec une intensité de  $9.6 \cdot 10^3$  pps. La pureté en  $^{24}\text{O}$  (22%) est inférieure à celles des deux principaux contaminants contenus dans le faisceau secondaire  $^{25}\text{F}$  (32%) et  $^{23}\text{O}$  (37%). Elle ne peut pas être améliorée sans perte d'intensité. Comme les détecteurs de faisceau sont capables d'identifier jusqu'à  $10^6$  noyaux par seconde, cela ne remet pas en cause la faisabilité de l'expérience. Les incertitudes sur la section efficace de production du  $^{24}\text{O}$  étaient importantes. Pour les prendre en compte, l'intensité considérée dans la proposition d'expérience ( $5 \cdot 10^3$  pps) correspondait à la moitié de l'intensité estimée. Suite à cette proposition un total de 14 jours de faisceau avait été obtenu, dont une journée pour le réglage du faisceau primaire de  $^{48}\text{Ca}$  et deux jours pour une mesure de référence avec un faisceau radioactif de  $^{22}\text{O}$ . Le nombre total de noyaux  $^{24}\text{O}$  incidents attendus était donc de  $N_{\text{inc}} = 4.75 \cdot 10^9$ .

**Expérience.** L'intensité moyenne du faisceau primaire de  $^{48}\text{Ca}$  était de 120 pnA, avec des pics à 180 pnA observés en fin d'expérience. Les réglages de la ligne BigRIPS sont donnés dans le tableau 2.2. Le faisceau  $^{24}\text{O}$  était produit à 263 MeV/n avec une intensité moyenne de 1740/s pendant 7 jours, soit un nombre total de noyaux  $^{24}\text{O}$  incidents de  $N_{\text{inc}} = 1.05 \cdot 10^9$ . L'énergie incidente est légèrement plus faible que celle de l'estimation. Cette différence est due à l'épaisseur plus importante du dégradeur en F1, et à l'ajout

d'un autre dégradeur en F5 installé pour améliorer la séparation du noyau  $^{24}\text{O}$ . Les puretés mesurées sont détaillées dans le tableau 2.2. Elles correspondent aux comptages effectués par deux types de détecteurs de faisceau (voir section 2.4) : les plastiques qui comptent toutes les particules incidentes (pour tout Z), et les PPAC qui comptent les ions ayant une charge supérieure à trois ( $Z>3$ ). Les noyaux  $^{24}\text{O}$ ,  $^{23}\text{O}$  et  $^{25}\text{F}$  représentaient respectivement 34, 9 et 22% des ions détectés par les PPAC. Le faisceau était cependant largement contaminé par des tritons issus des réactions entre le faisceau et les différents détecteurs des plans focaux. Chaque épaisseur de matériau placée sur la trajectoire du faisceau agit comme une cible. Comme les tritons ont le même rapport A/Z que le noyau d'intérêt ils ne sont pas éliminés par le tri magnétique. Le noyau  $^{24}\text{O}$  n'a représenté en moyenne que 4.6% des particules incidentes mesurées par les plastiques.

**Tableau 2.1** – Réglages de la ligne BigRIPS et résultats de l'estimation LISE++ [99].

Faisceau primaire (345 MeV/n)	Cible $^9\text{Be}$ primaire (mm)	$B\rho$ D1 (T.m)	Dégradeur F1 - Al (mm)	Fentes F2 (mm)	Dégradeur F5 - Al (mm)	$B\rho$ D6 (T.m)
$^{48}\text{Ca}$ I = 200 pA	15	8.10	8	(-4,+4)	0	7.80

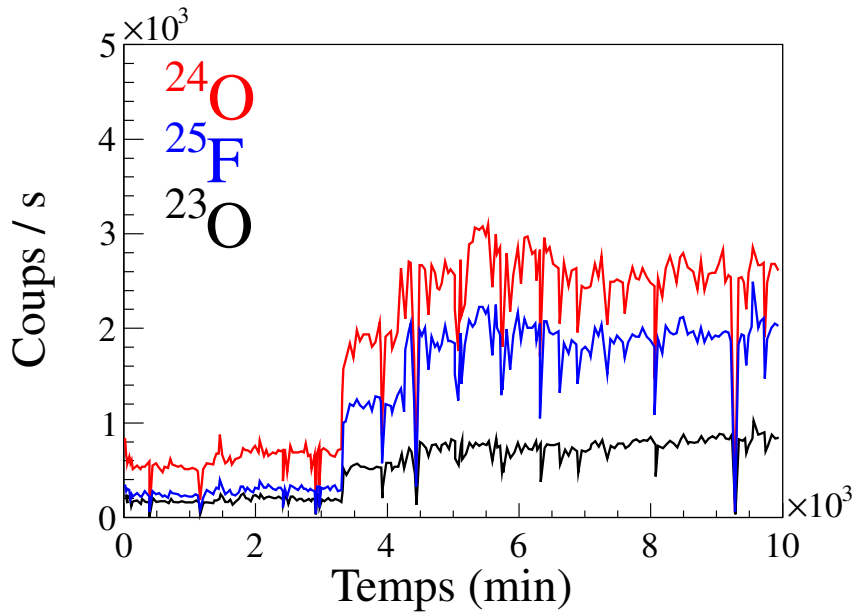
Estimation faisceau secondaire		
Noyau	Intensité (pps)	Pureté (%)
$^{24}\text{O}$ (283 MeV/n)	$1.01 \cdot 10^4$	22
$^{25}\text{F}$ (324 MeV/n)	$1.46 \cdot 10^4$	32
$^{23}\text{O}$ (305 MeV/n)	$1.66 \cdot 10^4$	37

**Tableau 2.2** – Réglages de BigRIPS et intensités mesurées.

Faisceau primaire (345 MeV/n)	Cible $^9\text{Be}$ primaire (mm)	$B\rho$ D1 (T.m)	Dégradeur F1 - Al (mm)	Fentes F2 (mm)	Dégradeur F5 - Al (mm)	$B\rho$ D6 (T.m)
$^{48}\text{Ca}$ $\bar{I} \simeq 120$ pA	15	8.10	15	(-5,+5)	1.8	7.51

Moyenne faisceau secondaire			
Noyau	Intensité (pps)	Pureté $Z>3$ (%)	Pureté $\forall Z$ (%)
$^{24}\text{O}$ (263 MeV/n)	1740	34	4.6
$^{25}\text{F}$ (302 MeV/n)	1120	9	1.2
$^{23}\text{O}$ (284 MeV/n)	4500	22	3.0

L'intensité du faisceau incident en fonction du temps est visible sur la figure 2.9. Les fluctuations ponctuelles sont liées à l'instabilité de la cavité accélératrice du RILAC. Un premier saut d'intensité situé à environ 3 300 minutes est lié à l'ouverture des fentes en F1 et F8, qui a permis de réduire la production de particules légères. L'intensité et la pureté du noyau  $^{24}\text{O}$  sont passées de 600 à 1 800/s et de 0.5 à 1%, respectivement. Le second saut d'intensité ( $\simeq 4100$  min) reflète l'augmentation du seuil en énergie du plastique situé en F7. En augmentant ce seuil les déclenchements provoqués par les particules légères ont diminué de 30%. Cette fois l'intensité et la pureté du noyau  $^{24}\text{O}$  sont passées de 1 800 à 2 600/s et de 1 à 7%, respectivement.



**Figure 2.9** – Intensités en  $^{24}\text{O}$  (rouge),  $^{25}\text{F}$  (bleu) et  $^{23}\text{O}$  (noir) du faisceau radioactif mesurées pendant l'expérience RIBF57 par les détecteurs PPAC.

## 2.4 Détecteurs de faisceau

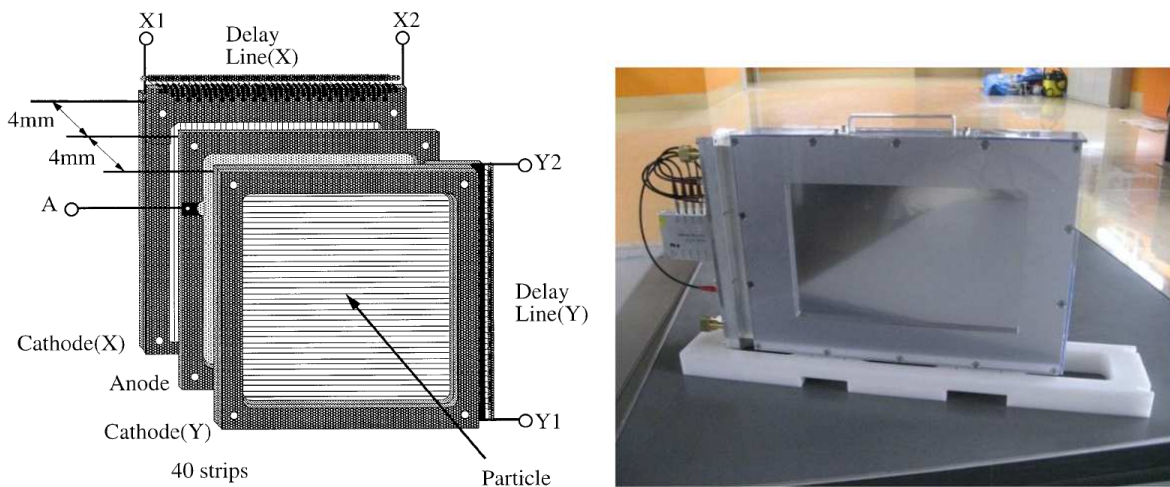
Les détecteurs disposés aux différents plans focaux de la ligne BigRIPS et du spectromètre ZDS permettent de caractériser le faisceau qui bombarde la cible de protons événement par événement, et d'identifier les noyaux qui en sortent. L'identification des noyaux incidents et sortants, la distribution spatiale et les émittances du faisceau, ainsi que la trajectoire et l'énergie cinétique du noyau incident sont reconstruites en combinant les informations collectées par ces détecteurs. Toutes ces procédures reposent sur des mesures de temps de vol, de perte d'énergie et de position effectuées par deux types de détecteurs.

### 2.4.1 *Parallel-Plate Avalanche Counter* (PPAC)

Le premier type de détecteur a été développé par les physiciens de RIKEN à partir du concept des *Parallel-Plate Avalanche Counter* (PPAC) [100]. Ils permettent de mesurer événement par événement la position des ions incidents dans le plan (X,Y) perpendicu-

laire au sens de propagation du faisceau ( $Z$ ), et le temps de vol par rapport à un autre détecteur. L'efficacité de détection est supérieure à 95% pour des ions légers de haute énergie ( $Z \geq 7$ ,  $E_c \geq 100$  MeV). Les résolutions obtenues sur la position et le temps du noyau incident sont de 1 mm et 1.2 ns (LTMH). Le taux de comptage maximum est d'environ  $10^6$  Hz. La répartition et la surface active des PPAC placés sur la ligne BigRIPS et sur le spectromètre ZDS sont disponibles dans l'annexe A.

Une vue éclatée des trois plans qui composent un PPAC de  $100 \times 100$  mm<sup>2</sup> est présentée sur la figure 2.10. Les fenêtres d'entrée et de sortie du détecteur sont composées d'une feuille de Mylar de 12  $\mu$ m d'épaisseur recouverte de 30 nm d'aluminium. Les deux cathodes qui sandwichent l'anode sont divisées en 40 strips de 2.40 mm espacés de 0.15 mm. Ceux de la cathode d'entrée sont perpendiculaires à ceux de la cathode de sortie afin de mesurer les coordonnées X et Y. Les trois plans sont fabriqués par évaporation de 30 nm d'or ou d'aluminium sur une matrice de Mylar de 1.5  $\mu$ m d'épaisseur. Ils sont séparés par une distance de 4 mm qui est remplie de gaz ( $C_3F_8$ ) à une pression de 30 Torr. La tension entre l'anode et les cathodes est d'environ 1000 V. Une version plus récente de PPAC a été utilisée. La distance de séparation est de 4.1 mm, elle est remplie de  $CH_4$  à une pression de 10 Torr, et la tension est de 850-900 V. La vue d'un PPAC de  $240 \times 150$  mm<sup>2</sup> installé sur la ligne BigRIPS est présentée sur la figure 2.10.



**Figure 2.10** – Schéma éclaté des différents plans d'un PPAC (gauche). Vue d'un PPAC utilisé sur la ligne BigRIPS.

Lorsqu'une particule chargée traverse le gaz, elle va l'ioniser. Elle forme des paires d'ions ( $e^- + \text{ion}$ ) qui migrent sous l'effet du champ électrique généré par la tension appliquée entre l'anode et la cathode. Une avalanche d'électrons se forme si le champ électrique fournit suffisamment d'énergie à l'électron issu de la première ionisation pour qu'il ionise à nouveau le gaz pendant sa migration. Les électrons migrent plus rapidement que les ions. Ils sont collectés par l'anode et génèrent le signal temps rapide du détecteur. Les ions sont collectés par les strips des cathodes. La charge de chaque strip est récupérée par une ligne de retard (*Delay-Line* sur la figure 2.10). Un PPAC a cinq voies de sortie : le signal rapide de l'anode, et quatre signaux mesurés à l'extrémité des lignes de retard

des cathodes. Ils sont convertis par un *Time-to-Digital-Converter* (TDC) en signaux de temps. Le retard entre les signaux des deux extrémités de la ligne de retard et le signal rapide de l'anode sont utilisés pour reconstruire la position de la particule chargée qui a traversé le détecteur

$$X = k_x \frac{T_{X_1} - T_{X_2}}{2} \quad \text{et} \quad Y = k_y \frac{T_{Y_1} - T_{Y_2}}{2} .$$

Les coefficients  $k_{x,y}$  ont une valeur typique de 1.25 mm/ns. Une ligne de retard de 240 mm correspond donc à 192 ns, soit un temps mort d'environ 2% pour une intensité de  $10^5$  pps.

### 2.4.2 Plastique scintillant

Les autres détecteurs utilisés sur la ligne BigRIPS et sur ZDS sont des plastiques scintillants de type BC-420. Ils permettent de mesurer la perte d'énergie des noyaux qui le traversent et leur temps de vol par rapport à un autre détecteur avec une efficacité proche de 100%. La résolution en temps est d'environ 50 ps. La vue d'un plastique scintillant entouré par deux photomultiplicateurs (PM) est présentée sur la figure 2.11. En fonction du plan focal le plastique installé a une surface active de  $120 \times 100 \text{ mm}^2$  ou  $240 \times 100 \text{ mm}^2$ , et une épaisseur de 0.2, 1 ou 3 mm (voir annexe A). Ces épaisseurs correspondent à des pertes d'énergie de 5, 25, et 50 MeV pour un noyau  $^{24}\text{O}$  accéléré à 263 MeV/n.



**Figure 2.11** – Vue d'un plastique scintillant utilisé sur la ligne BigRIPS.

Lorsqu'une particule chargée traverse un plastique scintillant, une partie de son énergie cinétique est convertie en lumière fluorescente. Elle est issue de la désexcitation des molécules qui composent le plastique. Ces photons sont ensuite collectés par un PM qui va les convertir en électrons et amplifier le signal. L'amplitude de ce signal de sortie est proportionnelle au dépôt d'énergie initial.

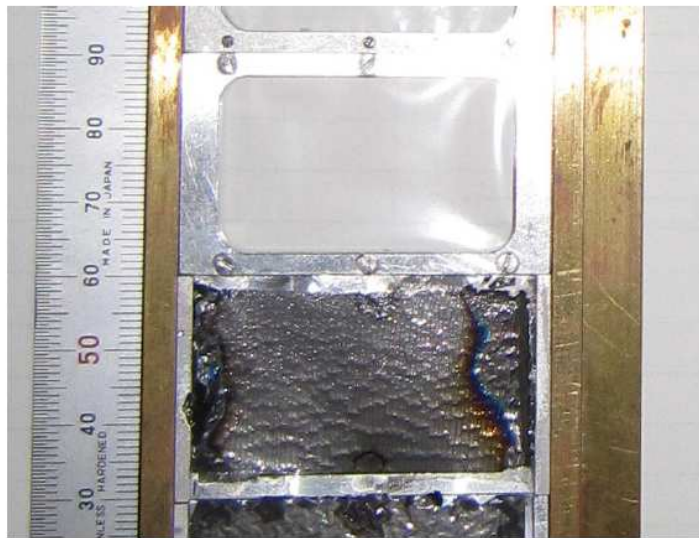
## 2.5 Cibles

Deux cibles solides de polypropylène  $(\text{CH}_2)_n$  d'épaisseurs différentes installées dans le porte-cibles de la chambre à réaction étaient prévues pour l'expérience. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 2.3. Elles auraient permis d'optimiser la résolution sur

l'énergie d'excitation pour des zones cinématiques différentes. Le choix de l'épaisseur résulte d'un compromis entre la probabilité d'interaction, la perte d'énergie du proton diffusé dans la cible, et les effets de *straggling* en énergie et en angle. L'utilisation d'une cible épaisse permet d'augmenter la probabilité de diffuser un proton. En contrepartie elle entraîne des pertes d'énergie plus importantes et renforce les effets *straggling*, dégradant la mesure de l'énergie et de l'angle de diffusion. Une cible de  $^{12}\text{C}$  est utilisée pour soustraire la contribution des noyaux de carbone présents dans les cibles de  $(\text{CH}_2)_n$ . Une vue des cibles fixées dans leur cadre est présentée sur la figure 2.12, elles avaient une surface de  $25 \times 40 \text{ mm}^2$ .

**Tableau 2.3** – Caractéristiques des cibles de l'expérience RIBF57. Calcul de la perte d'énergie  $\Delta E$  et des dispersions  $\sigma$  en énergie et en angle dues aux effets de *straggling* pour un proton de 1.6 MeV diffusé en début de cible avec LISE++.

Nature	Épaisseur @ $0^\circ$		Proton 1.6 MeV - Cible @ $45^\circ$		
	( $\text{mg.cm}^{-2}$ )	( $\mu\text{m}$ )	$\Delta E$ (MeV)	$\sigma_E$ (keV)	$\sigma_{\theta_{\text{lab.}}}$ (deg.)
$(\text{CH}_2)_n$	2.7	30	1.09	29	1.95
$(\text{CH}_2)_n$	0.9	10	0.29	10	1.03
C	0.808	0.36	0.20	11	0.97
C	0.792	0.35	0.20	11	0.97



**Figure 2.12** – Vue des cibles fixées dans leur cadre. La surface interne des fenêtres était de  $25 \times 40 \text{ mm}^2$ . La surface sombre et la surface transparente correspondent aux cibles de  $^{12}\text{C}$  et de  $(\text{CH}_2)_n$ , respectivement.

Pour les diffusions aux angles inférieurs à  $15^\circ_{\text{cm}}$  ( $E_p \leq 12 \text{ MeV}$ ) une cible mince de  $(\text{CH}_2)_n$  ( $0.9 \text{ mg/cm}^2$ ) devait être utilisée. Selon le calcul présenté sur la figure 2.4 c'est dans cet intervalle angulaire que la section efficace inélastique du premier état excité atteint son maximum. Aux angles supérieurs à  $15^\circ_{\text{cm}}$ , l'utilisation d'une cible plus épaisse

(2.7 mg/cm<sup>2</sup>) devait permettre de compenser la section efficace et donc d'obtenir une statistique suffisante pour la distribution angulaire élastique.

Au regard de l'intensité du faisceau <sup>24</sup>O atteinte lors de l'expérience (voir 2.3.3) seule la cible de (CH<sub>2</sub>)<sub>n</sub> la plus épaisse (2.7 mg.cm<sup>-2</sup>) a été utilisée. La rotation à 45° qui permet au proton diffusé entre 70 et 90°<sub>lab.</sub> de sortir de la cible augmente son épaisseur par rapport à la trajectoire du faisceau de 41%. L'énergie minimale des protons qui peuvent être détectés dépend de l'épaisseur de la cible et du seuil de détection en énergie des télescopes MUST2. Pour des protons diffusés au début d'une cible de (CH<sub>2</sub>)<sub>n</sub> de 42.42 μm d'épaisseur et détectés avec un seuil de 500 keV elle vaut 1.6 MeV. La cinématique de la réaction <sup>24</sup>O(p,p') est donc couverte pour E<sub>p</sub> ≥ 1.6 MeV. Les dispersions en énergie et en angle de ces protons sont de 30 keV et 1.95° (*sigma*). Elles diminuent lorsque l'énergie du proton diffusé augmente. Pour les protons de basse énergie, E<sub>p</sub> ≤ 3 MeV, la dispersion en angle, σ<sub>θ<sub>lab.</sub></sub> ≤ 0.97°, va dégrader la résolution sur l'angle de diffusion. Pour la cinématique élastique à 263 MeV/n cette dispersion angulaire correspond à une résolution en énergie d'excitation d'environ 1 MeV (*sigma*).

Les protons diffusés à basse énergie sont ceux qui perdent le plus d'énergie dans la cible. Un proton diffusé à 1.6 MeV au début d'une cible de (CH<sub>2</sub>)<sub>n</sub> de 42.42 μm d'épaisseur y laisse 1.09 MeV, soit près de 70% de son énergie, tandis qu'un proton de 6 MeV y laissera 300 keV, soit 5% de son énergie. Cette perte d'énergie est prise en compte événement par événement dans la reconstruction de l'énergie du proton (voir section 3.3.4).

Pour calculer le nombre de protons par unité de surface présents dans la cible N<sub>cible</sub>, la structure moléculaire de la cible de (CH<sub>2</sub>)<sub>n</sub> doit être prise en compte. La masse molaire moyenne par atome est obtenue en divisant la masse molaire de la cible par le nombre d'atomes qui composent une molécule. Pour la cible de C<sub>3</sub>H<sub>6</sub> utilisée N<sub>cible</sub> s'écrit

$$N_{\text{cible}} = \frac{6}{9} \frac{\mathcal{N}_A}{M_{\text{C}_3\text{H}_6}/9} \frac{\rho_e}{\cos \phi} = \frac{6}{9} \frac{6.02214 \cdot 10^{23}}{42.0797/9} \frac{2.7 \cdot 10^{-3}}{\cos(45)} = 3.28 \cdot 10^{-7} \text{ at/mb} , \quad (2.4)$$

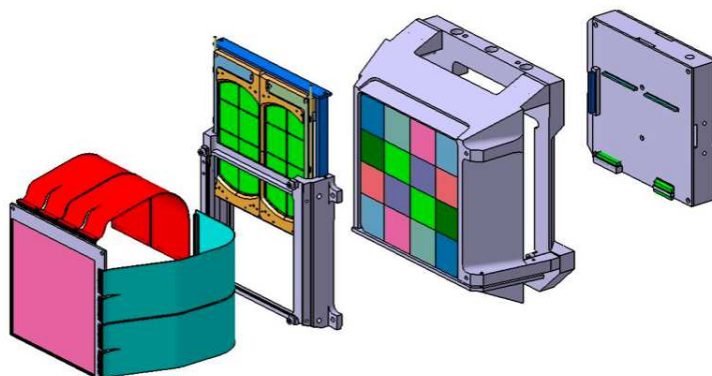
où  $\mathcal{N}_A$  est le nombre d'Avogadro,  $M_{\text{C}_3\text{H}_6}$  la masse molaire de la cible,  $\rho_e$  sa masse surfacique et  $\phi$  l'angle de rotation par rapport à l'axe du faisceau.

## 2.6 Détecteurs de particules légères chargées MUST2

Pour détecter les protons diffusés le dispositif MUST2 [96] a été transporté à RIKEN. Il a été développé par une collaboration IPNO-GANIL-CEA/IRFU pour détecter les particules légères chargées issues de réactions directes produites par un faisceau d'intérêt et une cible légère d'hydrogène ou de deuton. Un télescope permet d'identifier une particule incidente, de mesurer son énergie, et les coordonnées de son point d'impact avec une efficacité intrinsèque d'environ 90%. Chaque télescope est constitué de trois étages de détection : un silicium mince à pistes, des siliciums épais segmentés, et des scintillateurs CsI. La vue éclatée d'un télescope est présentée sur la figure 2.13. L'électronique des télescopes MUST2 permet de couvrir une dynamique en énergie de 0 à 225 MeV pour les



siliciums épais segmentés et les cristaux CsI, et de 0 à 50 MeV pour le silicium mince à pistes.



**Figure 2.13** – Vue éclatée des trois étages de détection d’un télescope MUST2. De gauche à droite : le silicium mince à pistes (128X, 128Y), les siliciums épais segmentés (16 secteurs), les 16 cristaux CsI, et le bloc de refroidissement.

### 2.6.1 Premier étage : silicium à pistes

Le premier étage est un détecteur semi-conducteur silicium mince double face à pistes (DSSD pour *Double-sided Silicon Strip Detector*), réalisé par la société Micron Semiconductor. Les faces d’entrée et de sortie sont séparées par  $300\ \mu\text{m}$  de silicium et possèdent une grande surface active de  $98 \times 98\ \text{mm}^2$ . Chaque face est divisée en 128 pistes de  $700\ \mu\text{m}$  de largeur espacées de  $60\ \mu\text{m}$  d’interpiste. Les pistes des faces d’entrée et de sortie sont perpendiculaires afin d’obtenir les coordonnées (X,Y) du point d’impact dans le détecteur. La résolution angulaire moyenne pour une cible placée à 23 cm est de  $0.17^\circ$ . Chaque piste permet de mesurer une énergie et un temps. Les résolutions mesurées sont de 40 keV (LTMH) pour des particules  $\alpha$  de 5.5 MeV et de 550 ps (LTMH) avec un faisceau de protons. Les pistes sont recouvertes d’une couche d’aluminium de  $0.4\ \mu\text{m}$  d’épaisseur qui constitue une zone morte prise en compte dans la mesure de l’énergie des particules incidentes. Le DSSD peut mesurer l’énergie totale d’un proton jusqu’à 6.12 MeV. Au-delà de cette valeur le proton a suffisamment d’énergie pour traverser et le détecteur mesure son dépôt d’énergie  $\Delta E_p$ .

### 2.6.2 Deuxième étage : silicium dopé au lithium

Le deuxième étage est composé de deux détecteurs semi-conducteurs silicium dopé au lithium (SiLi), fabriqués par Semikon Detector GmbH. Ils sont intégrés dans une mécanique commune en aluminium et situés à 17 mm du premier étage. Chaque détecteur de 4.5 mm d’épaisseur possède une surface active de  $92 \times 48\ \text{mm}^2$  segmentée en 8 secteurs carrés de 25 mm de côté. La surface active du SiLi couvre 68% de celle du premier étage. Les contraintes imposées sur le taux d’impuretés des détecteurs ont limité leurs tailles. Ce deuxième étage de détection permet de mesurer l’énergie résiduelle des particules qui ont traversé le DSSD. La résolution mesurée est de 130 keV (LTMH) pour des particules  $\alpha$

de 5.5 MeV. Cet étage n'a pas été utilisé dans l'expérience afin d'optimiser la couverture géométrique des télescopes.

### 2.6.3 Troisième étage : cristaux d'iodure de césium

Le troisième étage est constitué de 16 scintillateurs d'iodure de césium (CsI), produits par la société Scionix. Ces détecteurs de 40 mm d'épaisseur, situés à 30 mm du premier étage, ont une géométrie trapézoïdale avec une surface d'entrée de  $30 \times 30 \text{ mm}^2$  inférieure à la surface de sortie. Cette géométrie réduit l'échappement des particules qui entrent dans un détecteur avec une trajectoire oblique. La surface active des CsI correspond à celle du premier étage. Chaque cristal scintillant est isolé par  $3 \mu\text{m}$  de Mylar aluminisé sur la face d'entrée et par  $50 \mu\text{m}$  sur les autres faces. Cela permet d'optimiser la collection de la lumière tout en limitant l'épaisseur de zone morte. Une photodiode collée sur la face de sortie du cristal collecte la lumière émise. Ce troisième étage de détection mesure l'énergie résiduelle des particules qui ont traversé le(s) premier(s) étage(s) du télescope. Les cristaux de CsI peuvent mesurer l'énergie d'un proton jusqu'à 115 MeV avec une résolution d'environ 8%.

### 2.6.4 Électronique

L'électronique des télescopes MUST2 a fait l'objet d'un développement spécifique. La compacité et la fiabilité de cette électronique ont pu être optimisées grâce à l'élaboration des circuits intégrés *MUST ASIC (Application Specific Integrated Circuits) for Time and Energy* (MATE) et des cartes *MUST Front-End Electronics* (MUFEE) qui sont directement implantés sur chaque télescope. Ils constituent avec les cartes *MUST in VXI* (MUVI) les trois éléments de l'électronique des télescopes MUST2.

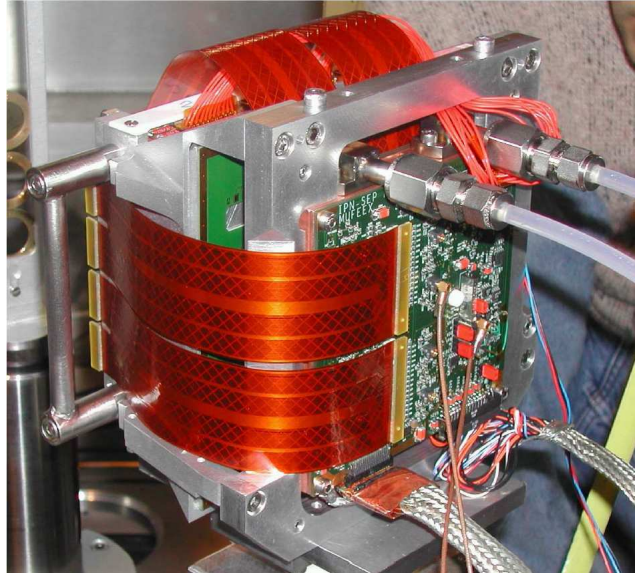
**MATE**, ce circuit intégré très compact est dédié au traitement des signaux issus des pistes d'un DSSD. Un MATE permet de traiter 16 pistes c'est-à-dire 16 signaux analogiques bipolaires. Il assure la pré-amplification du signal de chacune d'entre elles. Le circuit divise ensuite ce signal traité en un signal temps et un signal énergie. Le signal temps est filtré puis soumis à un discriminateur à seuil. S'il franchit le seuil, deux signaux sont envoyés. Le premier est un *start* qui va déclencher un *Time to Amplitude Converter* (TAC) utilisé pour mesurer le temps de vol de la particule. Le signal *stop* est externe à l'électronique MUST2. La gamme des TAC est choisie par l'utilisateur, elle peut être de 320 ou 640 ns. Le second est une requête de lecture qui est envoyée en sortie du MATE. Le signal énergie est lui aussi filtré puis son amplitude, qui correspond à l'énergie de la particule, est stockée dans une capacité en attendant un ordre de lecture. En cas de lecture, le signal en énergie est codé sur 14 bits. Les données des pistes X sont enregistrées du canal 8 192 à 16 384, celles des pistes Y du canal 8 192 à 0 (soit environ 7 keV/canal). La résolution de cette électronique est de 20 keV en énergie et 300 ps en temps (LTMH).

**MUFEE**, cette carte contient 9 MATE. Huit d'entre eux sont consacrés au traitement des 128 pistes qui composent une face de DSSD, et le neuvième aux 16 signaux issus d'un

SiLi pour la carte MUFEE de la face X ou d'un CsI pour celle de la face Y. Deux cartes sont donc nécessaires pour traiter l'ensemble de 576 paramètres d'un télescope MUST2. Elles sont directement implantées à l'arrière du télescope et reliées au DSSD par deux kaptons de 20 cm (voir figure 2.14). Elles assurent la lecture, le multiplexage et la transmission des données aux *Analogic to Digital Converter* (ADC). En plus de ces fonctions directement liées à l'acquisition, les cartes MUFEE distribuent les alimentations de basse tension et de haute tension aux détecteurs. Ils gèrent également les signaux d'inspection et de commande, et contrôlent la stabilité de l'électronique. Un capteur de température permet de déclencher un signal d'alarme si elle dépasse un seuil fixé par l'utilisateur. Un générateur d'impulsions d'amplitude réglable a également été intégré afin de tester et d'étalonner l'ensemble de l'électronique. Une voie analogique supplémentaire permet l'utilisation d'un générateur externe.

**MUVI**, cette carte organise l'ensemble de l'électronique d'acquisition. Elle est placée à l'extérieur de la chambre à réaction. Elle est formée de 4 cartes *Control Acquisition Sector* (CAS) qui gèrent chacune un télescope. Si un événement est accepté par le *trigger* de l'expérience (voir section 2.8), la carte MUVI déclenche la lecture des cartes MUFEE, le codage des données sur 14 bits via des ADC, et la transmission vers l'acquisition. Dans le cas contraire, elle ordonne la remise à zéro des cartes MUFEE qui ont déclenché. Elle transmet le signal *stop* externe aux TAC des MATE et assure la gestion de tous les paramètres réglables de l'électronique d'acquisition (gain, mise en forme, seuils, gamme des TAC, amplitude pour le générateur interne, et seuil pour l'alarme de température). Elle permet également de mesurer et de corriger les non-linéarités intégrale et différentielle du codeur, et de mesurer, aligner et supprimer les piédestaux. Cette dernière fonctionnalité permet de réduire le temps mort en limitant le nombre de déclenchements et de lectures grâce à un seuil en énergie en-dessous duquel les données ne sont pas transmises. Il était fixé à environ 400 keV pour l'expérience RIBF57. Le temps mort de l'électronique d'acquisition des télescopes MUST2 est d'environ 100  $\mu$ s dont 400 ns pour le codage des données. Il augmente avec le nombre de MATE qui sont lus.

Les deux cartes MUFEE implantées à l'arrière d'un télescope MUST2 dégagent environ 12 W de chaleur. Elles sont fixées sur un bloc de refroidissement (voir figure 2.14) dans lequel circule un mélange mi-eau mi-alcool refroidi à environ  $-10^{\circ}\text{C}$  par un système réfrigérant. La chaleur produite par l'électronique est ainsi évacuée et la température du télescope stabilisée.

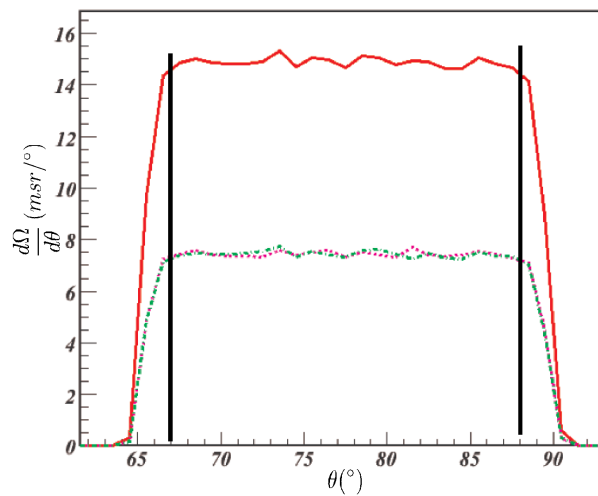


**Figure 2.14** – Vue arrière d’un télescope MUST2 : les kaptons qui relient les pistes aux cartes MUFEE (orange), la carte MUFEE des pistes X fixées à l’arrière du bloc de refroidissement, et les tubes d’entrée et de sortie du mélange mi-eau mi-alcool.

### 2.6.5 Position et efficacité géométriques

Le choix de la position des télescopes a été détaillé dans la section 2.2. L’efficacité géométrique des télescopes T1 et T4 obtenue par simulation est visible sur la figure 2.15. Ceux-ci permettent de couvrir 15 msr/deg. entre 67 et 90°<sub>lab.</sub> soit un angle solide de 345 msr. L’angle solide total correspondant à ces angles de diffusion est donné par

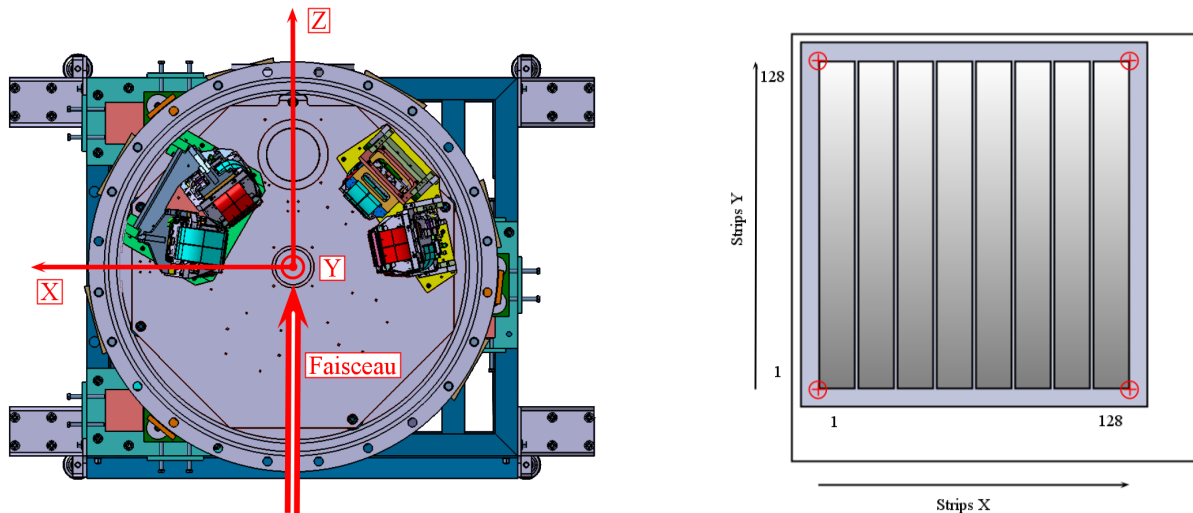
$$\Delta\Omega_{67-90^\circ_{\text{lab.}}} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{67}^{90} d\theta \sin\theta = 2.46 \text{ sr} .$$



**Figure 2.15** – Simulation de l’angle solide couvert par les télescopes T1 et T4.

Ces deux télescopes ont donc une efficacité géométrique de 14% dans l'intervalle angulaire d'intérêt. Le DSSD joue un rôle important dans la reconstruction de l'angle d'émission de la particule légère chargée. Il permet grâce à sa grande granularité ( $128 \times 128$  pixels de  $0.700 \mu\text{m}$  de côté) de reconstruire les coordonnées du point d'impact de cette particule dans l'espace. Pour réaliser cette reconstruction la position du télescope doit être déterminée avec précision.

La position des huit télescopes MUST2 montés dans la chambre à réaction a été mesurée par un géomètre (voir annexe B). La résolution associée à ces relevés de position est de  $100 \mu\text{m}$ . Les positions mesurées après le montage sur l'aire BigRIPS sont en accord avec celles qui avaient été relevées au GANIL au mois de mars 2010. La répétabilité du positionnement des télescopes MUST2 avait alors été testée. L'écart maximum observé entre deux montages est de  $500 \mu\text{m}$ . Les coordonnées de chaque télescope dans le référentiel du laboratoire sont données dans le tableau B.1. Elles correspondent aux quatre sommets de la zone active de la face d'entrée du DSSD qui sont schématisés sur la figure 2.16.



**Figure 2.16** – Schéma du référentiel du laboratoire (rouge) et de la chambre à réaction (gauche). Schéma du *Printed Circuit Board* (PCB) (carré blanc) de la face d'entrée d'un DSSD et des points utilisés (rouge) pour reconstruire le point d'impact du proton dans l'espace (droite).

## 2.7 Spectromètre ZDS

L'identification des noyaux sortants de la cible de protons est effectuée avec le spectromètre *Zero Degree* (ZDS). Il s'étend sur 36.5 m situés en aval de la ligne BigRIPS et de la chambre à réaction (F8-F11). Il est composé de quatre dipôles et de six quadripôles supra-conducteurs. Ce spectromètre peut être utilisé dans quatre modes différents : deux modes dispersifs qui sont utilisés pour optimiser la mesure de la distribution en moment, et deux modes achromatiques qui maximisent l'acceptance en moment du spectromètre. L'identification des noyaux dans ZDS est basée sur la même méthode que pour la ligne

BigRIPS. Les plastiques et les PPAC qui sont disposés à chaque plan focal permettent de mesurer temps de vol, position (X,Y) et pertes d'énergie. La reconstruction du rapport A/Z et de la charge Z est détaillée dans la section 3.1.

Pour l'expérience RIBF57 le spectromètre ZDS était utilisé en mode *large acceptance achromatic*. Dans cette configuration la rigidité magnétique maximum est de 8.1 T.m, l'acceptance angulaire de 90 mrad dans le plan horizontal et 60 mrad dans le plan vertical. Son acceptance en moment est de  $\pm 3\%$ . Elle ne permet pas d'identifier les noyaux  $^{24}\text{O}$ ,  $^{23}\text{O}$  et  $^{22}\text{O}$  issus des diffusions élastique et inélastiques de protons avec le même réglage de  $B\rho$ . Ces noyaux d'oxygène sortent de la cible à la même vitesse que le noyau  $^{24}\text{O}$  incident. La différence de moment entre les noyaux projectile et éjectile est alors donnée par la relation

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta B\rho}{B\rho} = \frac{\Delta A}{A} \text{ soit pour } A=24 \quad \frac{\Delta p}{p} (^{23}\text{O}) = 4.2\% \text{ et } \frac{\Delta p}{p} (^{22}\text{O}) = 8.3\% .$$

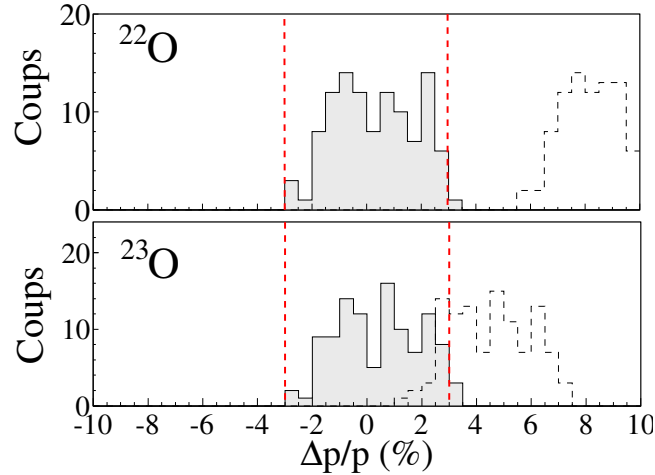
Trois réglages de  $B\rho$  différents ont donc été utilisés pendant l'expérience pour couvrir les moments des noyaux  $^{24}\text{O}$ ,  $^{23}\text{O}$  et  $^{22}\text{O}$ . Leurs caractéristiques sont données dans le tableau 2.4.

**Tableau 2.4** – Réglages de  $B\rho$  appliqués au ZDS durant l'expérience RIBF57.

Réglages	Durée (min)	n° runs	$B\rho_{F8-F9}$	$B\rho_{F10-F11}$
$^{23}\text{O}$	3938 ( $\simeq 66\text{h}$ )	217-343	7.184	7.183
$^{24}\text{O}$	2016 ( $\simeq 34\text{h}$ )	344-403	7.493	7.489
$^{23}\text{O}$	2186 ( $\simeq 36\text{h}$ )	404-446	7.1706	7.1705
$^{22}\text{O}$	1963 ( $\simeq 33\text{h}$ )	447-489	6.8593	6.8593
$^{24}\text{O}$ (cible $^{12}\text{C}$ )		490-600	7.494	7.490

Les dispersions en moment des noyaux  $^{23}\text{O}$  et  $^{22}\text{O}$  pour le réglage adapté sont représentées par les histogrammes gris de la figure 2.17. Elles sont comprises dans l'acceptance en moment de  $\pm 3\%$  signalée par les tirets rouges. Pour illustrer la nécessité de ces trois réglages ces dispersions sont recalculées dans l'hypothèse d'un  $B\rho$  adapté à la diffusion élastique (histogrammes tirets). Si ZDS avait été réglé en permanence sur le noyau  $^{24}\text{O}$ , les noyaux sortants  $^{23}\text{O}$  et  $^{22}\text{O}$  n'auraient pas été dans l'acceptance.

Le réglage correspondant à la mesure élastique a été appliqué pour 20% des 7 jours de faisceau qui ont été obtenus. La majorité du temps de faisceau a été consacrée au réglage  $^{23}\text{O}$ , c'est-à-dire à la mesure de l'énergie d'excitation des états excités du noyau  $^{24}\text{O}$  situés au-dessus de l'énergie de séparation d'un neutron.



**Figure 2.17** – Dispersions en moment dans ZDS des noyaux  $^{22}\text{O}$  (haut) et  $^{23}\text{O}$  (bas) pour le réglage de  $B\rho$  spécifique (gris), et dans l’hypothèse d’un réglage élastique (tirets noirs). L’intervalle d’acceptance en moment du ZDS est indiqué par les tirets rouges.

## 2.8 Déclenchement et acquisition

Les signaux issus des nombreux systèmes de détection impliqués dans une expérience nécessite la mise en place d’une logique de déclenchement. Elle est définie de façon à éviter de mobiliser le système d’acquisition pour des déclenchements qui ne correspondent pas aux événements physiques d’intérêt. Pendant le traitement et l’enregistrement d’un événement ce système est bloqué et ne peut pas être utilisé. Cette période, appelée temps mort, est d’autant plus pénalisante que le taux de comptage est important.

La logique de déclenchement des expériences réalisées avec l’ensemble de télescope MUST2 repose sur le *Ganil Master Trigger* (GMT) placé dans le châssis VXI. Il peut accueillir en entrée jusqu’à 16 signaux autorisés à déclencher le système d’acquisition. Les entrées utilisées dans le cadre de l’expérience RIBF57 sont répertoriées dans l’annexe C. Les événements étaient enregistrés lorsqu’ils respectaient une de ces conditions :

- un des télescopes du bloc de gauche (T1-T4) a déclenché en coïncidence avec les détecteurs de faisceau PPAC 1 et 2 situés juste avant la cible et le plastique F7,
- un détecteur de faisceau PPAC a déclenché (division  $3 \cdot 10^3$ ),
- le plastique F7 a déclenché (division  $10^4$ ).

Le premier *trigger* correspond à la sélection des événements. Le deuxième est utilisé pour compter le nombre de particules incidentes, à cause du taux de son comptage un seul déclenchement sur 3 000 est enregistré pour ne pas saturer le système d’acquisition. Le troisième est dédié à l’évaluation de l’efficacité des différents systèmes de détection. Les schémas électroniques du traitement des signaux des différents détecteurs et le chronographe de la logique de déclenchement sont disponibles dans l’annexe C.

Le système d'acquisition de MUST2 a été couplé à celui de la ligne BigRIPS et du spectromètre ZDS. L'enregistrement des données et l'incrémentation du numéro d'événement étaient gouvernés par le système MUST2. Un des points les plus importants est la mise en place d'un temps mort commun aux deux acquisitions. Il permet d'éviter des problèmes de concaténation et de gestion de flux de données. La comparaison d'un même paramètre (la charge mesurée dans le plastique F7), converti de façon indépendante par les deux systèmes a permis de vérifier leur synchronisation. L'évaluation du temps mort est effectuée en mesurant le nombre de coïncidences entre le signal d'un générateur 100 Hz et le déclenchement de l'acquisition.

Les faisceaux radioactifs du GANIL ont une intensité totale typique de quelques centaines de kHz. Ces intensités représentent un taux de comptage dans l'ensemble des télescopes MUST2 proche de la centaine de Hz. Le temps mort provoqué par le traitement électronique et l'enregistrement est en général inférieur à 10% lorsque la validation de l'événement est conditionnée par le déclenchement d'au moins un télescope. Les faisceaux radioactifs produits par l'accélérateur RIBF et la ligne BigRIPS ont une intensité totale comparable à ceux produits par le GANIL dans des régions moins exotiques (kHz). Le faisceau utilisé pendant l'expérience avait une intensité totale d'environ 50 kHz. Le taux de comptage de l'ensemble de télescope MUST2 était supérieur à ceux observés habituellement au GANIL. La mise en place d'une coïncidence entre le déclenchement de MUST2 (au moins un télescope) et de trois détecteurs de faisceau (PPAC1-2 et plastique F7) a permis d'éviter l'enregistrement d'événements inutiles pour lesquels les caractéristiques du noyau incident ne peuvent pas être déterminées, et donc de réduire le temps mort. La mesure de référence ( $^{22}\text{O}$ ) a été effectuée dans des conditions satisfaisantes, le taux de comptage était d'environ 200 Hz avec un temps mort légèrement supérieur à 10%. En revanche, pour la mesure du noyau  $^{24}\text{O}$  le taux de comptage était d'environ 900 Hz avec un temps mort variant entre 25 et 40%. Ces conditions sont dues à la présence de très nombreuses particules légères dans le faisceau déjà évoquée dans la sous-section 2.3.3. L'augmentation du seuil du plastique F7 a permis de limiter la validation des déclenchements liés à ces particules légères. Néanmoins, elles ont constitué une contrainte qui a limité l'efficacité du dispositif expérimental, et réduit le taux d'événements exploitables pour l'analyse.





---

# CHAPITRE 3

## Analyse des données

---

Ce troisième chapitre est consacré à l'analyse des données. Elle consiste à convertir les données brutes des différents détecteurs en grandeurs physiques (énergie, temps, position, etc...) à partir de leur étalonnage, et à reconstruire les observables d'intérêt à partir de ces grandeurs physiques. Les méthodes d'identification du noyau incident dans BigRIPS, du proton diffusé dans MUST2 et du noyau sortant dans ZDS qui permettent de garantir l'exclusivité de la mesure sont expliquées. Puis, la reconstruction de la cinématique des protons diffusés par le faisceau  $^{24}\text{O}$  est détaillée.

### 3.1 Identification des noyaux

L'identification des noyaux incidents dans BigRIPS et sortants dans ZDS est indispensable pour garantir l'exclusivité de la mesure. Elle est réalisée événement par événement à partir des mesures effectuées par les détecteurs plastiques et PPAC disposés en amont et en aval de la cible de proton. Le principe de l'identification par  $\Delta E$ - $T_{\text{vol}}$ - $B\rho$  et les résolutions obtenues vont être présentés.

#### 3.1.1 Principe

L'identification des noyaux présents dans le faisceau est basée sur la mesure de leur charge  $Z$  et de leur rapport  $A/Z$ . La charge  $Z$  est reconstruite à partir du dépôt d'énergie ( $\Delta E$ ) laissé par le noyau dans un plastique scintillant. En première approximation ce dépôt d'énergie est proportionnel au carré de la charge

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E} \propto \left(\frac{Z}{v}\right)^2 \text{ soit } Z \propto \frac{\sqrt{\Delta E}}{T_{\text{vol}}} . \quad (3.1)$$

Le rapport  $A/Z$  est reconstruit à partir de la mesure du temps de vol ( $T_{\text{vol}}$ ) entre deux détecteurs qui permet de connaître la vitesse du noyau ( $v = d/T_{\text{vol}}$ ), et de la position ( $X$ ) mesurée par les PPAC dans un plan dispersif qui donne le  $B\rho$  du noyau

$$B\rho = B\rho_0 \left(1 + \frac{X}{\delta_X}\right) , \quad (3.2)$$

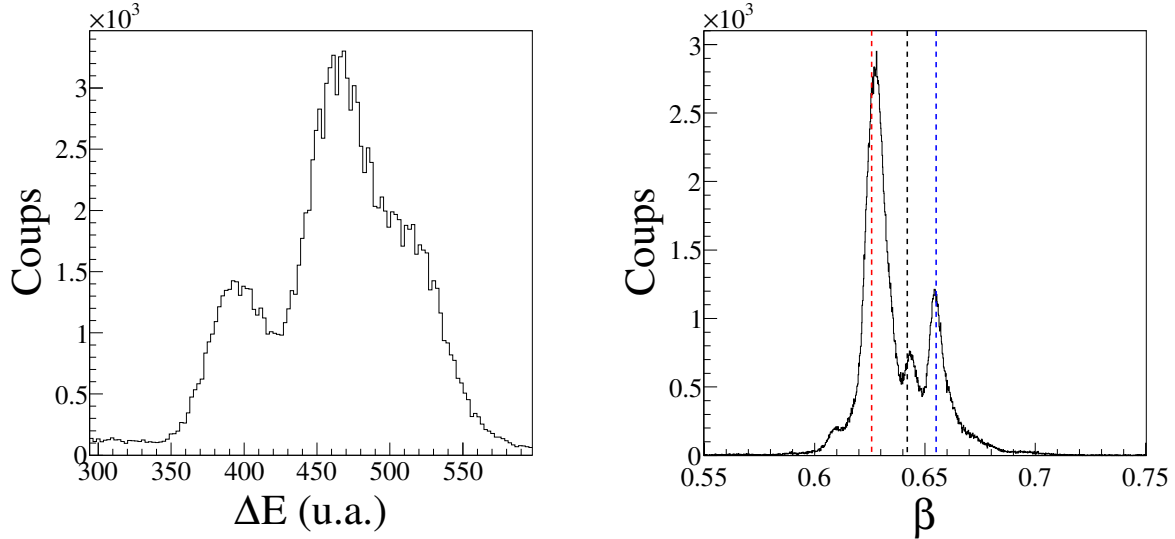
où  $\delta_X$  représente la dispersion en moment en mm/%. À partir de l'équation 2.2 la relation entre le rapport  $A/Z$  et le  $B\rho$  d'un noyau s'écrit

$$\frac{A}{Z} = \frac{1}{\gamma\beta} B\rho_0 \left(1 + \frac{X}{\delta_X}\right) \frac{e}{\text{cu}} , \quad (3.3)$$

où  $B\rho_0$  est le réglage imposé par les dipôles,  $u \simeq 931.5$  MeV l'unité de masse atomique,  $c = 29.9$  cm/ns la vitesse de la lumière,  $\beta = v/c$  et  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ .

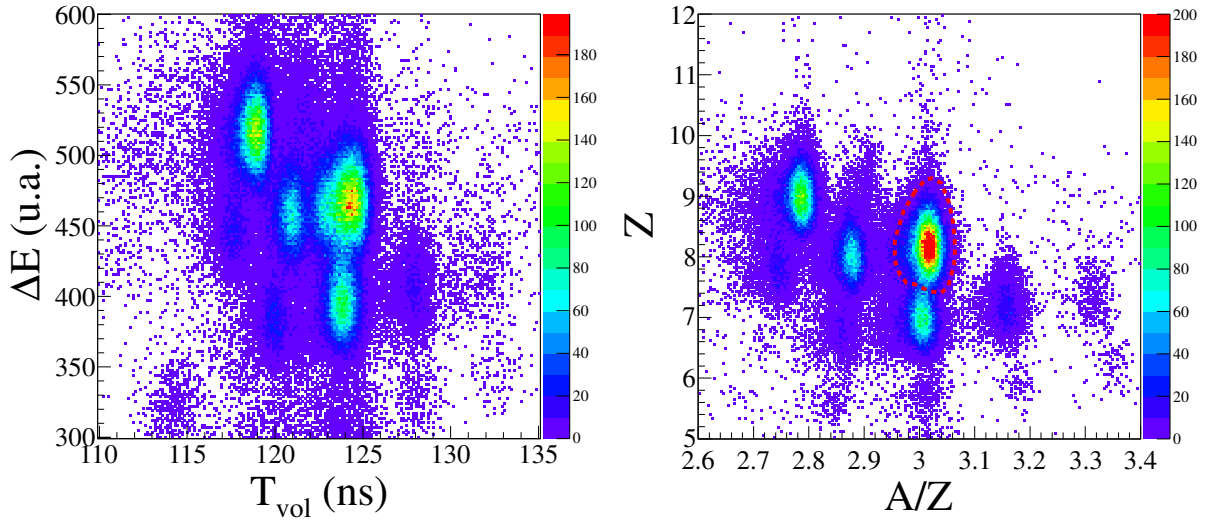
### 3.1.2 Ligne BigRIPS

L'identification des noyaux incidents est effectuée avec le plastique de 1 mm d'épaisseur situé au plan F7 et les quatre PPAC situés en F5. La distance de vol entre le plastique et l'anode des PPAC est de 23 284 mm. Elle correspond à un temps de vol d'environ 124 ns pour le noyau  $^{24}\text{O}$  à 263 MeV/n (soit  $\beta = 0.626$ ), et d'environ 121 et 119 ns pour les deux principaux contaminants  $^{23}\text{O}$  ( $\beta = 0.642$ ) et  $^{25}\text{F}$  ( $\beta = 0.655$ ). En considérant la résolution en temps de vol des PPAC (1.2 ns), la résolution sur l'énergie incidente est d'environ 1%. Les spectres présentés dans cette sous-section sont conditionnés par le contour sur cible défini dans la sous-section 3.2.1. La figure 3.1 présente la perte d'énergie du faisceau mesurée dans le plastique et la reconstruction de la vitesse des noyaux incidents issus des données du premier réglage sur le noyau  $^{23}\text{O}$  dans ZDS (voir tableau 2.4).

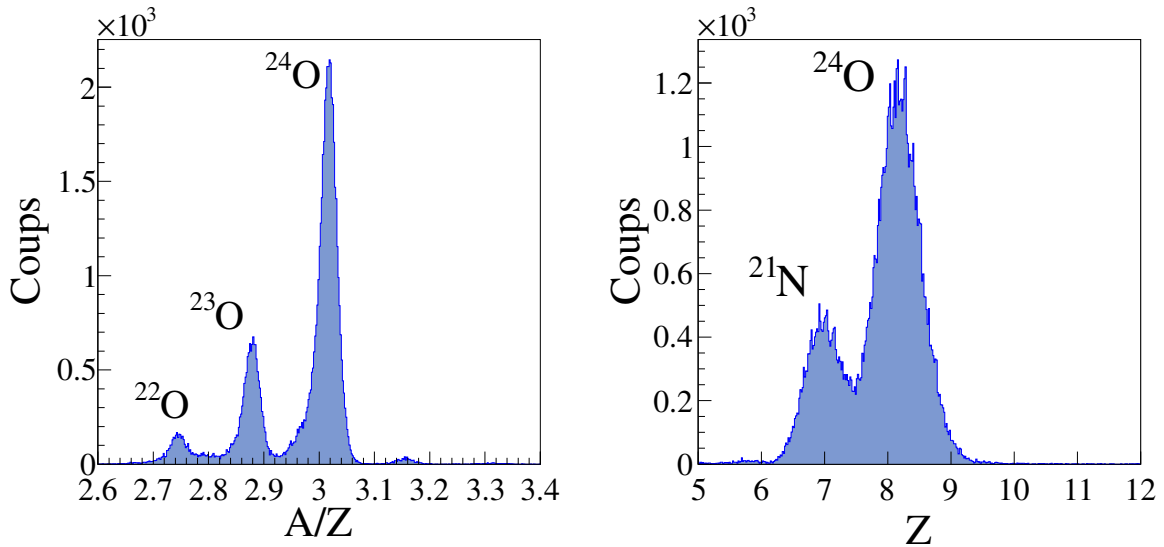


**Figure 3.1** – Dépôt d'énergie du faisceau dans le plastique F7 (gauche), et vitesse des noyaux incidents mesurée dans BigRIPS (droite) avec la vitesse attendue des noyaux  $^{24}\text{O}$  (tirets rouges),  $^{23}\text{O}$  (tirets noirs) et  $^{25}\text{F}$  (tirets bleus).

La représentation de  $\Delta E$  en fonction de  $T_{\text{vol}}$  permet d'obtenir une première séparation des différents noyaux présents dans le faisceau (voir figure 3.2 gauche). La séparation est améliorée par l'utilisation de la position dans le plan dispersif F5 qui a une dispersion en moment  $\delta_X^{\text{F5}}$  de 31.7 mm/% (voir équation 3.3). Le spectre d'identification en Z et A/Z est visible sur la figure 3.2. Il permet de sélectionner les événements qui correspondent à un noyau incident donné. Le contour de sélection du noyau  $^{24}\text{O}$  est représenté en tirets rouges sur la figure 3.2. Chacun des réglages de  $B\rho$  mentionnés dans le tableau 2.4 a nécessité un contour dédié. La figure 3.3 représente la projection en A/Z et en Z du spectre d'identification. Les résolutions obtenues sur le rapport A/Z et la charge Z sont respectivement de 1.2% et 10.6% (LTMH).



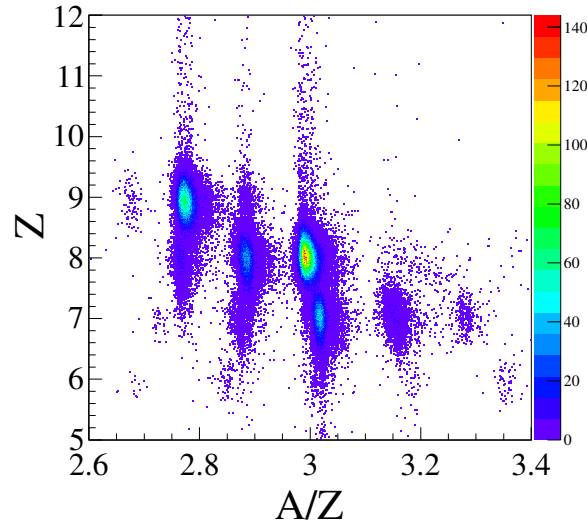
**Figure 3.2** – Identification des noyaux incidents dans BigRIPS sans (gauche) et avec (droite) prise en compte de la position au plan dispersif F5. Contour de sélection du noyau  $^{24}\text{O}$  (tirets rouges).



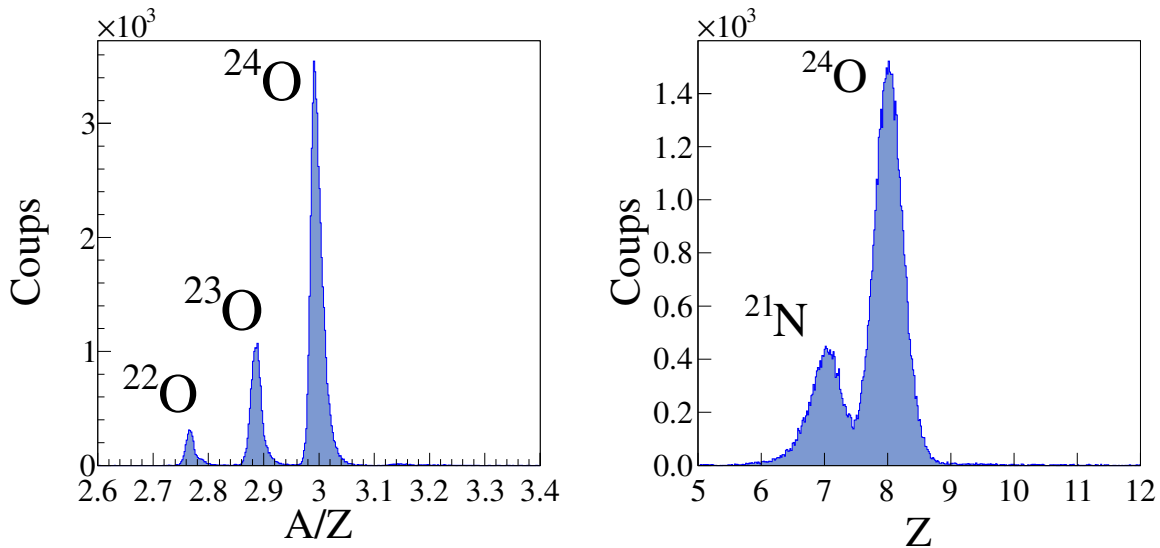
**Figure 3.3** – Reconstruction du rapport  $A/Z$  pour les noyaux ayant une charge mesurée  $Z$  comprise entre 7.5 et 8.5 (gauche), et de la charge  $Z$  pour les noyaux ayant un rapport  $A/Z$  mesuré compris entre 2.95 et 3.05 (droite).

### 3.1.3 Spectromètre *Zero Degree* (ZDS)

Les noyaux sortants sont identifiés par le plastique de 3 mm d'épaisseur situé en F11 et les quatre PPAC du plan dispersif F9. La dispersion en moment  $\delta_X^{\text{F9}}$  est de  $-24.8 \text{ mm}/\%$ . Le temps de vol est mesuré entre le plastique F11 et l'anode des PPAC situés en F9. Les spectres présentés dans cette sous-section sont conditionnés par le contour sur cible défini dans la sous-section 3.2.1. Le spectre d'identification est visible sur la figure 3.4. Les projections en  $A/Z$  et  $Z$  sont présentées sur la figure 3.5, les résolutions obtenues, 0.6% et 7% (LTMH) respectivement, sont meilleures que sur la ligne BigRIPS.



**Figure 3.4** – Identification des noyaux sortants dans ZDS avec prise en compte de la position au plan dispersif F9.

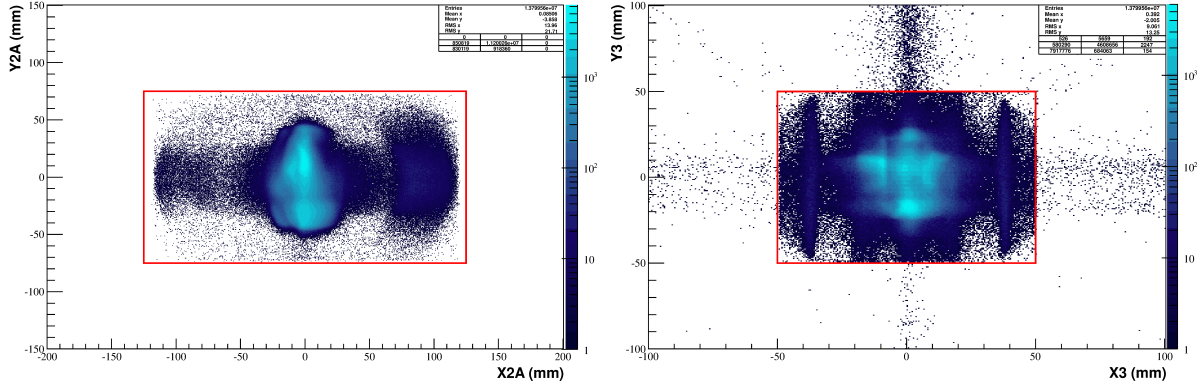


**Figure 3.5** – Reconstruction du rapport  $A/Z$  pour les noyaux ayant une charge mesurée  $Z$  comprise entre 7.5 et 8.5 (gauche), et de la charge  $Z$  pour les noyaux ayant un rapport  $A/Z$  mesuré compris entre 2.95 et 3.05 (droite).

### 3.1.4 Remarques sur le traitement des données

La conversion des données issues des détecteurs de la ligne BigRIPS et du spectromètre ZDS est assurée par les classes ANAROOT développées par les physiciens de RIKEN [101]. Ces classes permettent également de reconstruire le rapport  $A/Z$  et la charge  $Z$ . La conversion a été entièrement contrôlée et la reconstruction adaptée à la configuration de l'expérience (choix des détecteurs pour le temps de vol). Les conditions appliquées aux PPAC pour sélectionner les événements ont été modifiées. Le PPAC 3 qui a été ajouté dans la chambre à réaction n'a pas fonctionné normalement. Son efficacité mesurée est de 33(2)% contre 96(1)% en moyenne pour les autres PPAC. De plus, une grande partie

des événements reconstruits par ce PPAC sont hors de sa zone active (voir figure 3.6). Une condition sur la position de l'impact dans le plan des PPAC a donc été ajoutée pour rejeter les événements reconstruits hors de leur zone active.



**Figure 3.6** – Profil du faisceau  $^{24}\text{O}$  dans les PPAC 2A (gauche) et 3 (droite) positionnés au plan F8 en amont de la cible de protons, et zones actives (cadres rouges).

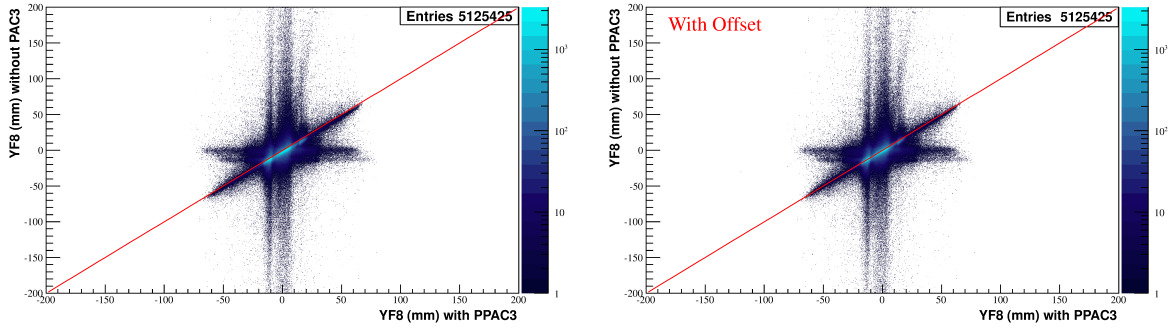
La reconstruction de la trajectoire des noyaux aux plans dispersifs (F5 et F9) n'est pas obligatoire pour identifier les noyaux. La position des noyaux dans ces plans peut être déterminée si au moins un PPAC l'a mesurée. La condition qui imposait que les quatre PPAC de chaque plan dispersif aient déclenché a été supprimée. Les événements récupérés grâce à la suppression de cette condition représentent 65% de la statistique finale.

## 3.2 Caractérisation du faisceau

La caractérisation du faisceau consiste à mesurer sa taille, son émittance, et sa distribution en énergie. La reconstruction du point d'impact de chaque noyau incident sur la cible est également indispensable. Elle permet de rejeter les événements pour lesquels le noyau n'a pas percuté la cible, et de reconstruire l'angle de diffusion du proton.

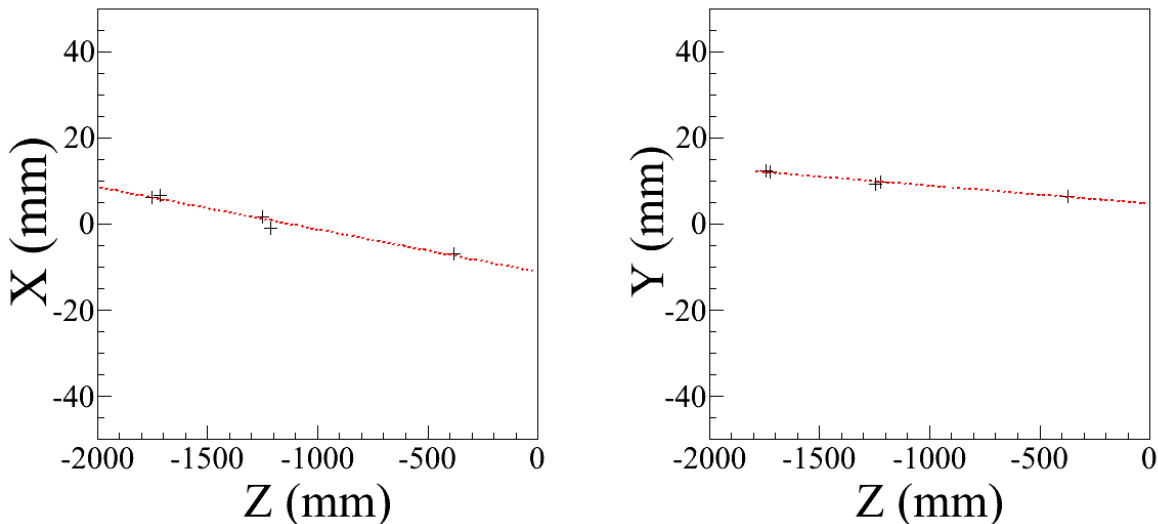
### 3.2.1 Trajectoire du noyau incident

La trajectoire du noyau incident et son point d'impact sur la cible sont reconstruits à partir des coordonnées  $(x, y)$  mesurées par les cinq PPAC placés en amont de la cible, deux doubles et un simple installé dans la chambre à réaction. Leur distance par rapport à la cible est donnée dans le tableau A.2. La position des deux double PPAC est connue car ils sont fixés sur la ligne BigRIPS. Celle du PPAC ajouté dans la chambre à réaction spécialement pour l'expérience a été mesurée par le géomètre. Un décalage a été observé par rapport à cette position, il est ajouté dans l'analyse de la façon suivante  $Y_{\text{PPAC}_3}^{\text{aligné}} = Y_{\text{PPAC}_3} - \Delta Y$  avec  $\Delta Y = 1.340$  mm. La valeur de ce décalage est calculée en comparant les coordonnées du point d'impact mesurées dans le PPAC 3 avec celles reconstruites grâce aux deux doubles PPAC situés en amont (voir figure 3.7).



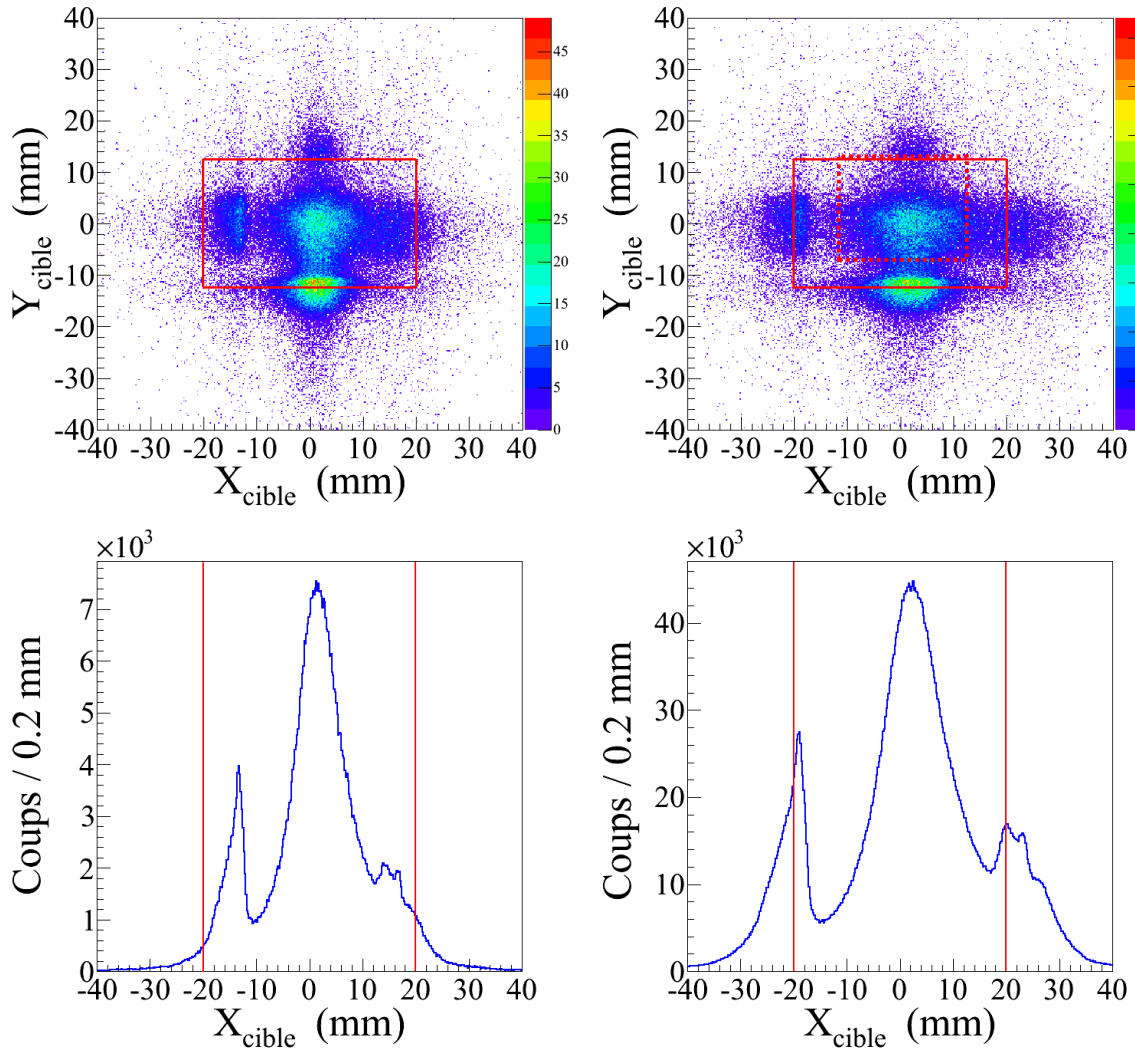
**Figure 3.7** – Comparaison de la coordonnée Y du point d’impact dans le PPAC 3 mesurée par ce PPAC et reconstruite avec les PPAC 1A-B et 2A-B. Avant (gauche) et après (droite) prise en compte de la correction sur la position du PPAC 3.

Seuls les événements pour lesquels au moins deux PPAC ont mesuré la position d’impact du noyau incident sont conservés. La méthode de reconstruction de la trajectoire du noyau incident est décrite dans l’annexe D. Les reconstructions dans le plan  $(X,Z)$  et  $(Y,Z)$  sont indépendantes. Elles sont effectuées via un ajustement linéaire des points mesurés par les PPAC (voir figure 3.8).



**Figure 3.8** – Exemple d’ajustement de la trajectoire d’un noyau incident (pointillés rouges) à partir des cinq points mesurés par les PPAC (croix noires).

Le résultat de la reconstruction des coordonnées du point d’impact sur la cible correspondant aux événements pour lesquels au moins un télescope MUST2 a déclenché est visible sur la figure 3.9. Les spectres présentent les coordonnées  $(X_{\text{cible}}, Y_{\text{cible}})$  des noyaux incidents dans le plan cible et l’effet de la prise en compte de la rotation. La taille et la position sont bien reconstruites lorsque une rotation de  $45^\circ$  est prise en compte. Une erreur de  $\pm 1^\circ$  est considérée sur l’angle de rotation fixé manuellement. La figure 3.9 illustre l’importance de l’utilisation d’un contour de sélection sur la cible (cadre tirets rouges). Il permet d’éliminer les événements pour lesquels le noyau incident percute le cadre en aluminium. Environ 46% des noyaux incidents ont ainsi été rejetés car ils n’ont pas interagi avec la cible de proton.



**Figure 3.9** – Reconstruction du point d’impact des noyaux incidents sur la cible avant (gauche) et après (droite) prise en compte de la rotation, position et taille de la cible (traits pleins rouges) et contour de sélection (tirets rouges). Les données sont conditionnées par le déclenchement d’au moins un télescope MUST2.

La résolution sur les coordonnées du point d’impact et sur l’angle d’incidence par rapport à l’axe théorique du faisceau est obtenue en considérant la résolution intrinsèque des PPAC et l’erreur fournie par l’ajustement linéaire de la trajectoire incidente

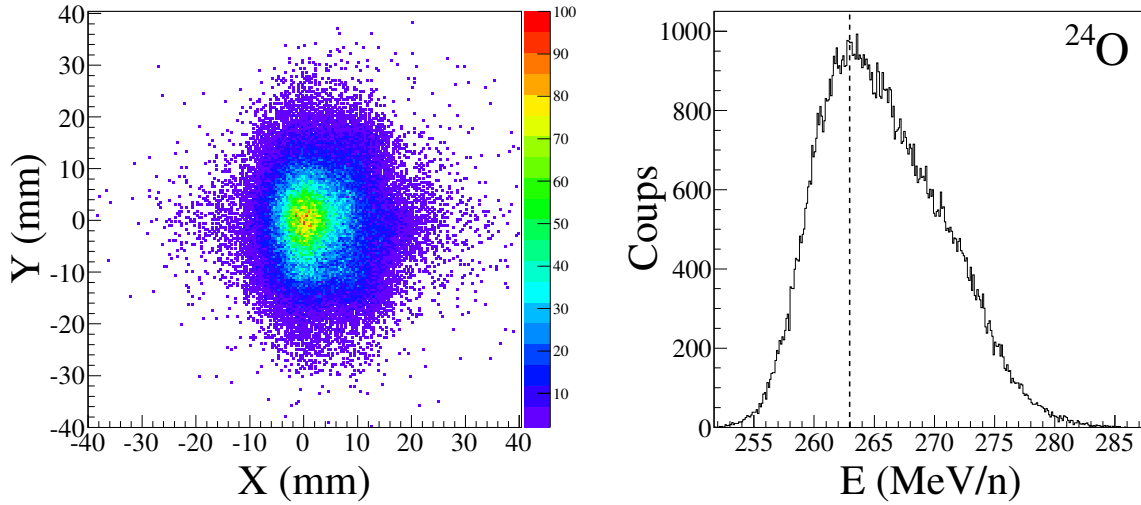
$$\begin{aligned}\sigma_X &= \sqrt{\sigma_{\text{PPACS}}^2 + \sigma_{\text{fit}}^2} = \sqrt{5 \cdot 0.42^2 + 0.72^2} = 1.2 \text{ mm} , \\ \sigma_Y &= \sqrt{\sigma_{\text{PPACS}}^2 + \sigma_{\text{fit}}^2} = \sqrt{5 \cdot 0.42^2 + 0.84^2} = 1.3 \text{ mm} , \\ \sigma_{\theta_B} &= \sigma_X / d_Z = 0.04^\circ ,\end{aligned}$$

où  $d_Z$  représente la distance entre le premier et le dernier PPAC utilisé (1377 mm). L’efficacité de reconstruction de la trajectoire lorsqu’un des deux télescopes MUST2 a détecté une particule légère chargée est de 91(1)%.



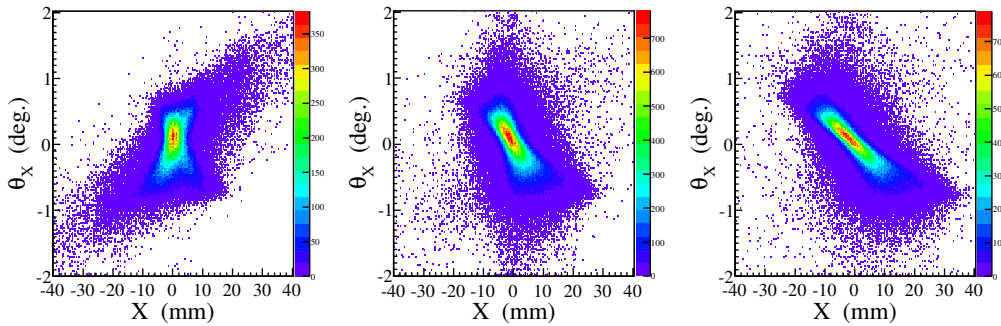
### 3.2.2 Propriétés du faisceau

La mesure des propriétés du faisceau permet de vérifier que ses caractéristiques sont comprises et qu'elles ne changent pas pendant l'expérience. La reconstruction de la trajectoire des noyaux incidents permet de déduire sa taille. La distribution spatiale du faisceau sans condition sur les télescopes MUST2 est visible sur la figure 3.10, sa largeur totale à mi-hauteur est de 9.7(12) mm en X et 15.6(13) mm en Y. La mesure du temps de vol événement par événement permet de reconstruire l'énergie cinétique de chaque noyau incident. Elle est utilisée dans la reconstruction de l'énergie d'excitation (voir sous-section 4.1.1). La distribution en énergie du faisceau est visible sur la figure 3.10, la dispersion autour de la valeur attendue est d'environ 10%.



**Figure 3.10** – Distribution spatiale du faisceau sur la cible de protons (gauche), et distribution en énergie des noyaux  $^{24}\text{O}$  incidents (droite) avec la valeur attendue de 263 MeV/n (tirets noirs). Les données ne sont pas conditionnées par MUST2.

L'évolution de l'émittance du faisceau mesurée par les PPAC situés juste avant la cible de protons est présentée sur la figure 3.11. La dispersion en X est représentée en fonction de l'angle d'incidence par rapport à l'axe faisceau. Cet angle est inférieur à  $2^\circ$ . La rotation de l'ellipse reflète la focalisation spatiale du faisceau sur la cible.



**Figure 3.11** – Évolution de l'émittance du faisceau mesurée par les PPAC situés à 1.7 m (droite), 1.2 m (milieu) et 37.7 cm (gauche) en amont de la cible de protons.

### 3.3 Détection du proton avec MUST2

La détection du proton diffusé, c'est-à-dire son identification et sa caractérisation (énergie et angle), est effectuée par les télescopes MUST2. L'étalonnage de ces détecteurs et la procédure de sélection des événements vont être détaillés. Les méthodes d'identification des particules légères ainsi que de reconstruction de leur énergie et de leur angle de diffusion seront ensuite décrites.

#### 3.3.1 Étalonnage des télescopes

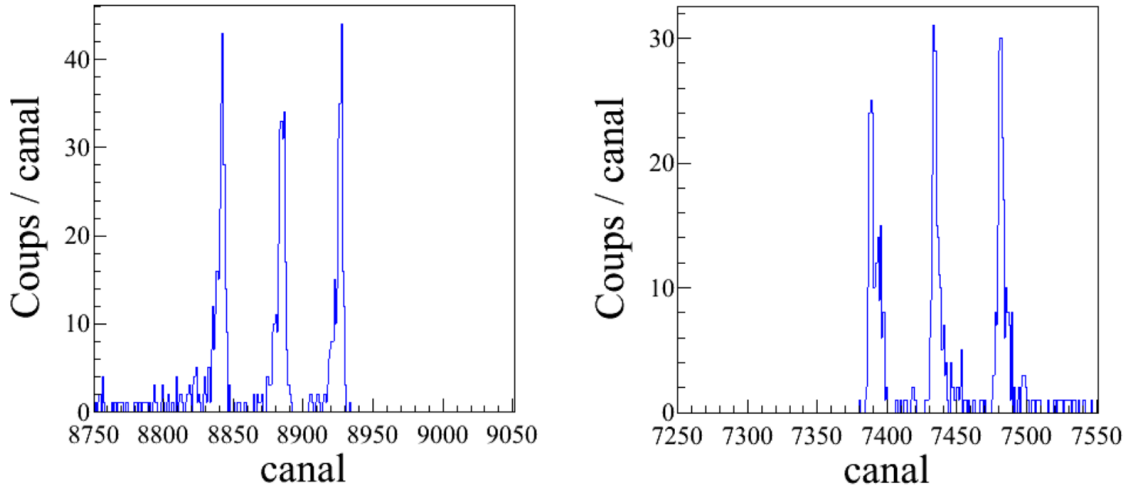
Dans la configuration utilisée pour l'expérience RIBF57 les télescopes sont composés de deux étages : DSSD et CsI. La première étape de l'analyse consiste à convertir les signaux électroniques digitalisés issus de ces détecteurs en grandeurs physiques.

**Étalonnage des DSSD.** Il est effectué avant la mesure dans les conditions de l'expérience. La position des détecteurs, leur polarisation, ainsi que les conditions de vide et de température sont les mêmes que celles de la mesure. Pour s'assurer de la stabilité des détecteurs et de leur électronique un autre étalonnage est réalisé après l'expérience. Chacune des 128 *strips* des faces avant (X) et arrière (Y) doit être étalonnée en énergie et en temps. En effet, les 512 voies d'un DSSD possèdent chacune leur propre chaîne d'électronique et donc leur propre gain.

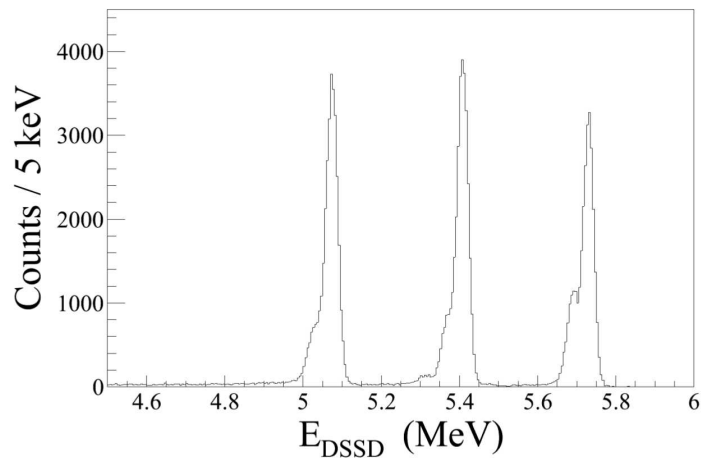
- **Énergie.** L'étalonnage en énergie est réalisé avec une source 3- $\alpha$  installée à l'emplacement de la cible. Les DSSD ont été conçus pour être linéaires entre 0 et 10 MeV. Les expériences précédentes ont montré la très bonne linéarité de ces détecteurs ( $6 \cdot 10^{-2}\%$  de non-linéarité intégrée) [97, 102, 103, 104]. La résolution moyenne obtenue est de 40 keV (LTMH) pour les  $\alpha$  mentionnés dans le tableau 3.1. Les faces des DSSD sont recouvertes d'une couche d'aluminium de  $0.5(1) \mu\text{m}$  d'épaisseur. Cette zone morte est prise en compte pour l'étalonnage, les énergies effectives considérées sont données dans le tableau 3.1. Les particules  $\alpha$  ne permettent pas de couvrir toute la gamme en énergie. La linéarité est contrôlée avec un générateur interne qui envoie sur les *strips* des signaux régulièrement espacés qui correspondent à environ 3, 6 et 9 MeV. La procédure d'étalonnage consiste à ajuster l'énergie brute (voir figure 3.12) des trois pics  $\alpha$  les plus intenses et à leur associer l'énergie tabulée. Ces trois points sont utilisés pour extraire la fonction d'étalonnage de chaque piste. Pour contrôler la qualité de l'étalonnage cette fonction est extrapolée en zéro et comparée à la valeur du piédestal. Cette procédure a été automatisée pour l'ensemble des pistes d'un ou plusieurs télescopes. Elle permet de contrôler la qualité de l'étalonnage et l'état des *strips*. La résolution en énergie est obtenue en additionnant les 128 spectres en énergie mesurés par les pistes d'une face (voir figure 3.13). Les pics des spectres somme sont ajustés par des gaussiennes. Les résolutions correspondent à la moyenne des largeurs à mi-hauteur obtenues pour ces pics. Elles sont données dans le tableau 3.2.

**Tableau 3.1** – Énergies et intensités des principales raies  $\alpha$  de la source utilisée pour l'étalonnage en énergie des DSSD. Énergie effective utilisée pour l'ajustement linéaire après passage dans  $0.5 \mu\text{m}$  d'aluminium (LISE++).

Isotope	$E_\alpha$ (MeV)	$I_\alpha$ (%)	$E_\alpha^{\text{eff}}$ (MeV)
$^{239}\text{Pu}$	5,15659(14)	70,77(14)	5,07731
	5,1443(8)	17,11(14)	/
	5,1055(8)	11,94(7)	/
$^{241}\text{Am}$	5,48556(12)	84,8(5)	5,4078
	5,44280(13)	13,1(3)	/
	5,388	1,66(2)	/
$^{244}\text{Cm}$	5,80477(5)	76,40(12)	5,7270
	5,76264(3)	23,60(12)	/



**Figure 3.12** – Énergie brute mesurée par les strips X1 (gauche) et Y1 (droite) du télescope 1.



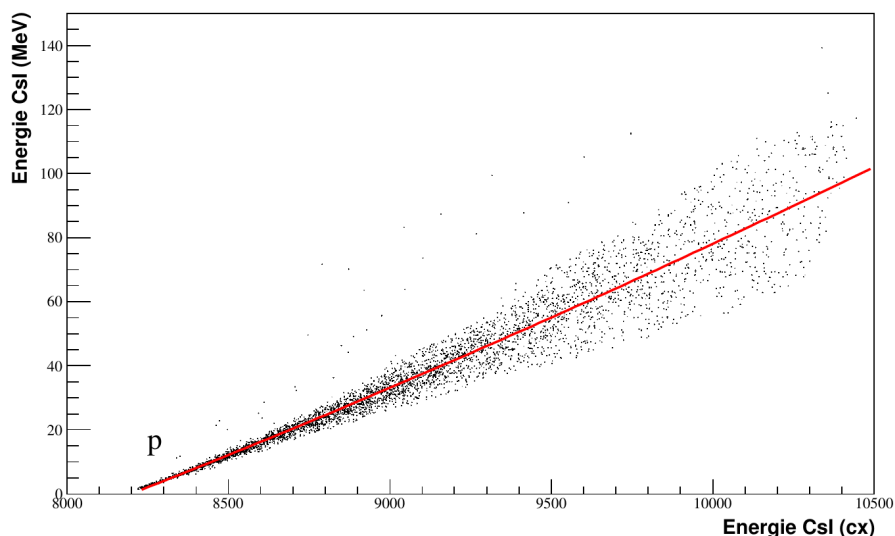
**Figure 3.13** – Énergie mesurée par les 128 *strips* de la face X du télescope 1.

**Tableau 3.2** – Résolution en énergie des DSSD (LTMH).

Télescope	face X (keV)	face Y (keV)
1	34	39
2	33	39
3	34	38
4	34	37

◦ **Temps.** L'étalonnage en temps est réalisé avec un générateur interne. Il injecte plusieurs fois de suite des signaux espacés de 10 ns sur toutes les pistes de façon à couvrir les 640 ns de la gamme en temps. La procédure d'étalonnage consiste à ajuster les pics obtenus avec un polynôme d'ordre deux. L'ordonnée à l'origine est ensuite modifiée de façon à aligner tous les *strips*. La constante ajoutée au temps de vol mesuré est déterminée pour chaque *strip* à partir des données de la mesure de référence en sélectionnant les protons qui traversent le premier étage. L'intérêt de cet alignement sera présenté dans la section 3.3.3. La résolution moyenne sur un pic est de 590 ps (LTMH). La longueur des *strips* dégrade cette résolution, elle est en réalité de l'ordre de la nanoseconde.

**Étalonnage des CsI.** Il est effectué avec une méthode différente. La source  $3\alpha$  utilisée pour les DSSD ne peut pas être employée pour les CsI car les particules sont stoppées dans le première étage. Les CsI sont étalonnés de façon indirecte avec les données expérimentales. L'énergie déposée par une particule légère dans le DSSD est utilisée pour reconstruire son énergie résiduelle. Cette énergie est ensuite tracée en fonction de l'énergie brute mesurée par le CsI (voir figure 3.14). Chacun des seize cristaux qui composent un CsI possède sa propre chaîne d'électronique et nécessite donc un étalonnage dédié.

**Figure 3.14** – Étalonnage du CsI numéro 6 du télescope 1.

La fonction d'étalonnage des CsI dépend de la particule légère ( $^1,2,3\text{H}$ ,  $^3,4\text{He}$ , etc...). La première étape consiste à sélectionner le type de particules qui a déposé son énergie dans le CsI (voir section 3.3.3). L'énergie résiduelle des particules est ensuite reconstruite par dichotomie à partir des courbes de perte d'énergie de SRIM [105] et de l'épaisseur des DSSD donnée dans le tableau 3.3. La méthode de reconstruction est détaillée dans la section 3.3.4. La couche de  $0,5(1) \mu\text{m}$  d'aluminium de la face de sortie du DSSD et les  $3 \mu\text{m}$  de Mylar qui recouvrent la face d'entrée des CsI sont pris en compte. La fonction d'étalonnage d'un CsI est obtenue en ajustant un polynôme d'ordre deux jusqu'au canal 9 200. Au-delà de ce canal l'incertitude sur l'énergie résiduelle dépasse les 50%.

**Tableau 3.3** – Épaisseur des DSSD mesurées lors de l'expérience E525S [102].

Télescope	Épaisseur ( $\mu\text{m}$ )
1	311(1)
2	308(1)
3	300(1)
4	297(1)

Cette procédure indirecte souffre de nombreuses incertitudes qui sont discutées dans la thèse de X. Mougeot [102]. Elle permet d'obtenir un alignement relatif des différents CsI pour pouvoir identifier les différentes particules légères mais ne constitue pas un étalonnage absolu. La reconstruction de l'énergie totale du proton ne fait pas intervenir ces fonctions d'étalonnage. L'énergie résiduelle est reconstruite directement avec le dépôt d'énergie de la particule dans le DSSD. Elle est ensuite modifiée de façon phénoménologique afin de positionner le pic des états fondamentaux des sept noyaux accessibles expérimentalement avec une énergie d'excitation nulle. Les valeurs utilisées pour les télescopes 1 et 4 sont données dans le tableau 3.4, elles ont permis de positionner les pics fondamentaux à moins de 250 keV de la valeur attendue.

**Tableau 3.4** – Correction phénoménologique de l'énergie mesurée par les CsI ( $E_{\text{rés}} = a \cdot E_{\text{CsI}}$ ).

Télescope	a
1	0.91
4	0.93

À ce stade du traitement des données MUST2, l'énergie déposée par les protons dans le DSSD et dans les CsI est connue. Le temps de vol des particules légères entre le signal temps des DSSD et un détecteur externe peut être mesuré.

### 3.3.2 Sélection des événements

La sélection des événements détectés dans les télescopes constitue le cœur du traitement des données MUST2. Un événement est constitué de l'énergie et du temps mesurés par chaque *strip* X et Y et chaque CsI des télescopes 1 et 4. Un pré-traitement est utilisé pour appliquer un seuil de 500 keV sur l'énergie mesurée par les *strips* des DSSD et de 1 MeV sur l'énergie résiduelle mesurée par les CsI. Les données issues des *strips* défectueux identifiés lors de l'étalonnage sont rejetées.

La multiplicité d'un événement est égale à un lorsqu'un seul *strip* de la face d'entrée (X) et un seul *strip* de la face sortie (Y) d'un même télescope ont mesuré une énergie supérieure à 500 keV. Les événements dont la multiplicité est différente de un sont rejetés. Ils correspondent à la détection de plusieurs particules légères dans deux télescopes différents ou dans le même télescope si les *strips* X ou Y impliqués sont séparés d'au moins un *strip*. Les événements dits interpistes pour lesquels deux *strips* adjacents du même télescope ont déclenché sont également rejetés. Une étude dédiée réalisée par F. Flavigny a montré qu'ils sont le plus souvent associés à une mauvaise collection de charges et que le seuil en énergie appliqué à l'ensemble des pistes ne permet pas de reconstruire l'énergie de la particule [104]. La proportion d'événements de multiplicité égale à un, deux et supérieure à deux est donnée dans le tableau 3.5. Elle est normalisée sur l'ensemble des événements de multiplicité strictement supérieure à zéro.

**Tableau 3.5** – Multiplicité des événements détectés dans les télescopes MUST2.

Télescope	Multiplicité		
	1	2	$\geq 3$
1	85%	13%	2%
4	85%	13%	2%

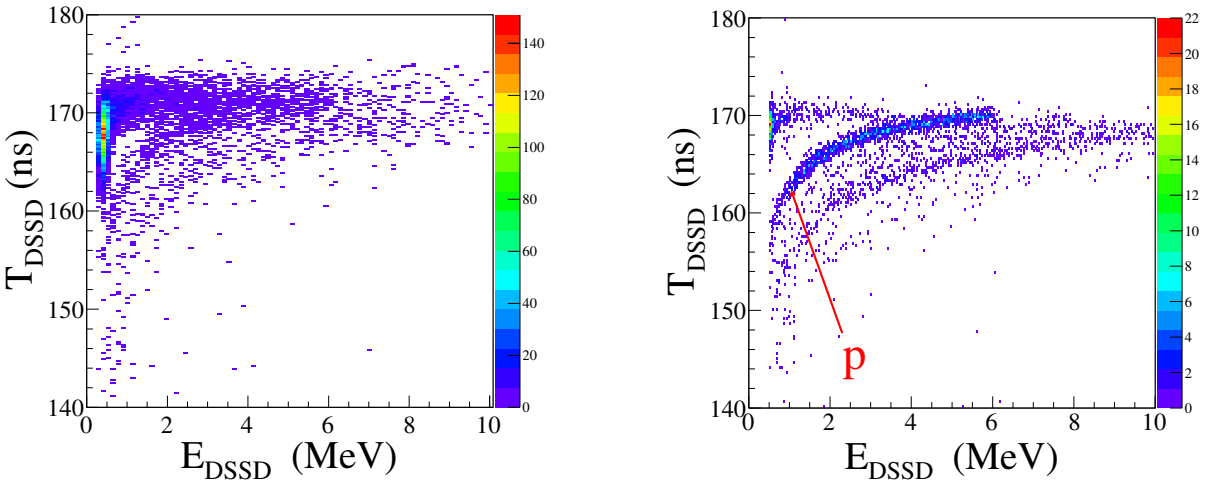
Une fois les événements de multiplicité 1 sélectionnés, une condition est appliquée sur l'écart entre l'énergie mesurée par le *strip* situé sur la face d'entrée (X) et celle mesurée par le *strip* de la face de sortie (Y). Il doit être inférieur à 10%. Si cette condition est remplie alors  $E_{\text{DSSD}} = E_X$ . Les faces d'entrée ont en effet une meilleure résolution et extrapolation en zéro que les faces de sortie. En revanche la résolution en temps des *strip* Y est meilleure donc  $T_{\text{DSSD}} = T_Y$ . Dans le cas où un ou plusieurs CsI ont mesuré une énergie résiduelle supérieure à 1 MeV, la correspondance géométrique entre les *strips* (X,Y) et la position du cristal est vérifiée. Une tolérance de 15 *strips* a été définie à partir de la distance entre le DSSD et les CsI ( $d = 30$  mm), de la largeur *strip* plus *inter-strip* ( $i = 0.760$  mm) et de l'angle maximal ( $\phi = 21^\circ$ ) mesuré entre le vecteur normal de la face du télescope et la trajectoire de la particule incidente (voir équation 3.4). Si plusieurs CsI

remplissent cette condition l'énergie la plus élevée est prise comme énergie CsI ( $E_{\text{CsI}}$ ).

$$\Delta_{\text{DSSD-CsI}} = \frac{d \tan(\phi)}{i} \simeq 15 \text{ strips} . \quad (3.4)$$

### 3.3.3 Identification des particules légères chargées

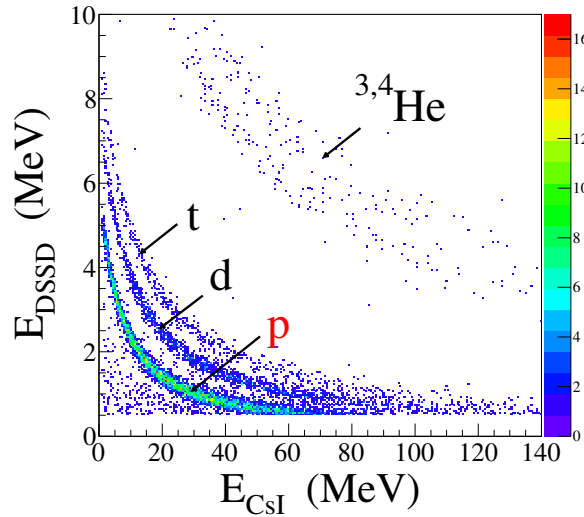
Les télescopes MUST2 permettent d'identifier les particules qu'ils détectent. Ils jouent un rôle très important dans la triple coïncidence  $^{24}\text{O}$ –proton– $^{24,23,22}\text{O}$  qui garantit l'exclusivité de la mesure. La méthode d'identification dépend de l'énergie de la particule. Si elle est stoppée dans le premier étage du télescope elle est identifiée grâce à la corrélation entre l'énergie  $E_{\text{DSSD}}$  et le temps  $T_{\text{DSSD}}$  mesuré entre le plastique F7 et MUST2 (11.3 m). La figure 3.15 présente le spectre d'identification des particules stoppées dans le premier étage du télescope 1 et 4.



**Figure 3.15** – Identification des particules détectées par les DSSD. Avant application du seuil et du recalage en temps des *strips* (gauche) et spectre d'identification final correspondant à la superposition des 256 *strips* des télescopes 1 et 4 (droite).

Le processus de recalage des temps permet d'effectuer une superposition des 1 024 *strips* qui optimise la précision de reconstruction de la ligne proton. Le point de rebroussement des protons qui traversent le DSSD est situé légèrement au-dessus de 6 MeV, ce qui correspond bien à une épaisseur de silicium traversée d'environ 300  $\mu\text{m}$ . L'énergie maximale des deutons et des tritons stoppés est de 8 et 10 MeV, respectivement.

Lorsque la particule a suffisamment d'énergie pour traverser le DSSD, elle est identifiée par la corrélation entre l'énergie déposée dans le premier étage  $E_{\text{DSSD}}$  et l'énergie résiduelle  $E_{\text{CsI}}$ . Pour sélectionner les protons lors de l'étalonnage des CsI, on utilise l'énergie brute des cristaux. Le spectre d'identification des télescopes 1 et 4 est visible sur la figure 3.16. L'alignement des 32 CsI obtenu grâce à l'étalonnage permet d'identifier clairement la ligne proton. Les lignes deuton, triton et  $^{3,4}\text{He}$  sont également visibles.



**Figure 3.16** – Identification des particules détectées par les CsI. Superposition des spectres correspondants aux 32 cristaux des télescopes 1 et 4.

Le seuil de 500 keV imposé aux DSSD fixe la limite supérieure de la gamme en énergie couverte par le dispositif expérimental. Il correspond à des protons ayant une énergie résiduelle d'environ 75 MeV.

### 3.3.4 Énergie du proton

L'énergie du proton diffusé mesurée par un télescope MUST2 ne correspond pas exactement à la somme des énergies mesurées par chaque étage de détection. Cette somme doit être corrigée par les pertes d'énergie dans la cible et dans les zones mortes des télescopes. La méthode de calcul de ces pertes d'énergie et la détermination de la position de la réaction sont discutées dans ce paragraphe.

**Calcul des pertes d'énergie.** L'énergie perdue dans la cible et dans les zones mortes des télescopes (voir figure 3.18) doit être prise en compte dans la reconstruction de l'énergie totale des protons diffusés. Ces corrections modifient peu la cinématique des protons dont l'énergie est supérieure à 6 MeV, 5% maximum (voir section 2.5), mais elles jouent un rôle important pour les protons de basse énergie.

Les pertes d'énergie sont calculées à partir des tables de données expérimentales *Energy-Range* de SRIM [105]. Elles donnent la distance moyenne d'arrêt d'une particule dans un matériau donné en fonction de son énergie. Dans le cas de la perte d'énergie dans la cible et des zones mortes, l'objectif est de reconstruire l'énergie initiale du proton  $E_0$  à partir de son énergie résiduelle  $E_{\text{res}}$  et de l'épaisseur traversée  $d$ . La méthode est illustrée par la figure 3.17, l'énergie initiale  $E_0$  est donnée par

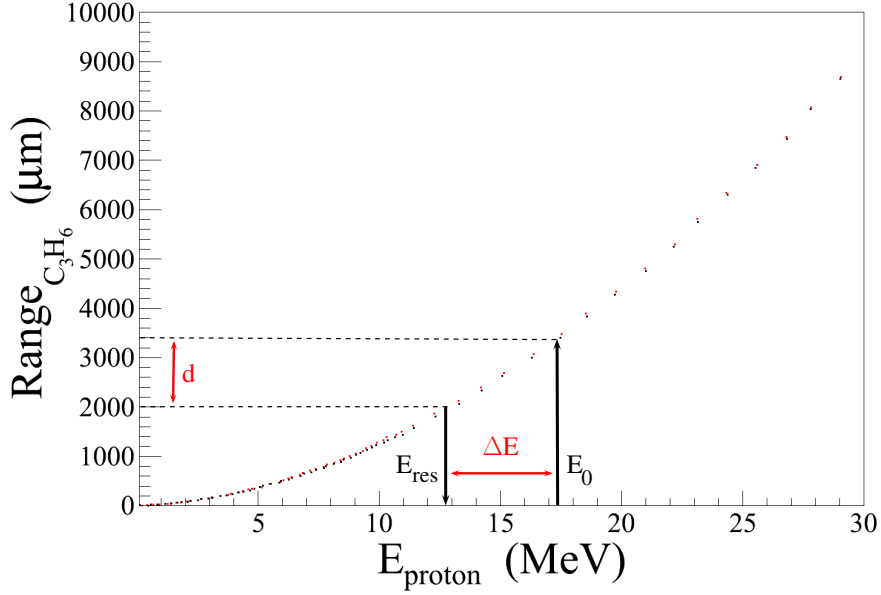
$$E_{\text{res}} = \text{Energy} [\text{Range} (E_0) - d] \quad ,$$

où  $\text{Energy} [ ]$  et  $\text{Range} ( )$  sont les interpolations générées à partir des tables de données.



Pour aligner les mesures des cristaux CsI et reconstruire l'énergie des protons qui traversent le premier étage l'objectif est de calculer les énergies résiduelle  $E_{\text{res}}$  et initiale  $E_0$  du proton à partir de son dépôt d'énergie  $\Delta E$  dans l'épaisseur  $d$  du DSSD. Ces deux énergies sont déduites par dichotomie avec la condition de convergence

$$|\Delta E - (E_0 - E_{\text{res}})|/\Delta E < 0.01\% .$$



**Figure 3.17** – Données SRIM de la distance moyenne d'arrêt des protons en fonction de leur énergie dans le polypropylène et principe du calcul des pertes d'énergie.

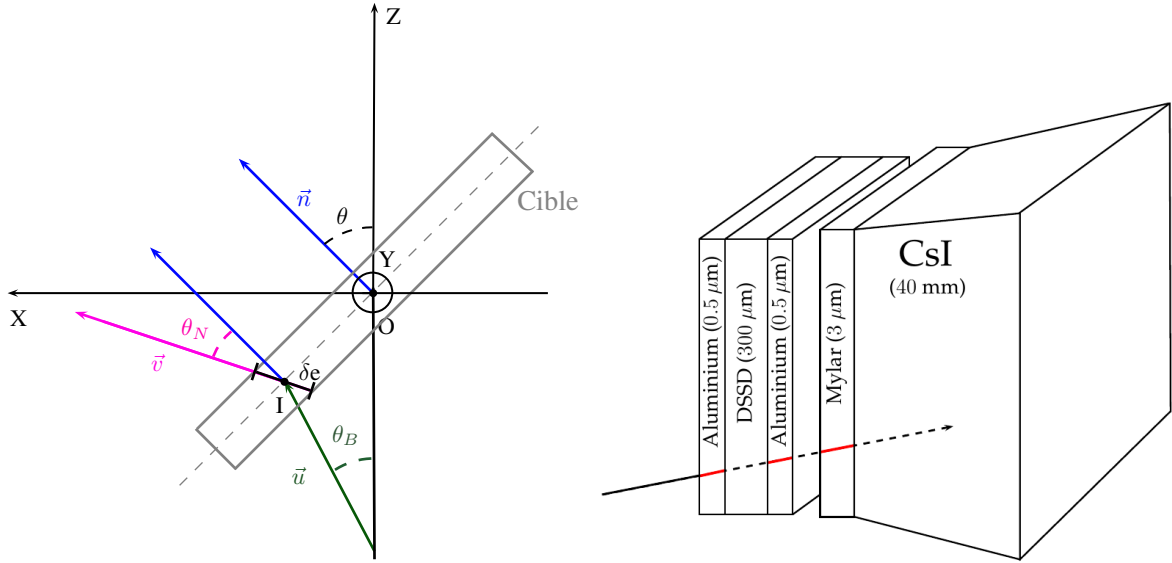
Cette méthode de calcul des pertes d'énergie a été comparée aux valeurs calculées par LISE++ avec ATIMA [106]. Les écarts constatés sur la valeur de l'énergie déposée par des protons ayant une énergie comprise entre 0.5 et 30 MeV dans du polypropylène est de 2% en moyenne, avec un écart maximal de 4.8%.

**Position du *vertex*.** La position de la réaction dans la cible, le *vertex*, ne peut pas être reconstruite car seul le point d'impact du proton dans le télescope est mesuré. Pour calculer l'énergie perdue le *vertex* est fixé à l'intersection entre la trajectoire du noyau incident et le milieu de la cible (point I sur la figure 3.18). L'épaisseur traversée par le proton dans la cible est ensuite modulée par l'angle de sortie  $\theta_N$  obtenu grâce à la mesure de son point d'impact dans le télescope (voir sous-section 3.3.5).

En regroupant événement par événement les mesures des DSSD et des CsI avec les calculs de perte d'énergie dans la cible ( $\Delta E_{\text{Cible}}$ ) et dans les zones mortes ( $\Delta E_{\text{z.m}}$ ), l'énergie totale du proton diffusé  $E_p$  est donnée par

$$\begin{aligned} & \Delta E_{\text{Cible}} + \Delta E_{\text{z.m}} + E_{\text{DSSD}} && \text{si } E_p < 6 \text{ MeV, et} \\ & \Delta E_{\text{Cible}} + \Delta E_{\text{z.m}} + E_{\text{DSSD}} + a \cdot E_{\text{CsI}} && \text{si } E_p \geq 6 \text{ MeV,} \end{aligned}$$

où  $a$  est le facteur de correction défini dans la sous-section 3.3.1.



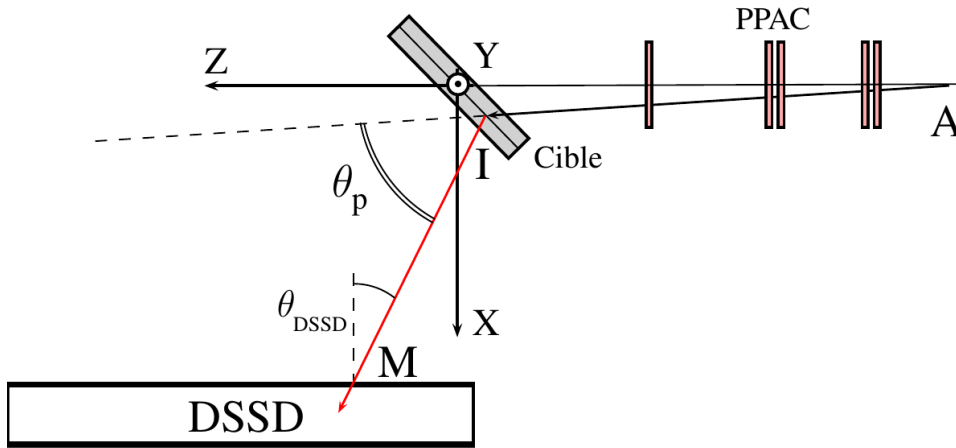
**Figure 3.18** – Schéma de principe de l'énergie perdue par les protons dans la cible (gauche) et dans les zones mortes des télescopes MUST2 (droite).

### 3.3.5 Angle de diffusion du proton

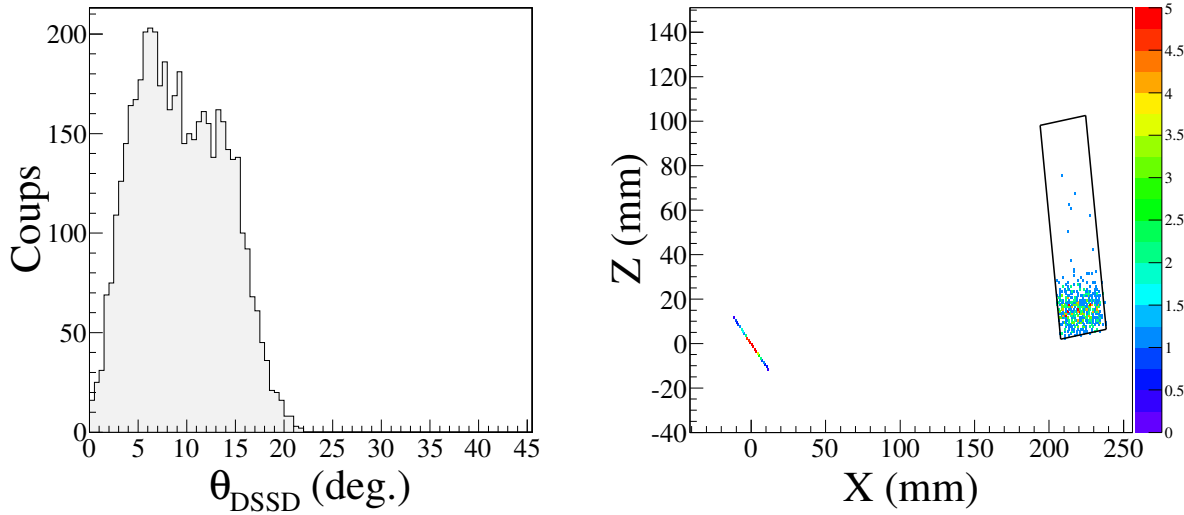
La reconstruction de l'angle de diffusion du proton est basée sur la mesure de son point d'impact dans le DSSD et sur la trajectoire du noyau incident mesurée par les PPAC (voir sous-section 3.2.1). Les coordonnées du point d'impact sont calculées à partir du numéro des *strips* (X,Y) et de la position du télescope mesurée par le géomètre. La position du *vertex* est fixée à l'intersection entre la trajectoire du noyau incident et le milieu de la cible. Pour des télescopes placés à 23 cm cette incertitude sur la profondeur du *vertex* dans la cible a une influence négligeable sur la reconstruction de l'angle de diffusion du proton (un décalage de 30  $\mu\text{m}$  entraîne une incertitude d'environ  $10^{-4}$  degré). Le principe de la reconstruction de cet angle est illustré par la figure 3.19, il correspond à l'angle formé par les vecteurs  $\vec{AI}$  et  $\vec{IM}$

$$\theta_p = \text{acos} \left( \frac{\vec{AI} \cdot \vec{IM}}{\|\vec{AI}\| \|\vec{IM}\|} \right) .$$

L'angle d'incidence du proton dans le DSSD est calculé une fois que les caractéristiques du vecteur  $\vec{IM}$  sont établies. La distribution de cet angle dans les télescopes 1 et 4 est visible sur la figure 3.20. Elle est comprise entre 0 et 21°. Les points d'impact des protons sur les DSSD sont concentrés aux petits  $z$  (voir figure 3.20), c'est-à-dire aux angles de diffusion proches de  $90^\circ_{\text{lab}}$ . (en accord avec les sections efficaces différentielles calculées présentées dans la sous-section 2.2.2).



**Figure 3.19** – Schéma de principe de la reconstruction de l'angle de diffusion du proton.



**Figure 3.20** – Angle incident dans les DSSD des télescopes 1 et 4 (gauche) et position de l'impact des protons dans le télescope 4 (droite) .

### 3.4 Cinématique des protons

Les cinématiques de la mesure de référence  $^{22}\text{O}(p,p')$ , et de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$  sont présentées dans cette section. Elles permettent de valider le fonctionnement du dispositif expérimental et les différentes procédures de l'analyse qui ont été détaillées dans les sections précédentes. Elles fournissent également des indications sur le bruit de fond. Les résolutions sur l'énergie totale du proton  $E_p$  et son angle de diffusion  $\theta_p$  vont être évaluées. La définition de ces cinématiques a été donnée dans la sous-section 2.2.2. Elles représentent l'énergie totale du proton  $E_p$  en fonction de son angle de diffusion  $\theta_p$ . Le calcul des lignes cinématiques attendues est détaillé dans l'annexe E. La relation entre ces deux observables est donnée par les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion

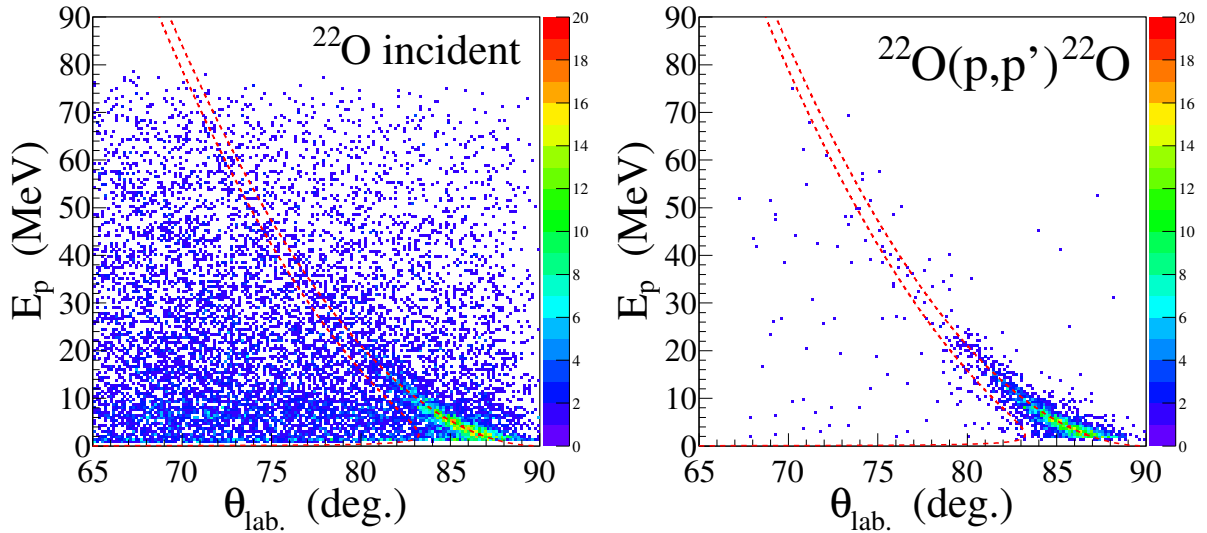
lors de la réaction

$$\begin{aligned}\theta_p &= f(E_p) , \\ &= \arccos \left[ \frac{2T_p(E_A + m_p c^2) + (m_A c^2 + E_x^A)^2 - (m_A c^2)^2}{2p_A p_p c^2} \right] .\end{aligned}$$

où  $m_A$ ,  $T_A$  et  $p_A$  représentent la masse, l'énergie cinétique et l'impulsion du noyau  $^{24}\text{O}$ .

### 3.4.1 Mesure de référence

La mesure de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  a déjà été effectuée au GANIL à 42 MeV/n [87]. Elle est utilisée comme mesure de référence pour valider l'ensemble de la méthode expérimentale. Le faisceau  $^{22}\text{O}$  était produit à 262.5 MeV/n avec une pureté de 28% par rapport au faisceau total, et une intensité moyenne de 13 500/s pendant 21 heures ( $N_{\text{inc}} = 1.01 \cdot 10^9$ ). Les deux principaux contaminants étaient les noyaux  $^{23}\text{F}$  (25%) et  $^{21}\text{O}$  (7%). Le faisceau était envoyé sur la cible de polypropylène de 2.7 mg/cm<sup>2</sup>. Les cinématiques des protons avec et sans triple coïncidence  $^{22}\text{O}$ –proton– $^{22}\text{O}$  sont présentées sur la figure 3.21 pour l'ensemble des données des télescopes 1 et 4 (1 936 coups).

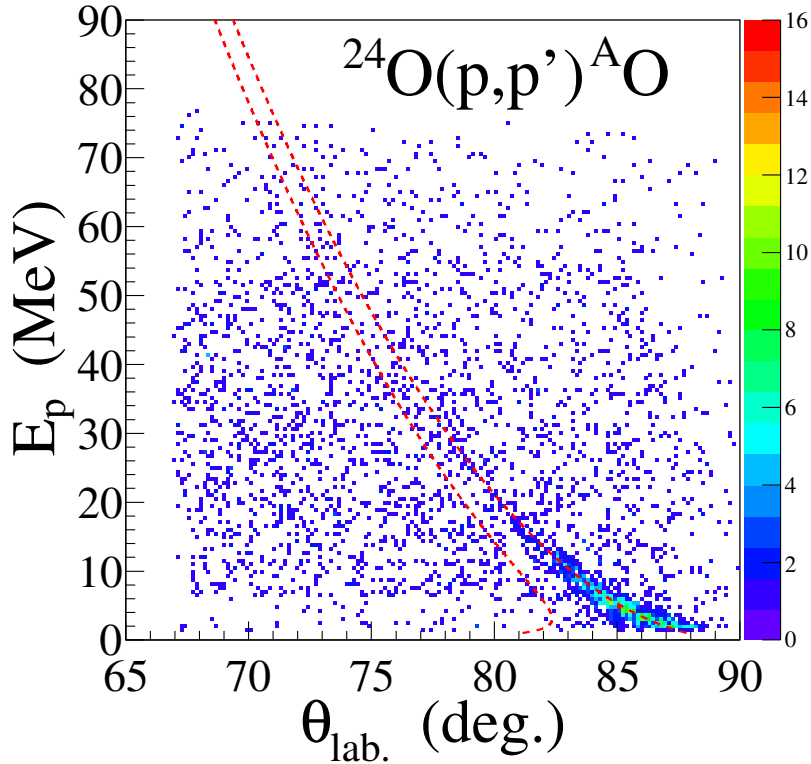


**Figure 3.21** – Cinématiques de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  avec sélection du noyau incident (gauche) et triple coïncidence  $^{22}\text{O}$ –proton– $^{22}\text{O}$  (droite), lignes cinématiques des diffusions élastique et inélastique de l'état  $2_1^+$  mesuré à 3.199(8) MeV [75] (tirets rouges).

La triple coïncidence imposée grâce à l'identification dans BigRIPS, MUST2 et ZDS élimine les événements non-corrélés générés par d'autres particules ou ceux du bruit de fond. Les seuils, la dynamique des détecteurs et les pertes d'énergie dans la cible permettent de mesurer l'énergie totale (et l'angle) des protons émis entre 1.6 MeV et 75 MeV (63 et 90°<sub>lab.</sub>). La section efficace élastique est supérieure à 1 mb/sr entre 0 et 20°<sub>cm</sub>, la majorité de la statistique est donc recueillie entre 1.6 et 25 MeV (78 et 90°<sub>lab.</sub>). Les événements élastiques sont bien alignés avec la ligne cinématique élastique théorique. L'ensemble de ces observations permet de valider la méthode expérimentale.

### 3.4.2 Cinématique de la réaction $^{24}\text{O}(p,p')^A\text{O}$

La cinématique obtenue pour l'ensemble des données est présentée sur la figure 3.22. Elle correspond aux trois réglages de  $B\rho$  dans ZDS. La triple coïncidence  $^{24}\text{O}$ –proton– $^A\text{O}$  est imposée, avec  $A=24, 23$  ou  $22$ . La gamme en énergie et en angle couverte est identique à celle de la mesure de référence. Le bruit de fond est très important, il est attribué aux particules légères présentes dans le faisceau et en particulier aux tritons qui ont le même rapport  $A/Z$  que le noyau  $^{24}\text{O}$ . Pour rappel la pureté en  $^{24}\text{O}$  par rapport au faisceau total est d'environ 4.6% (voir section 2.3.3). Ces particules légères génèrent des événements spécieux qui ne sont pas éliminés par la triple coïncidence BigRIPS–MUST2–ZDS.

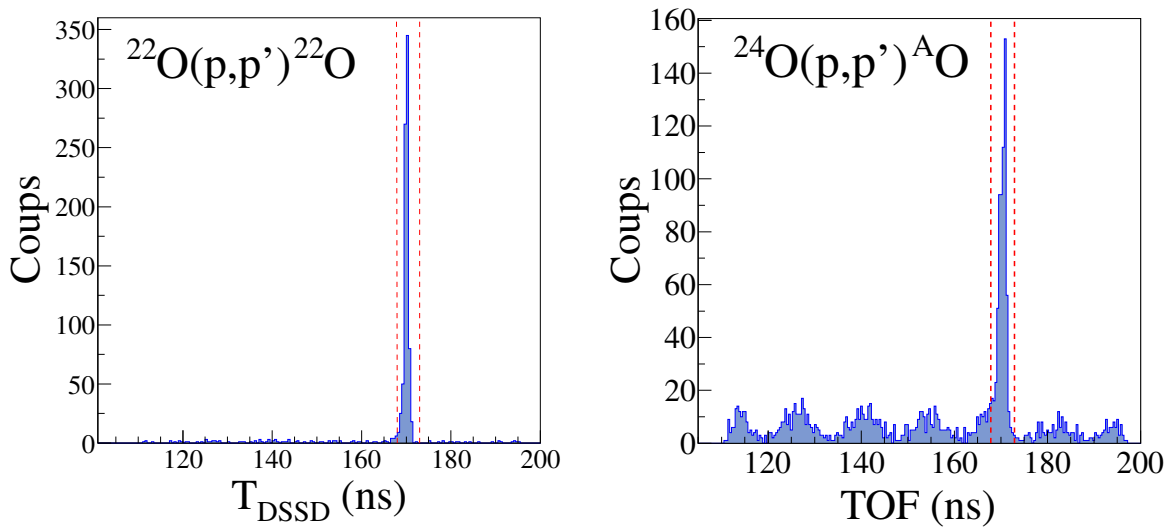


**Figure 3.22** – Cinématique de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')^A\text{O}$  avec triple coïncidence  $^{24}\text{O}$ –proton– $^A\text{O}$  ( $A=24, 23$  ou  $22$ ), lignes cinématiques de la diffusion élastique et inélastique à l'énergie du seuil de séparation d'un neutron  $S_n = 4.09(13)$  MeV (tirets rouges).

### 3.4.3 Réduction du bruit de fond

Une condition supplémentaire a été mise en place pour réduire le bruit de fond causé par les particules légères qui composent la majeure partie du faisceau  $^{24}\text{O}$ . La cinématique présentée sur la figure 3.22 permet de constater que ce bruit de fond est moins important entre 0 et 6 MeV. Cette zone cinématique correspond aux événements pour lesquels le proton est stoppé dans DSSD. Pour ces événements l'identification du proton diffusé fait intervenir le temps de vol  $T_{\text{DSSD}}$ . En revanche, le traitement des événements pour lesquels le proton traverse le premier étage ne fait pas intervenir de condition sur  $T_{\text{DSSD}}$ .

Les spectres en temps de vol des protons qui ont traversé le premier étage sont présentés sur la figure 3.23. L’alignement en temps des *strips* (voir sous-section 3.3.1) permet d’obtenir une distribution très fine centrée autour de 170 ns. Cette structure est la seule sur le spectre correspondant à la mesure de référence. Pour la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')^{22}\text{O}$  le spectre est pollué par un bruit de fond périodique dont la fréquence est d’environ 80 MHz. Son origine est attribuée aux particules légères présentes dans le faisceau et sa périodicité aux caractéristiques de l’accélérateur. Pour éliminer ce bruit de fond, seuls les événements pour lesquels le temps de vol est compris entre 168 et 173 ns sont conservés. Cet intervalle a été défini et testé avec les données de la mesure de référence. L’impact d’une modification des bornes sur la statistique finale est inférieur à 1%.

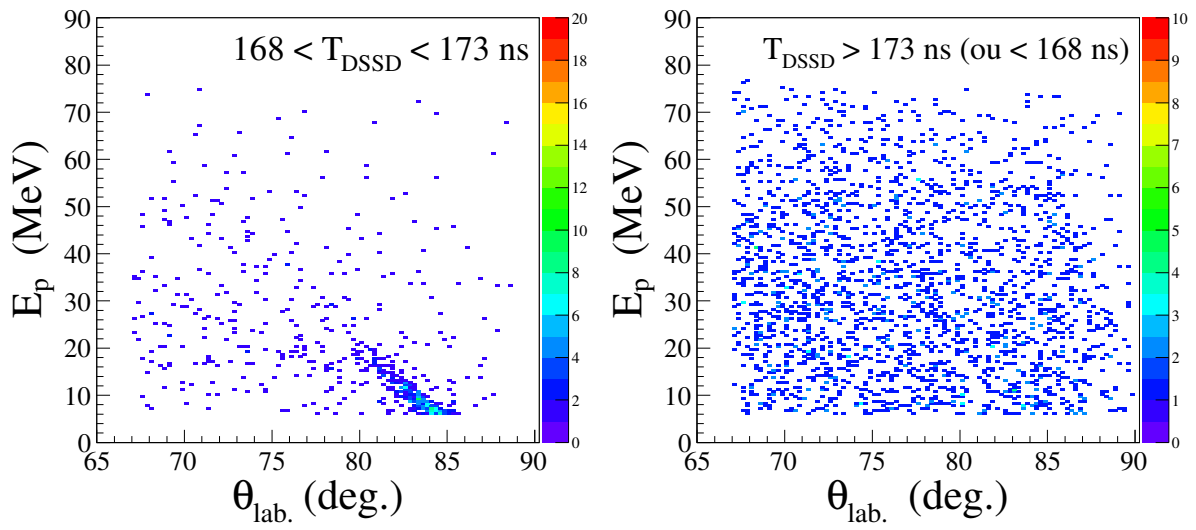


**Figure 3.23** – Spectres en temps de vol des protons détectés dans un CsI pour la mesure de référence  $^{22}\text{O}(p,p')^{22}\text{O}$  (gauche) et pour la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')^A\text{O}$  avec  $A= 24, 23$  ou 22 (droite).

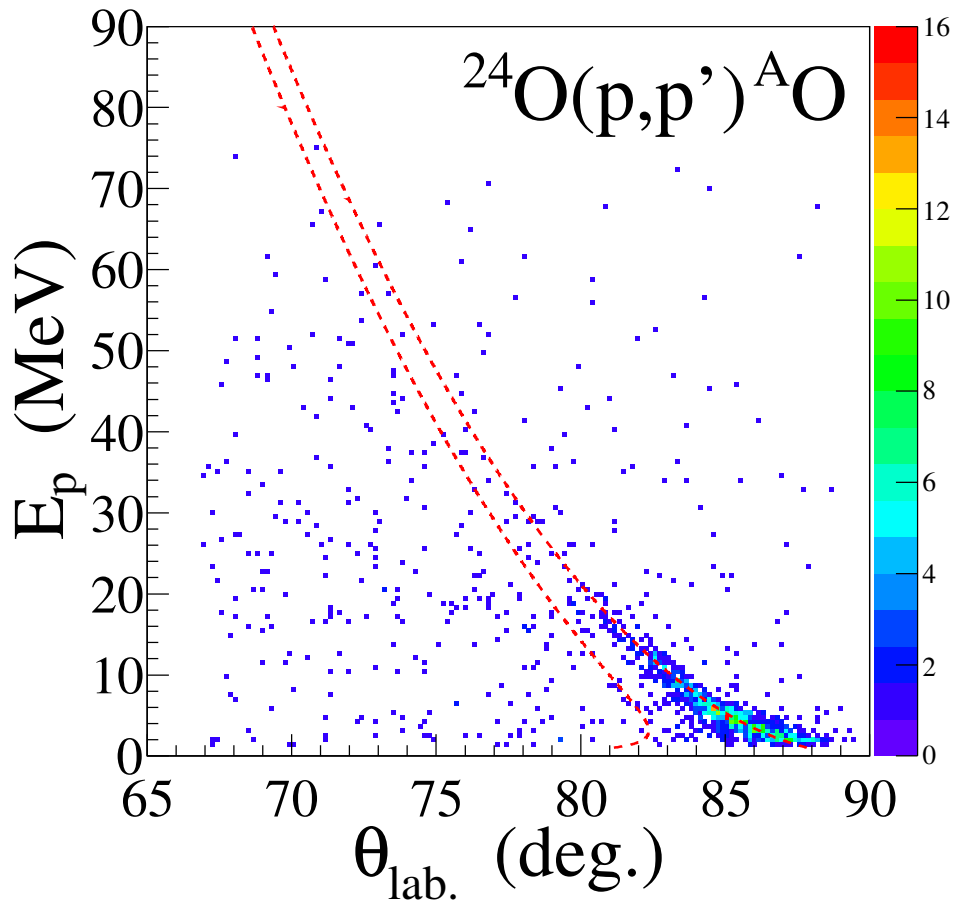
La figure 3.24 présente la cinématique de l’ensemble des données de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')^A\text{O}$  ( $A= 24, 23$  ou 22), correspondant aux 640 événements sélectionnés, et aux 2 224 événements rejetés. Les événements compris dans l’intervalle en temps de vol correspondent donc à environ 22% des protons détectés dans les CsI.

La cinématique de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$ , une fois cette condition sur le temps de vol ajoutée, est visible sur la figure 3.25. L’ensemble de la statistique correspondant à la triple coïncidence  $^{24}\text{O}$ –proton– $^A\text{O}$ , avec  $A= 24, 23$  ou 22, représente 1 300 coups. Le bruit de fond est réduit mais toujours plus important que celui de la mesure de référence (voir figure 3.21). Le taux de réduction du bruit de fond est d’environ 70%. Cette estimation est réalisée à partir des protons situés à droite de la ligne cinématique élastique. Ils correspondent à des énergies d’excitation négatives et ne contribuent donc qu’au bruit de fond expérimental.

Les procédures d’analyse qui permettent d’obtenir la cinématique des protons sont maintenant validées. L’étape suivante consiste à reconstruire le spectre en énergie d’excitation.



**Figure 3.24** – Cinématique des événements sélectionnés (gauche) et rejetés (droite) par la condition en temps de vol appliquée aux protons détectés dans les CsI.



**Figure 3.25** – Cinématique de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')^A\text{O}$  après réduction du bruit de fond avec triple coïncidence  $^{24}\text{O}$ –proton– $^A\text{O}$  ( $A = 24, 23$  ou  $22$ ), pour l'ensemble des données.

---

# CHAPITRE 4

## Résultats et interprétation

---

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats expérimentaux et à leur interprétation. Dans un premier temps les observables mesurées sont présentées. La méthode de reconstruction des spectres en énergie d'excitation et leur ajustement sont détaillés. La procédure d'extraction des distributions angulaires est expliquée. Ces deux observables sont ensuite interprétées par comparaison avec des calculs théoriques.

L'objectif principal de l'expérience est d'étudier les propriétés du noyau  $^{24}\text{O}$ . Les données contiennent également des informations sur la structure et la spectroscopie des noyaux d'oxygène riches en neutrons  $^{23,22,21}\text{O}$ , des noyaux de fluor  $^{25,23}\text{F}$  et des noyaux d'azote  $^{22,21}\text{N}$ . Ces noyaux sont les contaminants des deux faisceaux *cocktail* produits par fragmentation pour la mesure de référence et l'expérience. L'analyse des données propres aux noyaux de fluor  $^{25,23}\text{F}$  a été prise en charge par les équipes du RNC, et constitue le travail de thèse de R. J. Chen [107].

### 4.1 Spectre en énergie d'excitation

L'état excité d'un noyau est caractérisé par son énergie d'excitation ( $E_x$ ), son moment angulaire, son spin et sa parité ( $J^\pi$ ). Les étapes exposées dans le chapitre précédent ont permis de valider le protocole expérimental et d'obtenir la cinématique des protons diffusés. La reconstruction des spectres en énergie d'excitation par la méthode de la masse manquante est expliquée dans cette section. L'ensemble des spectres obtenus est ensuite présenté et étudié.

#### 4.1.1 Méthode de la masse manquante

La mesure de l'énergie d'excitation d'un noyau par masse manquante à partir d'une réaction  $(p,p')$  repose sur la mesure de l'énergie et de l'angle du noyau incident et du proton diffusé (le calcul est détaillé dans l'annexe E)

$$\begin{aligned} m_{A^{(*)}}^2 c^4 &= m_A^2 c^4 + 2p_A p_p c^2 \cos \theta_p - 2T_p (E_A + m_p c^2) \quad , \\ E_x^A &= (m_{A^{(*)}} - m_A) c^2 \quad . \end{aligned} \quad (4.1)$$

où A est l'indice correspondant au noyau  $^{24}\text{O}$ . La masse de ce noyau a été mesurée, la valeur de l'énergie de séparation obtenue est de 4.09(13) MeV [76]. L'excès de masse utilisé pour calculer l'énergie d'excitation du noyau  $^{24}\text{O}$  ( $\Delta_u = 18.5$  MeV) est issu d'une



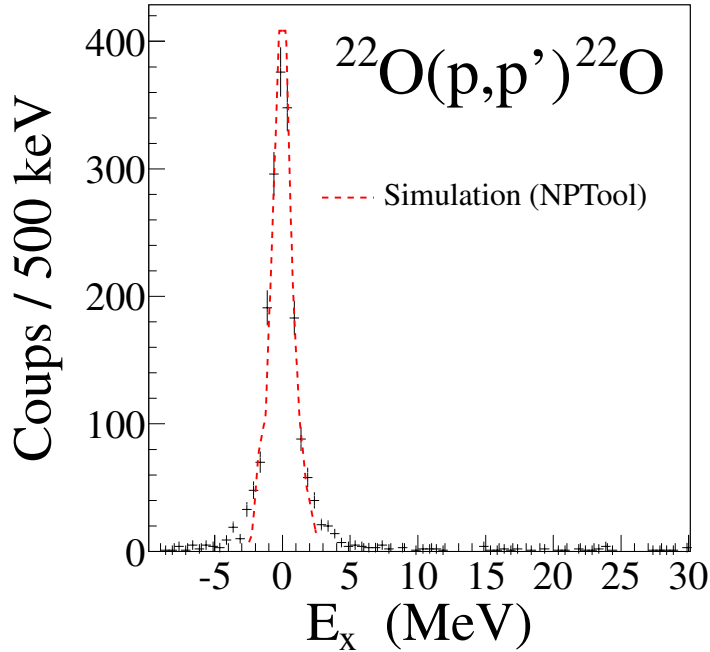
nouvelle évaluation basée sur cette mesure [108], il est relié à la masse par la relation

$$m_{24\text{O}} = 24 \cdot \text{uma} + \Delta_{\text{u}} \text{ ,}$$

où uma est l'unité de masse atomique (931.494061(21) MeV). Une fois que les événements sont sélectionnés le spectre en énergie d'excitation peut être reconstruit à partir de la cinématique des protons.

#### 4.1.2 Mesure de référence et simulation

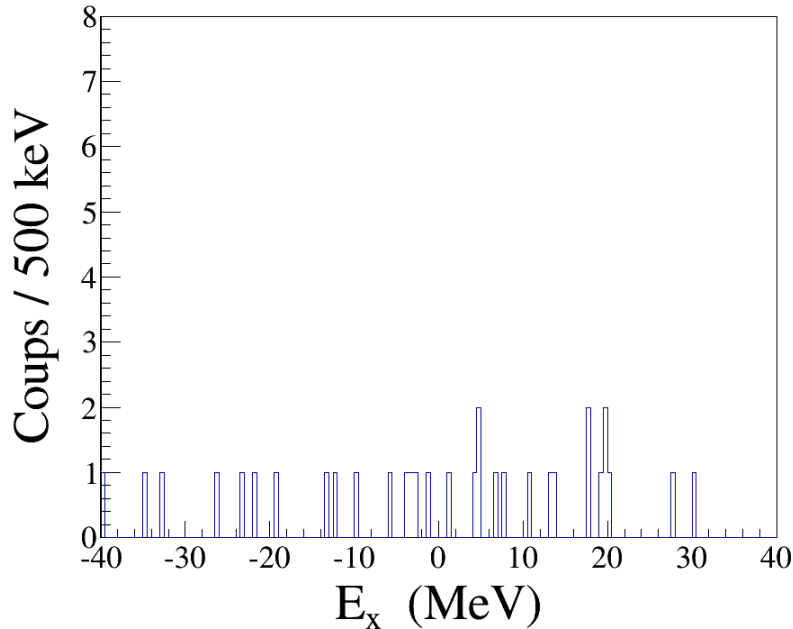
La résolution du spectre en énergie d'excitation du noyau  $^{22}\text{O}$  obtenu expérimentalement a été comparée à une simulation. Elle a été réalisée avec les classes NPTool [97, 109] qui permettent d'inclure de façon réaliste la résolution et la dynamique des télescopes MUST2 et des détecteurs de faisceau, les pertes d'énergie dans la cible et les caractéristiques du faisceau. La figure 4.1 présente la comparaison entre le spectre expérimental de la réaction élastique  $^{22}\text{O}(p,p')^{22}\text{O}$  mesuré à 262.5 MeV/n, et le résultat de la simulation.



**Figure 4.1** – Spectre en énergie d'excitation du noyau  $^{22}\text{O}$  mesuré par réaction  $^{22}\text{O}(p,p')^{22}\text{O}$  à 262.5 MeV/n (points noirs), les barres d'erreur correspondent à l'incertitude statistique. Résultat de la simulation de la diffusion élastique  $^{22}\text{O}(p,p)$  à 262.5 MeV/n réalisée avec NPTool [109] (tirets rouges).

Le pic de l'état fondamental est centré sur une énergie d'excitation nulle et sa largeur est bien reproduite par la simulation. Cette comparaison permet de valider la reconstruction de l'énergie d'excitation. La résolution est d'environ 850 keV ( $\sigma$ ), cette valeur est plus de deux fois supérieure à la valeur obtenue avec MUST [110] au GANIL, environ 800 keV (LTMH) pour la même réaction à plus basse énergie (46.6 MeV/n) [87]. Cette différence de résolution est expliquée par la dépendance en énergie incidente de la cinématique de

réaction (voir 2.2.2). Le pic de l'état fondamental mesuré présente un élargissement à sa base, plus important d'environ 200 keV que le résultat de la simulation. Cet effet peut également être constaté sur les spectres des précédentes expériences qui utilisaient MUST2 [97, 102, 104]. L'origine de cet élargissement peut être attribué aux protons de basse énergie ( $E_p \leq 2$  MeV). La reconstruction de leur énergie dépend fortement de la position du *vertex* dans la cible, ils dégradent donc la résolution sur l'énergie d'excitation. La largeur du pic à mi-hauteur est en excellent accord avec la simulation. Une cible de carbone a été utilisée à la fin de l'expérience pour vérifier la forme du bruit de fond causé par la diffusion des noyaux incidents sur le carbone contenu dans la cible riche en protons  $(\text{CH}_2)_n$ . Le spectre en énergie d'excitation correspondant à la cible de carbone est visible sur la figure 4.2. Il ne présente aucune structure particulière, un fond carbone plat est donc considéré dans la suite.



**Figure 4.2** – Spectre en énergie d'excitation du noyau  $^{24}\text{O}$  correspondant à la cible de carbone.

### 4.1.3 Spectres des isotopes d'oxygène riches en neutrons

Les spectres en énergie d'excitation obtenus sur les noyaux d'oxygène riches en neutrons  $^{24,23,22,21}\text{O}$  sont visibles sur la figure 4.3. Ils présentent l'intégralité des données accumulées durant l'expérience. Le pic fondamental apparaît nettement sur les quatre spectres, la reconstruction de l'énergie d'excitation à partir de la cinématique du proton diffusé est donc sous contrôle. La gamme en énergie d'excitation mesurée s'étend jusqu'à 35 MeV, c'est la première fois qu'une zone d'énergie aussi élevée est accessible expérimentalement pour ces isotopes d'oxygène riches en neutrons. La distribution angulaire de section efficace élastique peut être extraite pour ces quatre noyaux d'oxygène. La statistique est trop faible pour pouvoir obtenir des informations sur la spectroscopie des noyaux  $^{23}\text{O}$  et  $^{21}\text{O}$ .

Les spectres en énergie d'excitation des noyaux  $^{24}\text{O}$  et  $^{22}\text{O}$  vont être étudiés et ajustés avec une méthode adaptée à la faible statistique qu'ils contiennent.

### Méthode d'ajustement

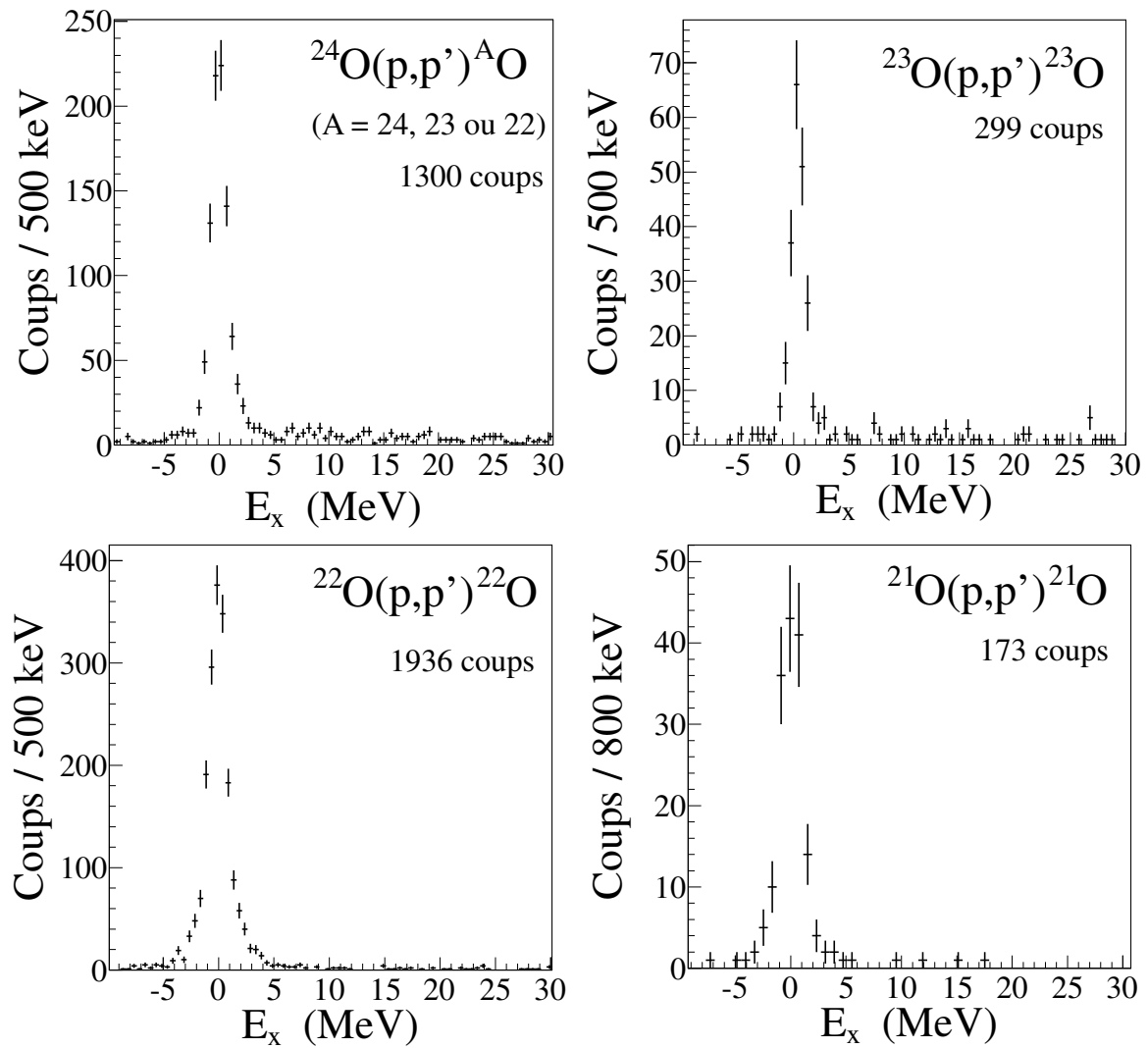
L'estimation de la largeur et de la position des structures identifiées sur les spectres en énergie d'excitation est réalisée avec la méthode du maximum de vraisemblance. Cette estimateur est particulièrement adapté à l'ajustement de données à faible statistique [111, 112]. Il est défini par les fonctions de densité de probabilité (pdf)  $f$ , qui déterminent en fonction de ses paramètres  $\theta$  la répartition des événements  $x_i$  sur le spectre. Dans le cadre des spectres en énergie d'excitation ces pdf correspondent à l'état fondamental et aux états excités du noyau étudié. Lorsque les événements mesurés sont statistiquement indépendants le maximum de vraisemblance s'écrit

$$L(\theta) = \prod_{i=1}^N f(x_i; \theta) .$$

La méthode du maximum de vraisemblance consiste à chercher les valeurs de  $\theta$  qui maximisent  $L(\theta)$ . En pratique c'est l'opposé du logarithme de ce maximum de vraisemblance qui doit être minimisé

$$-\frac{\partial \ln L(\theta)}{\partial \theta} = -\frac{\partial}{\partial \theta} \sum_{i=1}^N \ln f(x_i; \theta) = 0 .$$

La procédure d'ajustement a été construite à partir de la classe TMinuit [113]. Elle permet d'extraire la valeur la plus probable de la position ( $\mu$ ) et de la largeur ( $\sigma$ ) de la gaussienne,  $e^{-(x-\mu)^2/2\sigma^2}$ , qui reproduit le mieux le pic ajusté, et surtout les contours de confiance. Ces contours permettent de quantifier les contraintes que les données apportent sur les caractéristiques d'un pic. L'analyse des spectres en énergie d'excitation des noyaux  $^{22}\text{O}$  et  $^{24}\text{O}$  est présentée dans la suite.



**Figure 4.3** – Spectres en énergie d’excitation des noyaux  $^{24}\text{O}$  (haut gauche),  $^{23}\text{O}$  (haut droite),  $^{22}\text{O}$  (bas gauche), et  $^{21}\text{O}$  (bas droite) obtenus par diffusions élastique et inélastique de protons à 263, 262.5, 285 et 283 MeV/n. La triple coïncidence utilisée pour sélectionner les données est indiquée sur chaque spectre. Les barres d’erreur correspondent à l’incertitude statistique.

### Spectroscopie du noyau $^{22}\text{O}$

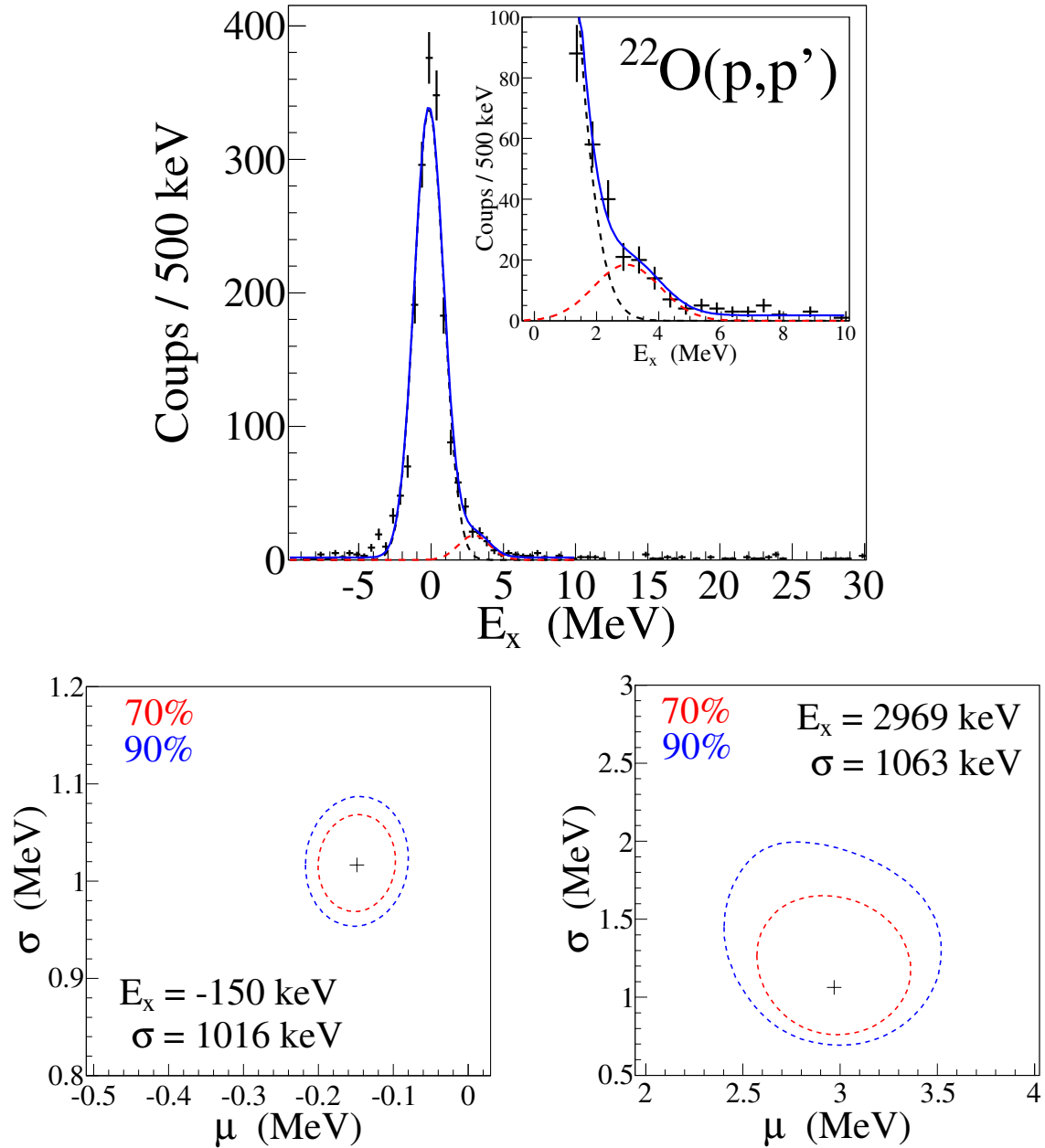
Le spectre en énergie d'excitation du noyau  $^{22}\text{O}$  présente, en plus de l'état fondamental, une structure localisée autour de 3 MeV (voir figure 4.4). La méthode détaillée dans le paragraphe précédent a été utilisée pour ajuster ce spectre de la façon suivante :

- ajustement indépendant du pic de l'état fondamental dans l'intervalle en énergie d'excitation  $[-1.5, 1.5]$  MeV, et de la structure autour de 3 MeV dans l'intervalle  $[2.5, 4]$  MeV,
- ajustement simultané des deux pics et du fond carbone entre  $[-10, 10]$  MeV, en utilisant comme point de départ les valeurs obtenues par l'ajustement indépendant.

Le résultat de l'ajustement du spectre en énergie d'excitation du noyau  $^{22}\text{O}$  est présenté sur la figure 4.4. La prise en compte du pic fondamental, de la structure autour de 3 MeV et d'un fond carbone constant permet de décrire le spectre expérimental. La valeur la plus probable des paramètres des deux pics : position en énergie d'excitation  $\mu$  et largeur  $\sigma$ , ainsi que leurs contours de confiance à 70% et 90% sont présentés.

La différence entre la position de l'état fondamental et de l'état excité donne une énergie d'excitation de 3.1(12) MeV compatible avec la valeur mesurée par spectroscopie  $\gamma$  [75]. La largeur des pics est légèrement supérieure à 1 MeV ( $\sigma$ ). Les contours de l'état fondamental indiquent que sa largeur et sa position en énergie sont bien contraintes, l'incertitude est d'environ 100 keV. Les contours de la structure située autour de 3 MeV sont déformés (signe d'une corrélation entre les deux paramètres évalués), et leur surface est plus importante. L'incertitude sur la position et la largeur de cette structure est d'environ 1 MeV. Dans la région correspondant à une énergie d'excitation négative un pic environ deux fois plus fin que celui de l'état fondamental est visible autour de  $-4$  MeV. Sa largeur et sa position en énergie permettent de le rejeter de l'analyse du spectre. Son origine n'est pas bien connue car le nombre de coups présents dans ce pic complique l'analyse systématique de leurs caractéristiques. Le même effet est visible sur les spectres de certaines expériences réalisées avec MUST2 [97, 102, 104].

Le réglage du spectromètre ZDS centré sur le noyau  $^{22}\text{O}$  ne permettait pas d'inclure le noyau  $^{21}\text{O}$ . Les états excités situés au-dessus du seuil de séparation d'un neutron (6.86(6) MeV) ne pouvaient donc pas être mesurés.



**Figure 4.4** – Résultats de l’ajustement du spectre en énergie d’excitation du noyau  $^{22}\text{O}$  (haut) : état fondamental (tirets noirs), état excité (tirets rouges), somme des deux états et du fond carbone (trait bleu). Contours de confiance à 70% (tirets rouges) et 90% (tirets bleus) pour les paramètres de l’état fondamental (bas gauche) et de l’état excité (bas droite), valeurs les plus probables (point noir).

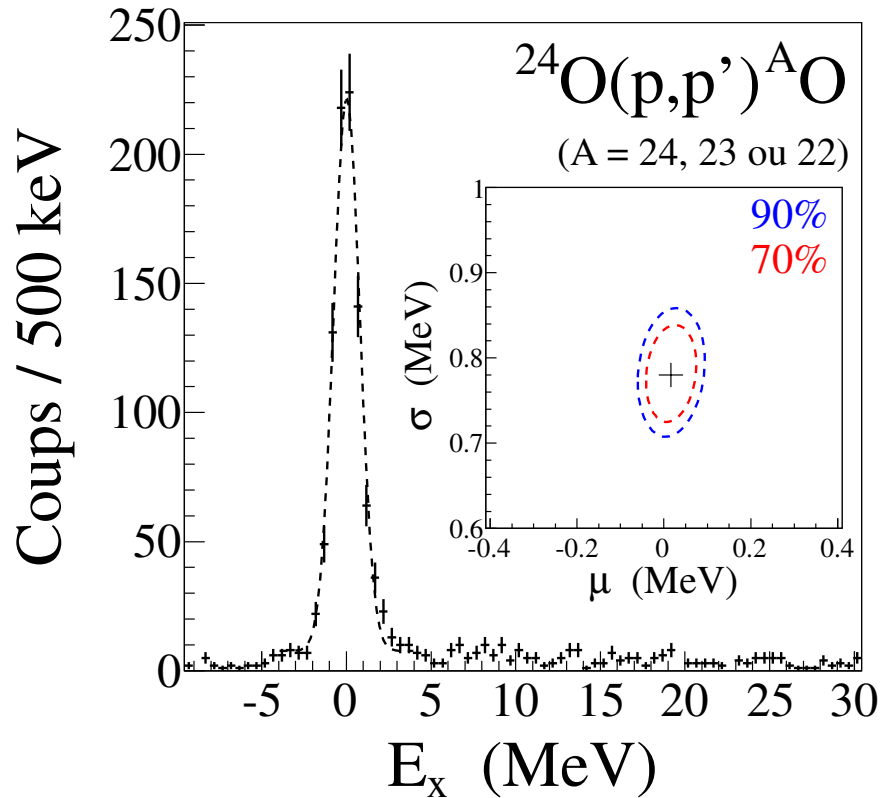
## Spectroscopie du noyau $^{24}\text{O}$

Les spectres en énergie d'excitation du noyau  $^{24}\text{O}$  sont présentés sur les figures 4.5 et 4.6. Ils correspondent à trois conditions différentes sur le noyau sortant identifié dans le spectromètre ZDS.

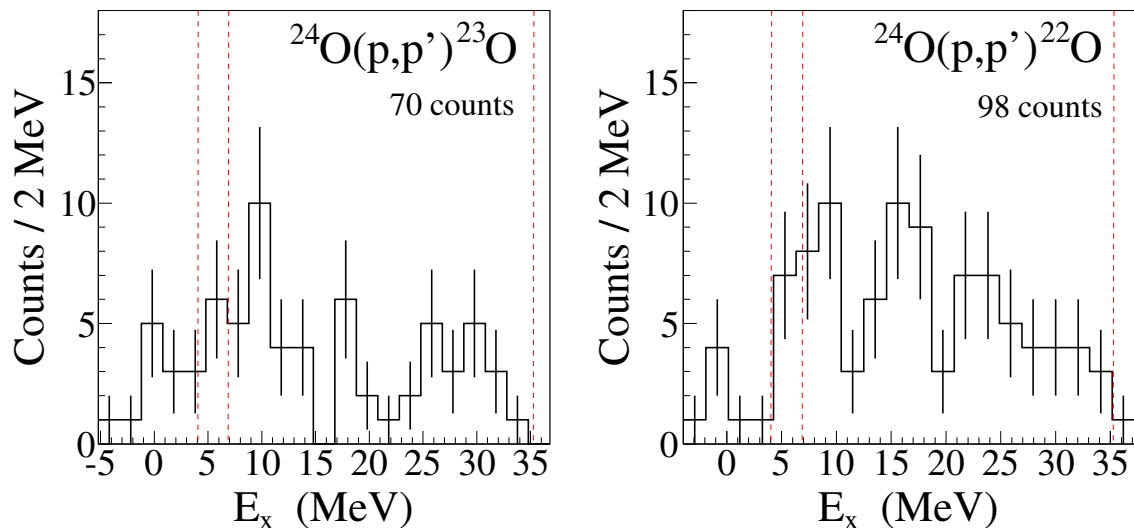
**Sélection des noyaux  $^{24,23,22}\text{O}$  dans ZDS** (voir figure 4.5). Cette condition regroupe l'ensemble des données recueillies lors de l'expérience. Elles correspondent aux diffusions élastique et inélastiques de protons. Le pic de l'état fondamental a été ajusté entre  $[-4, 4]$  MeV sur ce spectre, les valeurs les plus probables de position (16 keV) et de largeur (780 keV), ainsi que leurs contours de confiance sont indiqués. Le bruit de fond autour du pic de l'état fondamental est d'environ 7 coups, il est particulièrement visible entre  $-2$  et  $-5$  MeV et entre 3 et 5 MeV d'énergie d'excitation. Malgré l'efficacité de la procédure de réduction du bruit de fond (voir sous-section 3.4.3), il reste plus important que celui observé sur le spectre du noyau  $^{22}\text{O}$  (voir figure 4.4). Une discontinuité est située au niveau de l'énergie de séparation d'un neutron ( $S_n = 4.09(13)$  MeV), elle sépare les événements correspondant à la diffusion élastique,  $^{24}\text{O}$  dans ZDS, de ceux correspondant à la diffusion inélastique,  $^{23,22}\text{O}$  dans ZDS. Seul le pic fondamental peut être identifié.

**Sélection des noyaux  $^{23}\text{O}$  dans ZDS** (voir figure 4.6 à gauche). Pour tenter d'identifier d'éventuels états excités situés entre l'énergie de séparation d'un et deux neutrons (6.92(12) MeV), seuls les événements pour lesquels un noyau  $^{23}\text{O}$  a été identifié dans ZDS sont sélectionnés. La statistique obtenue est très faible avec cette condition. Les 70 coups sont distribués sur toute la gamme accessible en énergie d'excitation alors qu'ils devraient en principe se trouver entre l'énergie de séparation d'un et deux neutrons, et ne forment aucun pic. La section efficace de population à 263 MeV/n des deux états excités identifiés à 4.65(14) et 5.15(16) MeV d'énergie d'excitation par masse manquante [77, 78] est donc trop faible pour qu'ils apparaissent dans le spectre. La borne supérieure de ces sections efficaces sera estimée dans la section suivante à partir de la sensibilité de notre dispositif expérimental et du nombre de noyaux  $^{24}\text{O}$  incidents qui ont traversé la cible.

**Sélection des noyaux  $^{22}\text{O}$  dans ZDS** (voir figure 4.6 à droite). La sélection des événements pour lesquels un noyau  $^{22}\text{O}$  a été identifié dans ZDS doit permettre de chercher des états excités ayant une énergie d'excitation supérieure au seuil de séparation de deux neutrons. Un total de 98 coups est obtenu, ils sont répartis sur toute la gamme accessible en énergie d'excitation. Trois structures très larges se distinguent autour de 9, 16 et 22 MeV. En admettant qu'elles soient dues à l'excitation du noyau  $^{24}\text{O}$ , leur largeur correspondrait à la somme de plusieurs états excités. La statistique ne permet pas d'ajuster ces structures de façon simultanée dans tout l'intervalle d'énergie d'excitation. Leur position et leur largeur ne peuvent pas être déterminées avec précision. En revanche, le nombre de coups dans un intervalle en énergie d'excitation donne une estimation de la section efficace inélastique qui correspond à ces éventuels groupes d'états excités. Les valeurs obtenues pourront être comparées aux études théoriques menées sur les excitations dipolaires de basse énergie [82, 83, 84].



**Figure 4.5** – Spectre en énergie d’excitation du noyau  $^{24}\text{O}$  pour les conditions élastique et inélastiques ( $^{24,23,22}\text{O}$  sélectionnés dans ZDS), et résultats de l’ajustement du pic de l’état fondamental.



**Figure 4.6** – Spectres en énergie d’excitation du noyau  $^{24}\text{O}$  pour les conditions inélastiques avec sélection du noyau  $^{23}\text{O}$  (gauche) et  $^{22}\text{O}$  (droite) dans ZDS. Valeur du seuil de séparation d’un (4.09 MeV) et deux neutrons (6.92 MeV), et limite supérieure de la gamme en énergie d’excitation accessible (tirets rouges).



Le bruit de fond généré par les particules légères présentes dans le faisceau de noyaux  $^{24}\text{O}$  et l'intensité obtenue avec l'accélérateur RIBF font de cette première mesure par masse manquante sur la ligne BigRIPS une expérience test. L'étude de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$  à 263 MeV/n était un cas limite au regard des faibles sections efficaces attendues à cette énergie et de la sensibilité du dispositif de détection. La gamme en énergie couverte par le dispositif ( $E_x \leq 35$  MeV) s'étend bien au-delà des expériences réalisées par masse invariante ( $E_x \leq 7 - 8$  MeV). Les informations obtenues sur la spectroscopie du noyau  $^{24}\text{O}$  au-dessus du seuil de séparation de deux neutrons sont limitées aux structures visibles sur la figure 4.6. L'analyse de ces structures pourra être menée dans un second temps.

Un des avantages majeurs de la mesure des états excités non-liés par masse manquante est la possibilité de mesurer simultanément la distribution angulaire de la section efficace de diffusion élastique  $^{24}\text{O}(p,p)$ . Cette observable ne peut pas être mesurée par masse invariante. Dans la prochaine section, la procédure d'extraction de ces distributions angulaires est détaillée.

## 4.2 Distributions angulaires

La deuxième observable qui permet de caractériser l'état excité d'un noyau est sa section efficace différentielle ou distribution angulaire. Elle représente la probabilité de la réaction en fonction de l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse. Elle est extraite à partir de la cinématique des protons et du spectre en énergie d'excitation. La méthode d'extraction de cette distribution angulaire est expliquée dans cette section.

### 4.2.1 Principe et méthode d'extraction

Une fois qu'un état excité est identifié sur le spectre en énergie d'excitation, un intervalle en énergie est défini autour de sa position pour sélectionner les événements qui lui correspondent. La distribution angulaire  $(p,p')$  de cet état est ensuite calculée en comptant le nombre de protons détectés à un angle donné  $N_{\text{det}}(\theta_{\text{lab.}})$ . Le nombre de noyaux qui ont traversé la cible  $N_{\text{inc}}$  et le nombre de protons dans la cible  $N_{\text{cible}}$  sont utilisés pour normaliser le comptage. Il faut finalement diviser par l'angle solide  $\Delta\Omega(\theta_{\text{lab.}})$  correspondant à l'angle de diffusion  $\theta_{\text{lab.}}$  couvert par le système de détection pour obtenir la distribution angulaire absolue dans le référentiel du laboratoire

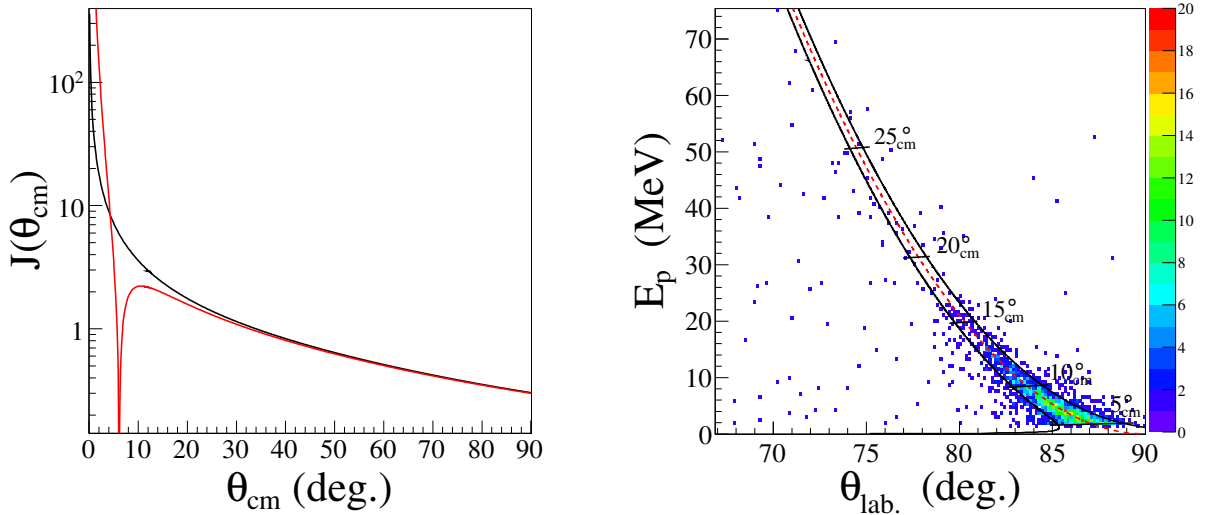
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{lab.}}) = \frac{N_{\text{det}}(\theta_{\text{lab.}})}{N_{\text{inc}} N_{\text{cible}} \Delta\Omega(\theta_{\text{lab.}})} \quad (4.2)$$

La comparaison avec les calculs théoriques nécessitent le passage au référentiel du centre de masse, il est effectué avec le Jacobien  $J(\theta_{\text{cm}})$  dont le calcul est détaillé dans l'annexe E

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{cm}}) = J(\theta_{\text{cm}}) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{lab.}}) \quad (4.3)$$

Les jacobiens des réactions élastique  $^{24}\text{O}(p,p)$  et inélastique  $^{24}\text{O}(p,p')$  à 263 MeV/n vers un état excité hypothétique situé à  $E_x = 4.09$  MeV sont représentés sur la figure 4.7. Dans

la pratique le comptage des protons n'est pas effectué pour chaque angle  $\theta_{\text{lab.}}$  mais dans des intervalles angulaires  $\Delta\theta_{\text{lab.}}$ . Cet échantillonnage est défini à partir de la statistique obtenue, de la cinématique de la réaction, de la couverture angulaire du système de détection ainsi que de la résolution sur l'énergie et l'angle de diffusion du proton, de façon à obtenir la distribution angulaire par intervalle  $\Delta\theta_{\text{cm}}$ . Il permet de minimiser l'impact d'une éventuelle coupure dans la couverture angulaire, ou d'une discontinuité dans le jacobien comme celle visible à  $6^\circ_{\text{cm}}$  pour la réaction inélastique (voir figure 4.7). La section efficace aux petits angles de diffusion  $\theta_{\text{cm}}$  est plus importante, la statistique obtenue est donc plus élevée. Les premiers intervalles sont ainsi plus fins que ceux correspondant aux grands angles de diffusion. La cinématique de la mesure de référence présentée à droite sur la figure 4.7 illustre la méthode d'extraction. Les lignes horizontales signalent la valeur de l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse, elles sont espacées de  $5^\circ_{\text{cm}}$ . La ligne cinématique élastique de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p)$  à 262.5 MeV/n est représentée par les tirets rouges. Les deux lignes noires délimitent l'intervalle en énergie d'excitation  $\pm 1.5$  MeV, défini afin de sélectionner les événements correspondant à l'état fondamental du noyau  $^{22}\text{O}$ .



**Figure 4.7** – Jacobiens de la réaction élastique  $^{24}\text{O}(p,p)$  (noir) et inélastique  $^{24}\text{O}(p,p')$  (rouge) vers un état excité hypothétique situé à  $E_x = 4.09$  MeV (gauche). Illustration sur une cinématique expérimentale du principe d'extraction de la distribution angulaire élastique, avec sélection d'un intervalle en énergie d'excitation  $[-1.5, 1.5]$  MeV (trait noir) autour de l'état fondamental (tirets rouges) par tranches en angle dans le référentiel du centre de masse (droite).

Le nombre de noyaux incidents qui traversent la cible  $N_{\text{inc}}$  et le nombre de protons dans une direction donnée  $N_{\text{det}}(\theta_{\text{lab.}})$  sont affectés par l'efficacité des détecteurs utilisés et le temps mort de l'acquisition. Ils doivent être divisés par les quantités

$$\begin{aligned}\epsilon_{\text{inc}} &= (1 - T_{\text{inc}}) \epsilon_{\text{PPAC}} \epsilon_{\text{BigRIPS}} , \\ \epsilon_{\text{det}} &= (1 - T_{\text{det}}) \epsilon_{\text{PPAC}} \epsilon_{\text{BigRIPS}} \epsilon_{\text{MUST2}} \epsilon_{\text{ZDS}} ,\end{aligned}$$

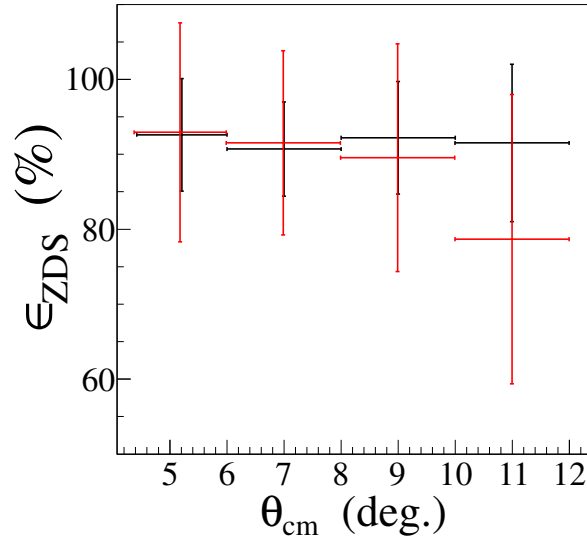
où  $T$  et  $\epsilon$  représentent le temps mort et l'efficacité du système de détection. La logique

d'acquisition a été définie de façon à obtenir des temps morts communs  $T_{\text{inc}} = T_{\text{det}}$  (voir section 2.8). La distribution angulaire doit donc être multipliée par

$$\frac{\epsilon_{\text{inc}}}{\epsilon_{\text{det}}} = \frac{1}{\epsilon_{\text{MUST2}} \epsilon_{\text{ZDS}}} .$$

L'évaluation de l'efficacité de reconstruction de MUST2,  $\epsilon_{\text{MUST2}} = 85(5)\%$ , est issue de l'étude présentée dans la sous-section 3.3.2. L'efficacité du spectromètre ZDS peut être évaluée en sélectionnant sur le spectre en énergie d'excitation les événements correspondant à une réaction élastique (p,p) pour un noyau incident  ${}^A\text{X}$  donné. Le nombre de noyaux incidents  ${}^A\text{X}$  qui ont traversé la cible de protons est ensuite comparé au nombre de noyaux sortants  ${}^A\text{X}$  identifiés dans ZDS. Les événements considérés doivent faire partie des données pour lesquelles le spectromètre est réglé sur le noyau  ${}^A\text{X}$ .

Ce travail a été effectué avec les données de la mesure de référence  ${}^{22}\text{O}$  et de l'expérience  ${}^{24}\text{O}$  pour le réglage élastique de ZDS (voir figure 4.8). L'efficacité moyenne entre 5 et  $12^\circ_{\text{cm}}$  est évaluée à  $91(8)\%$ . Au-delà cet intervalle angulaire, la mesure est influencée par la statistique liée aux distributions angulaires.



**Figure 4.8** – Efficacité du spectromètre ZDS en fonction de l'angle de diffusion  $\theta_{\text{cm}}$ , extrait de la mesure de référence  ${}^{22}\text{O}$  (noir) et de l'expérience  ${}^{24}\text{O}$  (rouge).

Les spectres en énergie d'excitation inélastiques (voir figure 4.5), ne permettent pas d'extraire la distribution angulaire des états excités, seules les distributions angulaires élastiques peuvent être mesurées. Dans ce cas précis la contribution de l'efficacité du spectromètre peut être éliminée en imposant lors du comptage des noyaux incidents  $N_{\text{inc}}$  une coïncidence entre les noyaux incident dans BigRIPS et sortant dans ZDS

$$\epsilon_{\text{inc}} = (1 - T_{\text{inc}}) \epsilon_{\text{PPAC}} \epsilon_{\text{BigRIPS}} \times \epsilon_{\text{ZDS}} .$$

La prise en compte de l'efficacité des systèmes de détection se réduit alors à l'efficacité

de reconstruction de MUST2

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{cm}})_{(\mathbf{p},\mathbf{p})} = J(\theta_{\text{cm}}) \frac{N_{\text{det}}(\theta_{\text{lab.}})}{N_{\text{inc}} N_{\text{cible}} \Delta\Omega(\theta_{\text{lab.}})} \frac{1}{\epsilon_{\text{MUST2}}} . \quad (4.4)$$

## 4.2.2 Incertitudes

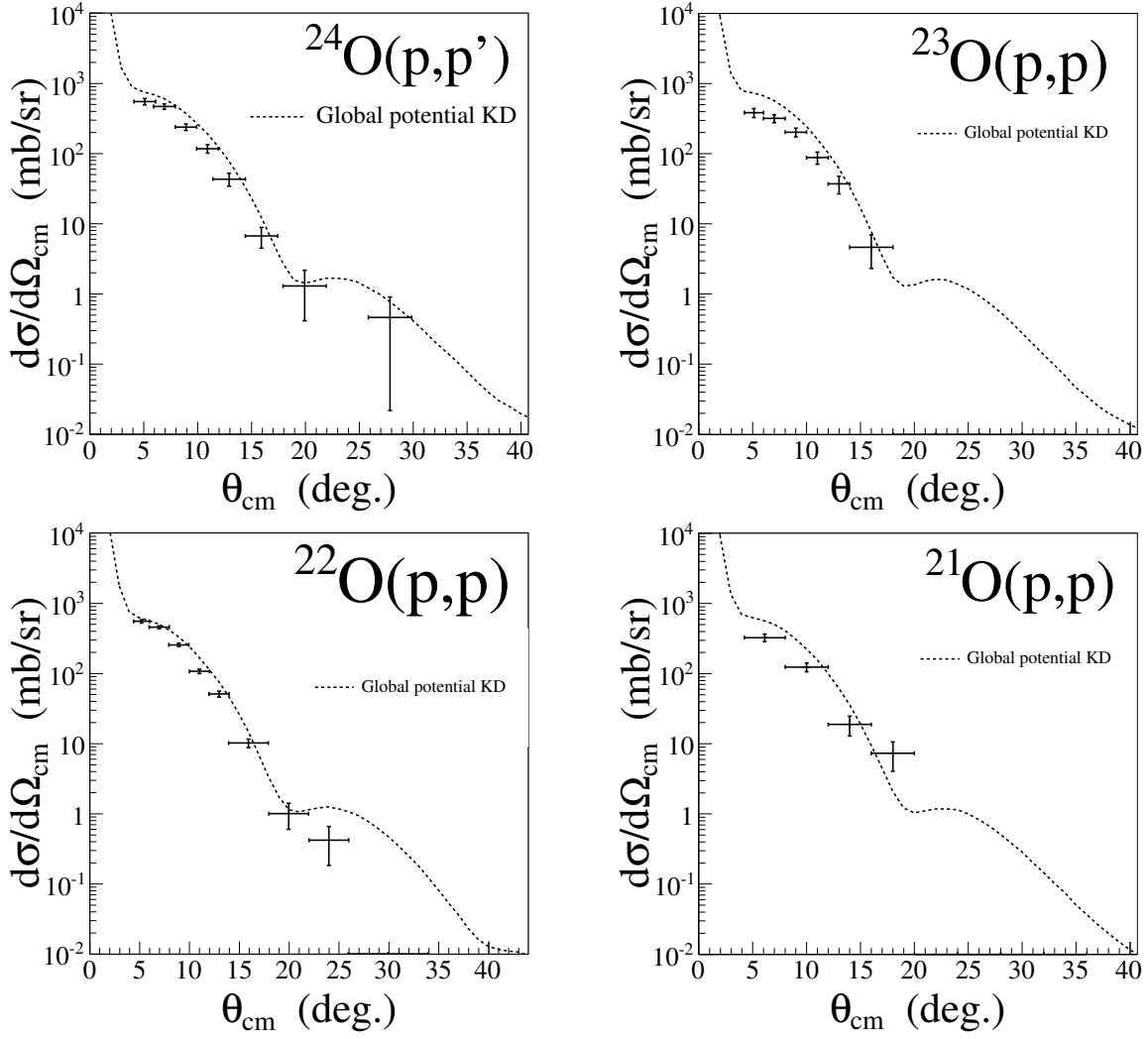
L'incertitude sur la valeur de la section efficace est due à l'erreur statistique liée au nombre fini d'événements détectés, et aux erreurs systématiques. Ces dernières vont maintenant être évaluées.

- La valeur du Jacobien  $J(\theta_{\text{cm}})$  dépend de la réaction et des tranches en angle centre de masse choisies. La résolution angulaire d'un télescope MUST2 placé à 23 cm de la cible est de  $0.17^\circ$ , l'erreur sur le jacobien est évaluée pour un intervalle angulaire de  $\pm 0.17^\circ$  autour de la valeur centrale de chaque tranche angulaire. Elle est inférieure à 5% dans la gamme angulaire couverte.
- La valeur de l'angle solide  $\Delta\Omega(\theta_{\text{lab.}})$  dépend de l'angle de diffusion, l'erreur est évaluée avec la même méthode qu'au point précédent. Les distributions angulaires extraites sont comprises entre  $67$  et  $88^\circ_{\text{lab.}}$ . Pour cette gamme angulaire l'efficacité géométrique est quasi-constante (voir figure 2.15). L'erreur liée à une modification de la position centrale de  $\pm 0.17^\circ$  est négligeable. L'incertitude sur la valeur constante est estimée à 4% à partir de l'incertitude sur la position de MUST2.
- L'incertitude sur l'efficacité des télescopes  $\epsilon_{\text{MUST2}}$  est évaluée à 5%.
- L'angle de rotation de la cible modifie l'épaisseur traversée par les noyaux en incidence normale sur la cible. Une incertitude de  $\pm 1^\circ$  sur cet angle correspond à une incertitude de 5.5% sur  $N_{\text{cible}}$ .

L'incertitude systématique sur la valeur de la section efficace est évaluée à 10% en prenant la somme quadratique des erreurs mentionnées ci-dessus. Elle est calculée pour chaque tranche en angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse.

## 4.2.3 Distributions angulaires élastiques exclusives

Les distributions angulaires élastiques exclusives, c'est-à-dire issue de la triple coïncidence noyau–proton–noyau, obtenues pour les quatre isotopes d'oxygène  $^{24,23,22,21}\text{O}$  sont présentées sur la figure 4.9. Pour chaque noyau, les événements dont l'énergie d'excitation est comprise entre  $[-1.5, 1.5]$  MeV ont été sélectionnés. La gamme angulaire couverte par le dispositif expérimental est comprise entre  $4$  et  $30^\circ_{\text{cm}}$ . Les distributions angulaires expérimentales de section efficace sont normalisées de façon absolue, c'est la première fois que ce type de mesure est effectué sur la ligne BigRIPS. Elles sont comparées avec des calculs phénoménologiques réalisés avec le potentiel global KD [65]. Ils permettent d'obtenir l'ordre de grandeur de probabilité de diffusion à cette énergie incidente et de valider la normalisation.



**Figure 4.9** – Distributions angulaires élastiques  $^{24,23,22,21}\text{O}(p,p)$  mesurées à 263, 262.5, 285 et 283 MeV/n. La sélection de l'état fondamental est assurée par un intervalle de  $[-1.5, 1.5]$  MeV sur le spectre en énergie d'excitation.

### 4.3 Interprétation des résultats

Cette section est consacrée à l'interprétation des résultats. La spectroscopie du noyau  $^{24}\text{O}$  est discutée dans le cadre des calculs récents qui ont souligné l'importance du couplage aux états du continuum et de la prise en compte des forces 3N. Les distributions angulaires élastiques mesurées sur les noyaux d'oxygène  $^{24,23,22,21}\text{O}$  sont étudiées avec des calculs de réaction. Le formalisme, le potentiel et les densités utilisés, ainsi que la méthode d'extraction des informations sur la structure de ces isotopes d'oxygène sont présentés. Finalement, le rayon quadratique moyen des noyaux  $^{22}\text{O}$  et  $^{24}\text{O}$  est extrait à partir des données expérimentales obtenues.

#### 4.3.1 Spectroscopie du noyau $^{24}\text{O}$

Les calculs théoriques de la spectroscopie du noyau  $^{24}\text{O}$  s'inscrivent dans les problématiques actuelles de structure nucléaire. Les premiers calculs évoqués dans la sous-section 1.4.4 ont permis de mettre en évidence la nécessité de modifier les propriétés des interactions effectives utilisées pour mieux reproduire les observations expérimentales. La modification du terme spin-orbite, le rôle du terme spin-isospin et du terme tenseur ont ainsi été étudiés afin de mieux comprendre l'évolution de la structure nucléaire avec l'isospin. Aucune théorie ne permet à ce jour d'expliquer et de reproduire l'ensemble des observations expérimentales accumulées au voisinage de la *drip-line* neutron. Deux problématiques ont été particulièrement examinées dans le contexte des noyaux exotiques : le couplage aux états du continuum et les forces 3N. L'importance du couplage aux états situés au-dessus du niveau de Fermi dans la reproduction de l'énergie d'excitation des premiers états excités du noyau  $^{24}\text{O}$ , et des forces à 3N à la fois pour la spectroscopie et la position de la *drip-line* neutron a été soulignée par des études récentes qui vont être présentées dans cette sous-section.

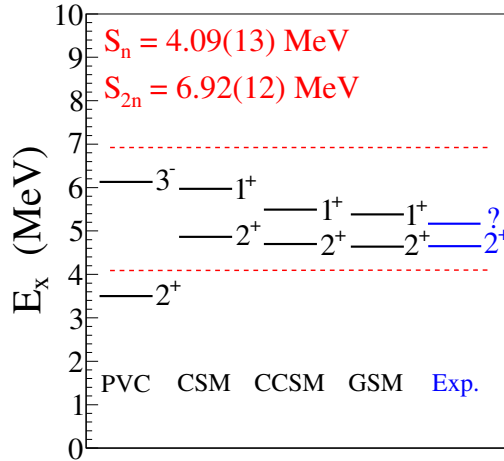
#### Couplage au continuum

Les premiers états excités des noyaux situés au voisinage de la *drip-line* sont faiblement liés ou non-liés. L'importance du couplage avec les états du continuum pour ces noyaux a été étudiée à travers plusieurs modélisations. Le *Particle Vibration Model* (PVC) permet de constater l'effet du couplage entre les états de particules individuelles et les états excités collectifs du noyau (respectivement calculés par la méthode HF et RPA), sur l'espacement entre les énergies de particules individuelles [15]. Dans le cas du noyau  $^{24}\text{O}$  le couplage avec les états excités  $2^+$  n'entraîne qu'une légère modification du *gap* en énergie entre les orbitales  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$ . En revanche la prise en compte des états collectifs  $3^-$  augmente la largeur de ce *gap* de près de 5 MeV. Ces calculs concluent que l'existence d'une fermeture de sous-couche à  $N=16$  peut être attribuée au couplage avec les états excités non-liés, et en particulier pour le noyau  $^{24}\text{O}$  aux états  $3^-$ . Ce type d'état ne peut pas être pris en compte dans les calculs de modèle en couches limités à l'espace de valence de la couche *sd*. Ce travail souligne donc l'importance du couplage entre les états à particules individuelles et les états collectifs, et le rôle significatif que peuvent jouer des états non-liés dans l'évolution de la structure nucléaire vers la *drip-line*.

Les calculs de modèle en couches réalisés avec l'interaction USDB reproduisent de façon satisfaisante la spectroscopie du noyau  $^{24}\text{O}$  [52]. Alors que la précédente version de l'interaction USD donnait un premier état excité  $2^+$  lié, USDB indique des états excités  $2^+$  et  $1^+$  situés au-dessus du seuil de séparation d'un neutron. Cette interaction effective a été ajustée en ajoutant les données expérimentales accumulées sur la couche  $sd$  pour les noyaux de masse  $A=21-44$ . Si certains effets liés aux états du continuum et aux forces  $3N$  intervenant pour la couche  $sd$  semblent avoir été inclus dans cette nouvelle interaction effective, elle ne permet pas de quantifier l'importance de ces deux éléments pour la reproduction des données expérimentales. L'importance du couplage aux états du continuum a été étudiée avec plusieurs modélisations différentes proposant une adaptation du modèle en couches : *Continuum Shell Model* (CSM) [16], *Continuum Coupling Shell Model* (CCSM) [17] et *Gamow Shell Model* (GSM) [18]. Le modèle CCSM consiste à ajouter à un potentiel de Woods-Saxon un potentiel d'amplitude infini placé très loin du centre du noyau (3000 fm). Ce potentiel permet d'obtenir un grande densité d'états discrets situés au-dessus du potentiel de Woods-Saxon. Le noyau  $^{22}\text{O}$  est pris comme cœur inerte, c'est-à-dire que seuls l'état lié  $s_{1/2}$  et les états issus de la discrétisation de l'état non-lié  $d_{3/2}$  sont considérés. Les calculs de la spectroscopie du noyau  $^{24}\text{O}$  sont ensuite menés de la même façon que les calculs standards de modèle en couches. L'interaction résiduelle utilisée est basée sur l'interaction SDPF-M. Avec cette approche des écarts d'environ 1 MeV sont constatés entre les énergies d'excitation des premiers états excités du noyau  $^{24}\text{O}$  calculée avec et sans prise en compte du continuum. CCSM est pour l'instant limité à l'étude de ce cas particulier. Les approches CSM et GSM proposent des méthodes systématiques pour inclure les états du continuum dans la résolution du problème nucléaire. Le modèle CSM décompose les états sur une base composée d'états de particules individuelles liés dits internes d'une part, et d'états non-liés dits externes d'autre part. Un hamiltonien effectif est obtenu par projection dans l'espace des états internes. Les calculs sont réalisés avec une interaction standard du modèle en couches (USD par exemple), augmentée par une paramétrisation du couplage au continuum fixée sur le noyau  $^{17}\text{O}$ . Le modèle GSM utilise une base d'états de Berggren permettant de traiter de la même manière les états liés, non-liés et ceux du continuum. Comme pour la description de la décroissance  $\alpha$  proposée par Gamow, l'énergie des états intègre une partie imaginaire, cette approche résout donc le problème nucléaire dans le plan complexe. Les approches CSM et GSM permettent de calculer de manière cohérente les observables de structure (énergie d'excitation, largeur des résonances) et de réaction nucléaire (potentiel, section efficace), offrant ainsi une perspective pour le traitement simultané et cohérent de ces deux problématiques.

Les calculs réalisés pour le noyau  $^{24}\text{O}$  avec ces trois approches sont présentés sur la figure 4.10, et comparés aux valeurs expérimentales. Elles permettent de reproduire de façon satisfaisante l'énergie d'excitation des deux états observés entre les seuils de séparation d'un et deux neutrons, et la largeur du premier état excité. En revanche, elles surestiment d'environ 150 keV la largeur du deuxième état excité. Les valeurs calculées correspondent à la borne supérieure expérimentale. L'espace de valence considéré est limité à la couche  $sd$ , les états de parité négative ne peuvent donc pas être inclus dans la

description. Les calculs ont permis de souligner l'importance du couplage au continuum pour la description de la spectroscopie des noyaux faiblement liés. Ils ont également indiqué que ce couplage n'est pas le mécanisme dominant pour la position de la *drip-line* neutron. Le choix de l'interaction résiduelle à utiliser dans le continuum représente encore une difficulté pour ces approches.



**Figure 4.10** – Calculs de la spectroscopie du noyau  $^{24}\text{O}$  intégrant un couplage aux états du continuum : *Particle Vibration Model* (PVC) [15], *Continuum Shell Model* (CSM) [16], *Continuum Coupling Shell Model* (CCSM) [17], *Gamow Shell Model* (GSM) [18] et données expérimentales issues des références [77, 78]. Les énergies  $S_n$  et  $S_{2n}$  sont extraites de l'évaluation [108].

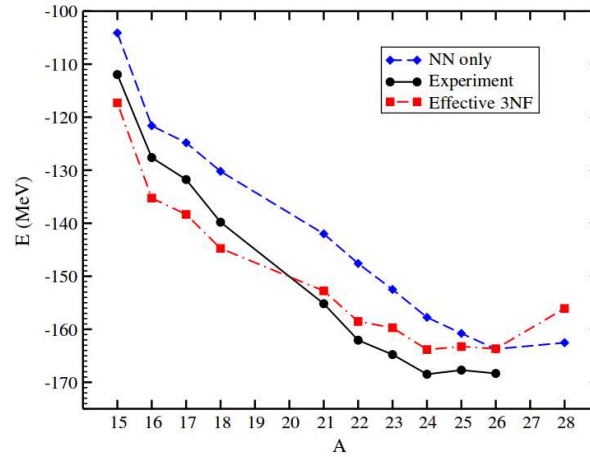
### Forces à 3 corps

La prise en compte des forces 3N est une des problématiques les plus étudiées actuellement par la communauté théorique de structure nucléaire. Elles jouent un rôle très important dans l'évolution de la structure nucléaire. Otsuka *et al.* ont étudié l'effet des forces 3N sur la position de la *drip-line* neutron au niveau de la chaîne isotopique d'oxygène [2]. Ils ont montré que l'utilisation de forces NN microscopiques dans le cadre du modèle en couches ne permet pas de reproduire la position de la *drip-line*. Les effets liés à la prise en compte des forces 3N ont ensuite été étudiés, démontrant la nécessité de leur inclusion pour obtenir le noyau  $^{24}\text{O}$  comme dernier isotope lié d'oxygène. Les méthodes *ab-initio* présentées dans la section 1.2 sont actuellement capables de calculer l'énergie de liaison des noyaux et pour certaines l'énergie des premiers états excités en intégrant des forces 3N.

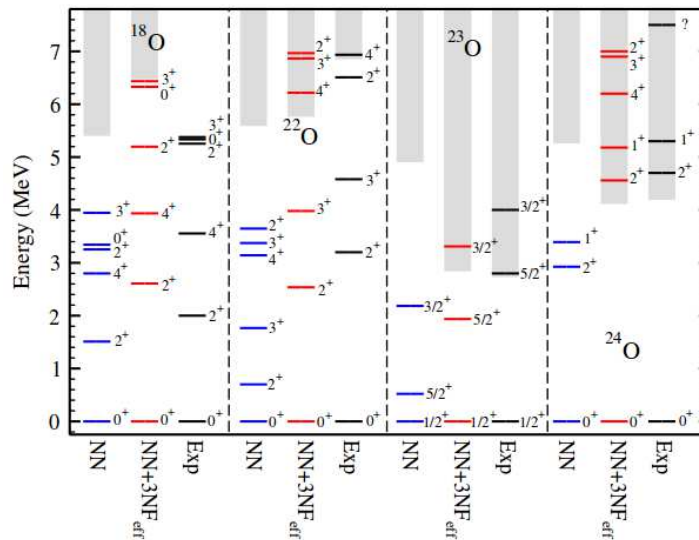
L'énergie de liaison des isotopes d'oxygène et de calcium riches en neutrons a été calculée avec la méthode *Coupled-Cluster* par Hagen *et al.* [37, 38]. Ces calculs intègrent une force 3N effective, et un couplage aux états du continuum à travers l'utilisation d'une base issue du GSM. La systématique de l'énergie de liaison des isotopes d'oxygène est visible sur la figure 4.11. L'ajout d'une force 3N effective permet d'améliorer l'accord avec les valeurs expérimentales, et d'obtenir la bonne position pour la *drip-line*. Cependant, la tendance des énergies de liaison sur l'ensemble de la chaîne isotopique n'est pas bien reproduite.



Les isotopes stables sont trop liés, et les isotopes riches en neutrons pas assez. Il est important de signaler que les paramètres de la force 3N effective considérée sont modifiés pour chaque ligne isotopique (LEC, voir 1.2), l'universalité de ces calculs est donc limitée. Le même comportement est observé avec les calculs de l'énergie de liaison des isotopes de calcium [38]. La spectroscopie des noyaux  $^{18,22,23,24}\text{O}$  est calculée avec la même procédure (voir figure 4.12). L'ajout des forces 3N permet d'améliorer significativement l'accord avec les valeurs expérimentales d'énergie d'excitation. En incluant une force 3N effective les états excités sont globalement repoussés à des énergies d'excitation plus élevées, et plus espacés les uns des autres.

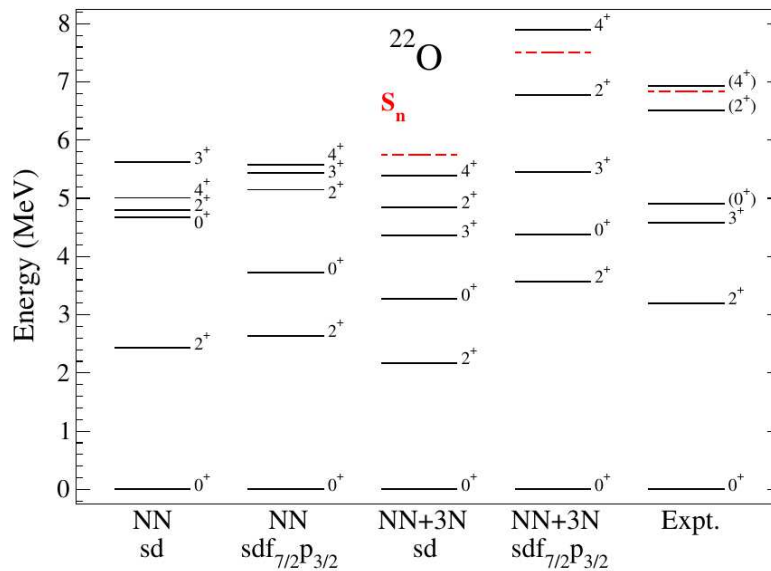


**Figure 4.11** – Systématique de l'énergie de liaison des isotopes d'oxygène riches en neutrons comparée à des calculs *Coupled-Cluster* intégrant des forces 3N effectives et un couplage au continuum. Figure extraite de la référence [37].



**Figure 4.12** – Spectroscopie des isotopes d'oxygène riches en neutrons calculée par une méthode *Coupled-Cluster* intégrant des forces 3N effectives et un couplage au continuum. Figure extraite de la référence [37].

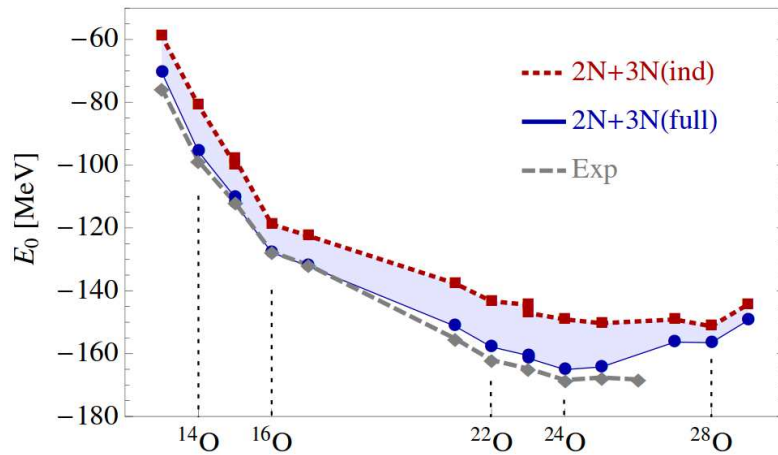
Une étude systématique réalisée par Holt *et al.* a permis de souligner l'importance des forces 3N, mais aussi de l'extension de l'espace de valence aux orbitales de la couche  $fp$  [13]. La spectroscopie des noyaux  $^{21,22,23}\text{O}$  a été calculée dans le cadre du modèle en couches en utilisant une interaction NN et 3N issue de l'approche  $\chi$ -EFT. Cette fois les LEC sont ajustées sur l'énergie de liaison du noyau  $^3\text{He}$  et sur le rayon du noyau  $^4\text{He}$ . Deux espaces de valence ont été considérés : couche  $sd$  standard et étendue  $sd$ - $f_{7/2}p_{3/2}$ . Le résultat obtenu pour le noyau  $^{22}\text{O}$  est visible sur la figure 4.13. La différence entre le calcul réalisé avec l'interaction NN limité à la couche  $sd$  et le calcul incluant une force 3N et les orbitales  $f_{7/2}p_{3/2}$  est très importante. Ce travail montre que l'extension de l'espace de valence a une incidence comparable à l'inclusion des forces 3N sur les spectres en énergie d'excitation. Cette étude devrait prochainement être complétée par la prise en compte explicite du continuum dont une part des effets est intégrée dans les calculs à travers la prise en compte des orbitales  $f_{7/2}p_{3/2}$ .



**Figure 4.13** – Calculs de la spectroscopie des noyaux  $^{22}\text{O}$  avec forces 3N et espace de valence étendu à  $sd$ - $f_{7/2}p_{3/2}$  [13].

Très récemment une extension des calculs de fonction de Green a été proposée par Barbieri *et al.* [14]. Elle permet d'inclure la contribution de forces à 3N issues de  $\chi$ -EFT. Les calculs de la systématique de l'énergie de liaison des isotopes d'oxygène sont visibles sur la figure 4.14. Les valeurs expérimentales sont bien reproduites sur l'ensemble de la chaîne isotopique. Les calculs des isotopes riches en neutrons sous-estiment de quelques MeV l'énergie de liaison. Le formalisme développé devrait permettre de calculer, pour la première fois dans une approche *ab-initio*, les caractéristiques de noyaux à couche ouverte et de masse intermédiaire.

Les différents travaux théoriques mentionnés dans cette section fournissent des résultats très encourageants. Ils permettent d'étudier et de quantifier de façon systématique la nécessité de l'inclusion des forces à 3N, de l'extension des espaces de valence considérée



**Figure 4.14** – Systématique de l'énergie de liaison des isotopes d'oxygène riches en neutrons comparée à des calculs de fonction de Green intégrant des forces 3N. Figure extraite de la référence [14].

et du couplage aux états du continuum. Ces calculs sont pour l'instant moins performants que les interactions effectives phénoménologiques pour reproduire les données expérimentales, mais ils offrent une compréhension des mécanismes microscopiques qui interviennent dans l'évolution de la structure des noyaux vers le *drip-line*.

### 4.3.2 Distributions angulaires de section efficace

Les méthodes théoriques développées pour calculer les distributions angulaires de section efficace des réactions nucléaires directes sont détaillées dans de nombreux ouvrages [58, 59]. Cette sous-section contient une description succincte qui permet d'exposer les approximations employées et les paramètres d'entrée des calculs. Les données expérimentales obtenues pour la distribution angulaire de section efficace de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p)$  sont ensuite comparées à des calculs microscopiques. Le rayon quadratique moyen de matière des noyaux  $^{22}\text{O}$  et  $^{24}\text{O}$  est finalement extrait.

#### Modèle optique et calcul du potentiel proton-noyau

La description des réactions nucléaires nécessite la résolution de l'équation de Schrödinger de l'ensemble du système cible et noyau, c'est-à-dire la prise en compte de l'interaction entre tous les nucléons présents. Comme cela a été évoqué dans la sous-section 1.3.2 l'approche du modèle optique permet de simplifier ce problème en le ramenant à un système cible et noyau de deux corps en interaction. Cette interaction entre la cible et le noyau est décrite à travers un potentiel  $V(r,E,\dots)$  à un corps appelé potentiel optique (OMP). C'est ce potentiel qui assure le lien entre les éléments de structure nucléaire que l'on veut tester ou extraire, et l'étude expérimentale d'une réaction nucléaire directe. L'utilisation d'un potentiel complexe permet de prendre en compte la réduction du flux de probabilité de la voie élastique due aux voies inélastiques de réaction. Le potentiel optique est alors composé d'une partie réelle  $V$  et imaginaire  $W$  qui par analogie avec

l'optique correspondent respectivement aux potentiels de réfraction et d'absorption

$$U = V + iW . \quad (4.5)$$

Il existe deux approches différentes pour obtenir ce potentiel optique.

◦ **Phénoménologique.** Cette approche consiste à postuler une forme analytique pour le potentiel optique, souvent une forme de type Woods-Saxon (voir équation 4.6), et à déterminer ensuite la valeur de ses paramètres en ajustant les données expérimentales disponibles.

$$f(r, R, a) = \frac{1}{(1 + e^{(r-R)/a})} . \quad (4.6)$$

Le potentiel Koning-Delaroche (KD) est un exemple de paramétrisation phénoménologique [65]. Dans sa version globale, il a été ajusté sur une large gamme de masse ( $24 \leq A \leq 209$ ) et d'énergie (1 keV à 200 MeV). Ce type de potentiel ne permet pas de décrire en détail la structure de tous les noyaux compris dans son domaine de validité, mais il fournit une bonne description moyenne de l'interaction proton-noyau en fonction de l'énergie de la réaction et de la masse du noyau sondé. Le potentiel nucléon-noyau KD s'écrit

$$\begin{aligned} U(r, E) = & - V_V(r, E) - iW_V(r, E) \\ & - iW_D(r, E) \\ & + V_{so}(r, E) \cdot \mathbf{l} \cdot \boldsymbol{\sigma} + iW_{so}(r, E) \cdot \mathbf{l} \cdot \boldsymbol{\sigma} \\ & + V_C(r) , \end{aligned}$$

où  $V_{V,so}$  et  $W_{V,D,so}$  sont respectivement les parties réelle et imaginaire des composantes de volume (V), de surface (D) et spin-orbite (so).  $E$  est l'énergie de la réaction dans le référentiel du laboratoire en MeV. Chaque composante est séparée en une forme dépendante de l'énergie de la réaction et une forme radiale : Woods-Saxon pour les composantes de volume, dérivée en fonction de  $r$  d'une forme de Woods-Saxon pour les composantes de surface et de spin-orbite. La dépendance en énergie est assurée par des fonctions régulières de  $(E - E_f)$ , où  $E_f$  est l'énergie de Fermi. Ce potentiel permet de reproduire de façon satisfaisante un très grand nombre de données.

◦ **Microscopique.** Cette approche permet d'inclure des éléments plus fondamentaux dans le potentiel optique. Il repose sur l'hypothèse que l'interaction proton-noyau peut être modélisée par un potentiel nucléon-nucléon moyenné par la densité du noyau sondé

$$U(\vec{r}) = \int d\vec{r}_2 \int d\vec{r}_1 \rho_1(\vec{r}_1) V_{NN}(\vec{r} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) \rho_2(\vec{r}_2) . \quad (4.7)$$

Il y a donc deux paramètres d'entrée : une interaction effective nucléon-nucléon  $V_{NN}$ , et la densité de matière du noyau et de la cible  $\rho_i(\vec{r}_i)$  qui est calculée à partir d'un modèle de structure nucléaire (Hartree-Fock par exemple). Comme cela a déjà été évoqué dans la sous-section 1.3.2, le proton présente l'avantage de ne pas intervenir. Pour obtenir un potentiel optique complexe, il faut utiliser une interaction effective comportant une partie imaginaire. Les interactions de type Skyrme et Gogny n'en possèdent pas, elle doit donc

être ajoutée empiriquement dégradant le caractère fondamental du calcul. Il est possible d'obtenir une interaction effective complexe à partir d'une interaction nucléon-nucléon libre en utilisant la matrice  $G$ .

L'interaction effective JLM a été développée à partir de l'interaction libre de Reid [66]. L'interaction effective NN obtenue permet de décrire la matière nucléaire infinie. Le passage à un noyau fini repose sur l'approximation de densité locale (LDA). Elle suppose que l'interaction effective NN dans le noyau fini de densité centrale  $\rho_0$  peut être extraite de l'interaction effective dans la matière nucléaire infinie en remplaçant la densité par  $\rho_0$ . Après comparaison avec les données expérimentales obtenues sur des noyaux stables cette approximation a été affinée en convoluant le potentiel obtenu par LDA avec une gaussienne. Cette évolution permet d'intégrer les effets de surface où la densité n'est pas constante et égale à  $\rho_0$ . Dans sa version la plus récente le domaine de validité de l'interaction JLM s'étend jusqu'à 200 MeV. Cette interaction a permis de reproduire de nombreuses distributions angulaires de diffusions de nucléons, à la fois sur des noyaux légers, lourds, stables ou exotiques. Une renormalisation phénoménologique des parties réelle et imaginaire est cependant nécessaire pour améliorer l'accord avec les données.

L'approche *in-medium full folding* a été développée afin de diminuer la phénoménologie insérée dans le potentiel optique [85, 86, 114]. Elle consiste à inclure dans l'interaction effective NN les effets présents dans un noyau fini sans utiliser la LDA. L'utilisation de deux interactions nucléon-nucléon libres différentes ne change pas significativement l'allure des sections efficaces calculées. Lorsque l'interaction est choisie la comparaison avec les données expérimentales est effectuée sans réajustement du potentiel, cette approche permet donc d'étudier de façon plus directe la structure du noyau sondé à travers la densité utilisée. Les calculs reproduisent de façon satisfaisante les distributions angulaires de diffusion élastique de protons sur des noyaux stables sur une large gamme d'énergie incidente (30 MeV à 1 GeV) [85, 114]. L'accord avec les données est particulièrement bon entre 65 et 200 MeV. Deux comportements systématiques ont été observés avec cette approche : l'accord est moins bon en dessous de 60 MeV et pour les noyaux légers. L'approche *in-medium full folding* permet de calculer un potentiel optique microscopique qui offre un des moyens les plus directs disponibles à l'heure actuelle pour extraire des informations sur la structure des noyaux sondés aux énergies intermédiaires et aux énergies plus élevées.

Une fois le potentiel optique connu la résolution de l'équation de Schrödinger du système noyau et proton permet de calculer les observables de la réaction. La distribution angulaire de section efficace de la réaction entre un état initial  $i$  (noyau et proton), et un état final  $f$  (noyau et proton diffusés) s'écrit dans le référentiel du centre de masse et sans prendre en compte le degré de liberté de spin

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{if}} = \left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} |T_{if}|^2, \quad (4.8)$$

où  $\mu$  est la masse réduite du système noyau et proton,  $k_{i,f}$  l'impulsion relative de ce

système dans l'état initial  $i$  et final  $f$ .  $T_{if}$  représente l'amplitude de transition entre ces deux états [58, 59]. Dans l'approximation des ondes distordues (DWBA), qui consiste à prendre en compte l'effet du potentiel optique sur les ondes incidentes et diffusées, elle s'écrit

$$T_{if} = \int d\vec{r} \chi(\vec{k}_f, \vec{r})^{(-)} \langle \phi_f | V | \phi_i \rangle \chi(\vec{k}_i, \vec{r})^{(+)} , \quad (4.9)$$

où  $\chi(\vec{k}_f, \vec{r})^{(-)}$  est l'onde distordue entrante dans l'état  $f$ , et  $\chi(\vec{k}_i, \vec{r})^{(+)}$  correspond à la somme d'une onde plane incidente dans l'état  $i$  et de plusieurs ondes sortantes. Ces ondes sont obtenues en résolvant l'équation de Schrödinger suivante

$$\left( \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - U(\vec{r}) \right) \chi(\vec{r}) = E \chi(\vec{r}) , \quad (4.10)$$

$U(\vec{r})$  est le potentiel optique et  $E$  l'énergie propre de l'état  $\chi(\vec{r})$  considéré. Le terme  $\langle \phi_f | V | \phi_i \rangle$  de l'équation 4.9 représente l'amplitude de probabilité du passage d'un état  $i$  à un état  $f$ , elle contient l'interaction proton-noyau  $V$ . Lors d'une diffusion élastique cette interaction correspond au potentiel optique. Pour une diffusion inélastique cette interaction correspond au potentiel de transition  $\Delta U(\vec{r})$ . Dans une approche microscopique, il est calculé de la même manière que le potentiel optique en convoluant une interaction effective NN avec les densités de transition calculées par un modèle de structure.

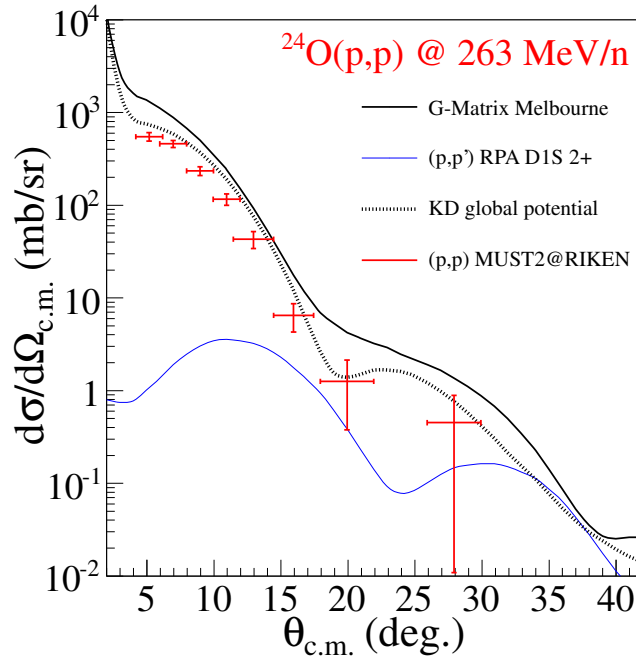
### Distribution angulaire élastique $^{24}\text{O}(\text{p,p})$

L'expérience RIBF57 a permis de mesurer la distribution angulaire de section efficace élastique de diffusion de protons entre 4 et  $30_{\text{cm}}^\circ$  pour les noyaux  $^{24,23,22,21}\text{O}$ , respectivement à 263, 262.5, 285 et 283 MeV/n. Ces données représentent le résultat majeur de cette expérience et un résultat inédit pour tester le potentiel proton-noyau et la modélisation des réactions nucléaires directes à des énergies incidentes élevées. En effet, les données concernant les noyaux exotiques situés à la *drip-line* neutron sont très rares, en particulier à ces énergies.

Les données ont été comparées à des calculs effectués avec le potentiel phénoménologique KD [65] et le code ECIS [115]. La comparaison de ces calculs phénoménologiques avec les données obtenues pour les quatre isotopes d'oxygène riches en neutrons  $^{24,23,22,21}\text{O}$  est visible sur la figure 4.9. Malgré une énergie incidente plus élevée que l'intervalle de validité du potentiel KD, l'accord avec les données est bon. La section efficace aux petits angles dans le référentiel du centre de masse, de 0 à  $15_{\text{cm}}^\circ$ , est légèrement sur-estimée pour les noyaux  $^{24}\text{O}$  et  $^{23}\text{O}$ . Le potentiel KD semble intégrer certains effets liés à l'évolution de la structure des noyaux avec l'isospin. Ces calculs ont principalement été effectués pour contrôler l'ordre de grandeur des distributions angulaires et la bonne normalisation absolue des données.

La discussion menée dans le paragraphe précédent consacré à la description du modèle optique permet de comprendre que l'approche *in-medium full folding* est mieux adaptée à l'étude microscopique des réactions élastiques (p,p) mesurées à 260 – 280 MeV/n.

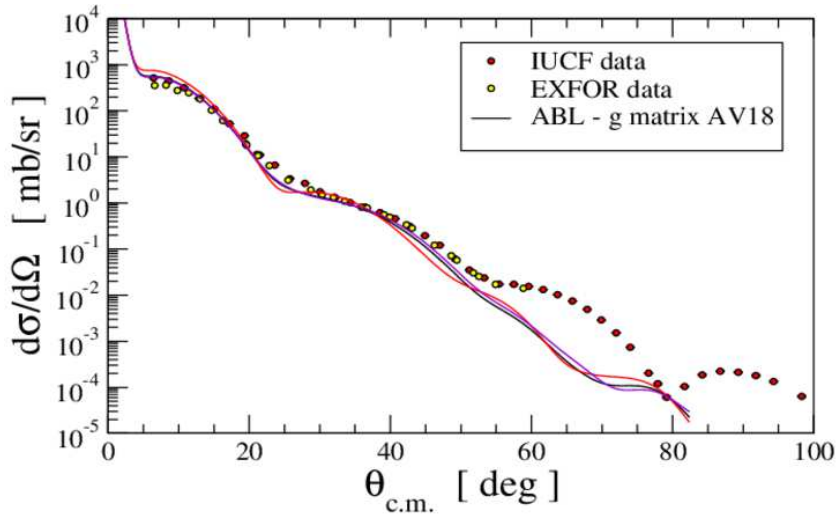
Des calculs ont été effectués avec cette approche par M. Dupuis et H.F. Arellano basés sur l'interaction effective NN issue de la matrice G de Melbourne et des densités calculées avec l'interaction de Gogny-D1S en RPA pour le premier, et sur la matrice G Argonne ou Paris et des densités calculées avec l'interaction de Gogny-D1S en HFB pour le second [85, 86, 114]. Les distributions angulaires calculées avec ces interactions et ces densités sont en excellent accord les unes avec les autres. Dans la suite les figures ne présenteront les résultats que pour une seule combinaison interaction-densités, les conclusions restant valables pour les autres calculs. Seules les densités des noyaux  $^{22}\text{O}$  et  $^{24}\text{O}$  étaient disponibles. La comparaison des calculs microscopiques réalisés pour le noyau  $^{24}\text{O}$  avec les données expérimentales est visible sur la figure 4.15. Quel que soit le potentiel utilisé la distribution angulaire élastique calculée surestime significativement les points expérimentaux sur l'ensemble de la gamme angulaire accessible. Un écart similaire a été observé pour la distribution angulaire élastique du noyau  $^{22}\text{O}$  et celle des isotopes de fluor  $^{23,25}\text{F}$  [107].



**Figure 4.15** – Analyse de la distribution angulaire élastique  $^{24}\text{O}(p,p)$  mesurée à 263 MeV/n (points rouges). Calculs de la réaction (p,p) effectués avec l'interaction matrice G de Melbourne (trait noir) et le potentiel phénoménologique KD (tirets noirs). Calcul de la réaction (p,p') vers le premier état excité  $2_1^+$  basés sur l'interaction matrice G de Melbourne et des densités de transition calculées avec l'interaction Gogny-D1S en RPA (trait bleu) [85, 86].

Les calculs réalisés dans l'approche *in-medium full folding* ne permettent pas de bien reproduire la distribution angulaire de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p)$  à 263 MeV/n. Cependant, l'ordre de grandeur du calcul est en accord avec les données expérimentales. Pour confirmer la pertinence du potentiel microscopique proton-noyau employé, il a été utilisé pour calculer la distribution angulaire de section efficace de la réaction  $^{16}\text{O}(p,p)$  à 200 MeV. La comparaison avec les données expérimentales disponibles est visible sur la figure 4.16.

L'accord avec ces données est excellent jusqu'à  $50^\circ_{\text{c.m.}}$ , le potentiel proton-noyau utilisé est donc raisonnable.



**Figure 4.16** – Distribution angulaire de section efficace élastique  $^{16}\text{O}(p,p)$  mesurée à 200 MeV/n (points jaunes et rouges) comparée à des calculs *in-medium full folding* [114] réalisés avec la matrice G issue de l'interaction Argonne V18 et des densités calculées en HFB-D1S. Les fichiers des calculs ont été fournis par H.F. Arellano (communication privée).

À ces énergies, les processus d'arrachage de nucléons ou *knockout* et de fragmentation ont des sections efficaces importantes en comparaison de la diffusion inélastique vers les premiers états excités. Une partie du flux de la voie élastique est absorbée par ces voies de réactions, diminuant ainsi la section efficace élastique. Les réactions directes étudiées à quelques dizaines de MeV/n ont montré que le transfert d'un nucléon représente une part significative de la section efficace de réaction et que ces voies de réaction doivent être prises en compte dans le modèle de réaction pour bien reproduire les distributions angulaires de section efficace [116]. La surestimation des distributions angulaires de section efficace élastique observées ici peut être associée à l'absence de prise en compte des voies de réaction liées à l'arrachage de nucléon(s). Ces processus d'arrachage sont d'autant plus probables que les nucléons du noyau sondé sont faiblement liés. C'est le cas des noyaux exotiques situés à la *drip-line* : des calculs réalisés par G. Potel en modèle *eikonal* utilisant le potentiel global KD fournissent des ordres de grandeur (quelques mb à une dizaine de mb) cohérents avec cette hypothèse pour le *knockout* d'un neutron des noyaux  $^{22}\text{O}$  ou  $^{24}\text{O}$  sur cible de protons. Par conséquent, l'impact de ces processus sur la section efficace élastique doit être évalué. La prise en compte de l'arrachage de neutron(s) au noyau  $^{24}\text{O}$  à travers des réactions (p,pX) pourrait améliorer l'accord avec les données. À ce jour il n'existe pas de modèle de réactions qui intègre explicitement et simultanément ces voies de réactions et la voie élastique.

La démarche la plus utile à court terme est d'extraire un potentiel phénoménologique proton-noyau ajusté sur les données obtenues sur les isotopes d'oxygène et de fluor. Ce



potentiel devrait permettre de prédire et de reproduire les sections efficaces de diffusion de protons mesurées aux énergies de la ligne BigRIPS, c'est-à-dire plusieurs centaines de MeV/n, dans la région des noyaux légers situés au voisinage de la *drip-line* neutron.

### Rayon quadratique moyen de matière $r_m$

Les distributions angulaires élastiques obtenues pour les isotopes d'oxygène riches en neutrons  $^{24,23,22,21}\text{O}$  doivent permettre d'extraire le rayon quadratique moyen de la distribution de matière ( $r_m$ ) de ces noyaux. Lorsque le potentiel JLM peut être utilisé pour analyser les distributions angulaires de section efficace élastique, le  $r_m$  peut être extrait en testant plusieurs densités de matière différentes (par exemple en faisant varier les deux paramètres d'une densité de Fermi). La distribution angulaire fournit donc des contraintes sur la valeur du  $r_m$ . L'incertitude sur le  $r_m$  est donnée par l'intervalle de valeurs pour lesquelles la distribution angulaire calculée est compatible avec les données et leurs barres d'erreur expérimentales.

Lors de l'expérience RIBF57 les réactions  $^{24,22}\text{O}(p,p)$  ont été étudiées à 263 MeV/n et 262.5 MeV/n respectivement. Ces énergies dépassent la gamme de validité du potentiel JLM. Les  $r_m$  de ces deux noyaux ont donc été estimés à partir du modèle *in-medium full folding*. Il permet de reproduire avec un accord raisonnable la distribution angulaire de section efficace élastique du noyau  $^{24}\text{O}$  et  $^{22}\text{O}$  obtenue. Cette approche ne permet pas d'inclure simplement des densités de matière. L'estimation repose donc sur les densités utilisées dans ces calculs microscopiques. Elles sont calculées avec l'interaction effective de portée finie Gogny-D1S en RPA. Elles correspondent aux rayons quadratiques moyens de distribution de matière suivants :

$$r_m(^{22}\text{O}) = 3.0 \pm 0.1 \text{ fm}, \quad (4.11)$$

$$r_m(^{24}\text{O}) = 3.3 \pm 0.2 \text{ fm}. \quad (4.12)$$

Les barres d'erreur sont liées d'une part à la sensibilité de la distribution angulaire élastique au  $r_m$ , estimée à  $\pm 0.1$  fm, et d'autre part aux barres d'erreur qui ont été obtenues sur les distributions angulaires expérimentales de section efficace élastique. La différence entre les barres d'erreur est expliquée par la statistique accumulée pour le noyau  $^{22}\text{O}$ , près de deux fois plus importante que celle obtenue pour le noyau  $^{24}\text{O}$ . La valeur obtenue ici pour le rayon de matière du noyau  $^{22}\text{O}$  est compatible avec les valeurs testées dans les calculs de la diffusion élastique à 46 MeV/n mesurée au GANIL [87].

### Distribution angulaire inélastique de Tshoo *et al.* [78]

L'expérience menée par Tshoo *et al.* pour mesurer la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$  à 62 MeV/n a permis d'obtenir la distribution angulaire inélastique vers le premier état excité  $2_1^+$  [78]. La longueur de déformation de cette transition quadripolaire,  $\beta_2 = 0.15 \pm 0.04$ , a été extraite dans le cadre d'un modèle collectif macroscopique [69]. La valeur de ce paramètre correspond au facteur de normalisation obtenu en ajustant la distribution angulaire calculée avec le potentiel optique phénoménologique KD sur les données expérimentales. Ce

paramètre est ensuite comparé à celui extrait avec la même méthode pour les noyaux  $^{22}\text{O}$ ,  $\beta_2 = 0.26 \pm 0.04$  [87],  $^{20}\text{O}$ ,  $\beta_2 = 0.55 \pm 0.06$  et  $^{18}\text{O}$ ,  $\beta_2 = 0.37 \pm 0.03$  [68]. Le noyau  $^{24}\text{O}$  a une faible longueur de déformation caractéristique d'un noyau sphérique, donc doublement magique. Cependant, cette méthode repose sur un modèle collectif et ne permet pas d'extraire plus d'informations sur la structure de l'état excité. Une démarche plus fondamentale consiste à calculer la distribution angulaire inélastique dans le cadre d'un modèle microscopique. Les densités de transition sont ainsi directement contraintes par les données expérimentales. Lorsque la probabilité réduite de transition  $B(E2)$  a été mesurée par excitation coulombienne la densité de transition proton  $M_p$  peut être fixée (voir équations 1.8 et 1.9). Une fois la densité de transition proton fixée, la comparaison des calculs avec les données expérimentales permet d'extraire la densité de transition neutron  $M_n$ . La nature isovectorielle ou isoscalaire de l'excitation peut alors être discutée.

La distribution angulaire inélastique vers le premier état excité  $2_1^+$  obtenue par diffusion de protons sur le noyau  $^{24}\text{O}$  à 62 MeV/n par Tshoo *et al.* est actuellement étudiée dans le cadre des calculs microscopiques présentés dans le paragraphe précédent. Comme cet état excité n'est pas lié, la probabilité réduite de transition  $B(E2)$  ne peut pas être mesurée par excitation coulombienne. Pour valider le potentiel et les densités utilisées, la même méthode est appliquée pour le premier état excité  $2_1^+$  du noyau  $^{22}\text{O}$ . Le  $B(E2)$  extrait de l'excitation coulombienne est de  $21 \pm 8 \text{ e}^2\text{fm}^4$  [117]. Le premier état excité  $2_1^+$  du noyau  $^{22}\text{O}$  est calculé à 2.94 MeV pour une énergie d'excitation mesurée à 3.199(8) MeV. La probabilité réduite de transition calculée,  $B(E2) = 10.3 \text{ e}^2\text{fm}^4$ , sous-estime la valeur expérimentale. Cette approche microscopique ne permet donc pas de bien reproduire les données expérimentales. Néanmoins, les ordres de grandeur des valeurs de  $B(E2)$  entre les noyaux  $^{22}\text{O}$  et  $^{24}\text{O}$  ainsi que les valeurs de  $\sigma_R$  aux deux énergies incidentes peuvent être comparés pour effectuer une discussion qualitative. Les calculs réalisés pour la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$  vers le premier état excité  $2_1^+$  mesurée à 62 MeV/n par Tshoo *et al.* sont comparés à la distribution angulaire inélastique sur la figure 4.17. L'ordre de grandeur du calcul est compatible avec les données expérimentales. Cet état excité est prédit à 4.01 MeV pour une énergie d'excitation mesurée à 4.65(14) MeV, avec une probabilité réduite de transition  $B(E2) = 3.12 \text{ e}^2\text{fm}^4$  trois fois plus faible que celle calculée pour le noyau  $^{22}\text{O}$ . Les sections efficaces calculées et l'estimation de la borne supérieure de la section efficace de population du premier état excité du noyau  $^{24}\text{O}$  à 263 MeV/n sont données dans le tableau 4.1.

**Tableau 4.1** – Calculs microscopiques (en matrice G de Melbourne) de la section efficace de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$ . Les densités de transition utilisées ont été calculées en RPA avec l'interaction de Gogny-D1S [86].

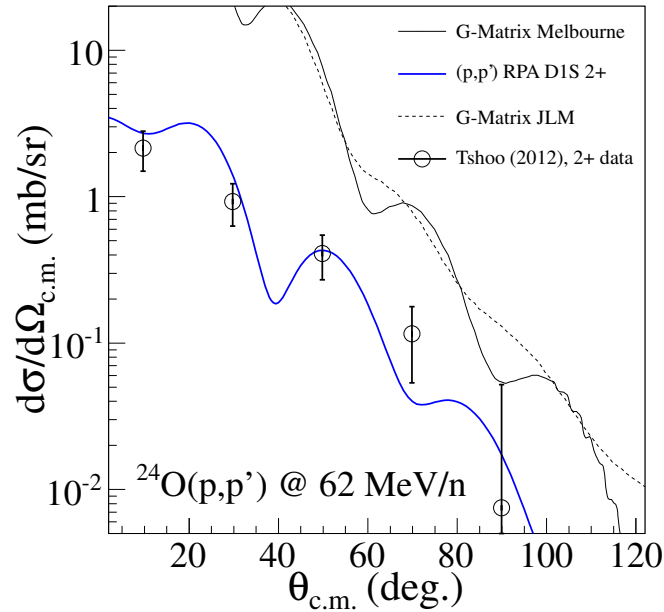
$E_{\text{inc}}$ (MeV/n)	$\sigma_R$ (mb)	$\sigma(2_1^+)$ (mb)	$\sigma_{\text{exp.}}$ (mb)
263	370	0.53	< 0.4 (RIBF57)
62	649	3.29	$2.6 \pm 1.1$ (Tshoo <i>et al.</i> [78])

Les calculs microscopiques des distributions angulaires  $^{24}\text{O}(p,p')$  à 62 et 263 MeV/n réalisés par M. Dupuis sont compatibles avec les ordres de grandeur des sections efficaces mesurées et la conclusion de Tshoo *et al.* sur la double magicité du noyau  $^{24}\text{O}$  discutée par rapport au premier  $2^+$ .

Les calculs de section efficaces des transitions E1 ont été effectués à partir des densités utilisées dans la référence [82]. Les valeurs obtenues montrent que les sections efficaces attendues dans un intervalle d'environ 3 MeV autour des énergies d'excitation  $E_x \approx 9, 16$  et 20 MeV sont de quelques 0.4 mb, en accord avec l'augmentation de la statistique et les structures observées dans le spectre gauche de la figure 4.6.

Dans le cas de la diffusion élastique mesurée pour la première fois aux énergies de RIBF, le modèle de réactions était limité : une surestimation des sections efficaces calculées par rapport aux données de distributions angulaires est observée, aux petits angles dans le référentiel du centre de masse.

À l'heure actuelle, il n'existe pas de modèle de réactions incluant en voies couplées à haute énergie : la voie élastique (p,p), les voies inélastiques (p,p') et le *knockout* de quelques neutrons.



**Figure 4.17** – Distribution angulaire de section efficace inélastique  $^{24}\text{O}(p,p')$  vers le premier état excité  $E(2_1^+) = 4.65(14)$  MeV (cercles noirs) mesurée par Tshoo *et al.* à 62 MeV/n [78]. La distribution angulaire de section efficace élastique (p,p) est calculée avec l'interaction en matrice G de Melbourne (trait plein noir), ou l'interaction JLM (tirets noirs). La distribution angulaire inélastique (p,p') vers le premier état excité  $2_1^+$  est calculée avec l'interaction de Gogny-D1S en RPA (trait bleu) [85, 86].

---

## CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

---

L'expérience RIBF57 avait pour objectifs de mesurer l'énergie d'excitation des premiers états excités du noyau  $^{24}\text{O}$  et la distribution angulaire élastique de diffusion de protons  $^{24}\text{O}(p,p)$  en utilisant la méthode de la masse manquante. Cette expérience a été réalisée en mai 2010 auprès de l'accélérateur RIBF du centre Nishina de RIKEN au Japon qui a produit un faisceau de noyaux  $^{24}\text{O}$  à 263 MeV/n avec une intensité moyenne de 1780/s. La cinématique des protons diffusés était mesurée avec l'ensemble de détecteurs de particules légères chargées MUST2, utilisé pour la première fois hors du GANIL. La résolution obtenue sur l'énergie d'excitation est de 1.8 MeV en largeur totale à mi-hauteur avec une cible de polypropylène de  $2.7 \text{ mg.cm}^{-2}$ . Cette résolution est moins bonne que les résolutions typiques observées au GANIL (en moyenne 1 MeV), cette différence est liée à l'énergie incidente beaucoup plus élevée des faisceaux de RIBF. Pour une résolution intrinsèque de détection donnée les cinématiques montrent que la résolution sur l'énergie d'excitation se dégrade à mesure que l'énergie incidente augmente. La dynamique des télescopes MUST2 a permis de mesurer les protons diffusés entre 500 keV et 100 MeV, et entre  $67$  et  $90^\circ_{\text{lab}}$  dans le référentiel du laboratoire. Cela correspond à une gamme en énergie d'excitation qui s'étend jusqu'à 35 MeV, et à une gamme angulaire comprise entre  $4$  et  $30^\circ_{\text{cm}}$  dans le référentiel du centre de masse.

Le spectre en énergie d'excitation du noyau  $^{24}\text{O}$  a été extrait à partir de la cinématique des protons. Les limitations liées à la faible section efficace de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$ , estimée pour le premier état excité  $2_1^+$  à 0.53 mb, avaient été anticipées dans la proposition d'expérience et rendait cette mesure très dépendante de l'intensité du faisceau de noyaux  $^{24}\text{O}$ . Une intensité de 5000/s était attendue pendant 11 jours. Lors de l'expérience l'intensité moyenne obtenue pendant 7 jours a été mesurée à 1780/s. Le faisceau était contaminé par des tritons ( $A/Z = 3$ ) qui n'ont pas pu être éliminés. En interagissant dans les détecteurs placés sur la ligne BigRIPS et dans la cible ils ont généré des événements fortuits qui mobilisaient le dispositif de détection. Ils ont provoqué un bruit de fond important sur la cinématique et donc sur le spectre en énergie d'excitation. Ce bruit de fond a pu être réduit significativement mais pas supprimé. Finalement, le spectre en énergie d'excitation du noyau  $^{24}\text{O}$  a pu être reconstruit sur une gamme très large en énergie qui s'étend jusqu'à 35 MeV, le pic de l'état fondamental est parfaitement reconstruit. Sous le seuil de séparation de deux neutrons ( $S_{2n}$ ) la statistique est trop faible pour obtenir les deux états excités mesurés à 4.65(14) et 5.15(16) MeV par deux expériences menées à plus basse énergie incidente par masse invariante. Au-dessus du  $S_{2n}$ , des structures sont observées pour la première fois grâce à la gamme étendue accessible en énergie d'excita-

tion. La mesure des états excités situés à ces énergies d'excitation permettrait de tester les études théoriques menées sur les excitations dipolaires de basse énergie des noyaux légers riches en neutrons.

La distribution angulaire élastique de diffusion de protons a été obtenue pour quatre isotopes d'oxygène riches en neutrons  $^{24,23,22,21}\text{O}$ . Ces distributions angulaires sont extraites à partir de la cinématique des protons et du spectre en énergie d'excitation. Elles sont exclusives, c'est-à-dire issues d'une triple coïncidence noyau-proton-noyau, et normalisées de façon absolue à partir du comptage des détecteurs de faisceau PPAC placés avant la cible de protons. C'est la première fois que ce type de mesures a été réalisé sur la ligne BigRIPS. Ces distributions angulaires élastiques sont obtenues entre 4 et 30° dans le référentiel du centre de masse. Les contraintes apportées par les points expérimentaux sont bonnes jusqu'à 20°, au delà de cet angle la très faible statistique entraîne des incertitudes importantes. Ces données obtenues pour des noyaux exotiques situés à la *drip-line* neutron à des énergies incidentes élevées constituent le résultat majeur de l'expérience RIBF57. Elles représentent un résultat important pour tester les modèles de réactions nucléaires et étudier l'importance du couplage à d'autres voies de réactions. Les calculs microscopiques de M. Dupuis et H.F. Arellano surestiment la distribution angulaire élastique du noyau  $^{24}\text{O}$ . Le potentiel et les densités utilisés ont néanmoins été validés par comparaison à d'autres données de diffusion de protons. L'écart constaté avec la distribution angulaire de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p)$  mesurée à 263 MeV/n est attribué à l'influence, non prise en compte dans le modèle de réaction, d'arrachage de neutron(s). Les rayons quadratiques moyens de matière des deux derniers isotopes d'oxygène pair-pair liés ont été extraits à partir des contraintes apportées par la mesure des distributions angulaires élastiques  $r_m(^{22}\text{O}) = 3.0 \pm 0.1$  fm et  $r_m(^{24}\text{O}) = 3.3 \pm 0.2$  fm.

Les difficultés anticipées et rencontrées lors de l'expérience RIBF57 ont fait de cette mesure un cas limite de spectroscopie par masse manquante. L'intensité moyenne du faisceau de noyaux  $^{24}\text{O}$  produit par l'accélérateur RIBF, 1780/s, ne peut actuellement être obtenue par aucun autre accélérateur. Elle n'a cependant pas été suffisante pour mesurer les deux premiers états excités du noyau  $^{24}\text{O}$ . La section efficace de réaction (p,p') à l'énergie incidente imposée par RIBF (263 MeV/n) est en effet très défavorable. L'épaisseur de la cible de protons est limitée par la perte d'énergie du proton de recul. Plus la cible est épaisse plus l'énergie minimale nécessaire au proton diffusé pour en sortir est élevée. Cet effet de seuil diminue la gamme en énergie couverte. La résolution sur l'énergie du proton se dégrade à mesure que l'épaisseur de cible augmente. L'efficacité géométrique pourrait être améliorée en couvrant une plus grande partie de la couronne définie par les angles de diffusion compris entre 67 et 90°<sub>lab.</sub> dans le référentiel du laboratoire (limité pour RIBF57 à 14%). La spectroscopie des noyaux exotiques les plus difficiles à synthétiser doit être mesurée avec une autre méthode de spectroscopie. L'utilisation de réactions d'arrachage de nucléon(s) sur les noyaux situés au voisinage des *drip-line* est bien adaptée à l'énergie des faisceaux produits par RIBF. Ces réactions doivent permettre d'obtenir la spectroscopie des noyaux très riches ( $^{78}\text{Ni}$ ,  $^{56}\text{Ca}$ ), et déficients ( $^{100}\text{Sn}$ ) en neutrons. Ces expériences devraient être réalisées à RIKEN. Elles seront effectuées en couplant

DALI2, un spectromètre  $\gamma$  de grande efficacité, et MINOS, une cible d'hydrogène liquide de 200 mm d'épaisseur entourée par un détecteur de protons. Cet ensemble de détection sera opérationnel à la fin de l'année 2013, il permettra d'obtenir la section efficace exclusive d'arrachage de nucléon(s) à haute énergie. Ces observables fourniront de nouvelles informations sur la composante directe des réactions de *knockout*. Cette technique n'est pas adaptée aux états non liés. Les cibles actives permettent de mesurer ces états, elles sont formées d'un volume de gaz utilisé à la fois comme cible et comme détecteur. Ces dispositifs permettent d'utiliser une cible épaisse sans perdre en résolution grâce à la reconstruction de la position du *vertex* de la réaction, et d'optimiser la couverture angulaire. MAYA est un exemple de cible active dédiée à la mesure des réactions directes à basse énergie. Cette cible active a été développée au GANIL, elle a permis de mesurer les états résonants de plusieurs noyaux exotiques ( ${}^7\text{H}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$  par exemple).

L'étude des noyaux exotiques par réactions directes représente un moyen très important pour améliorer notre compréhension de la structure nucléaire. De nouvelles régions de masse sont accessibles avec la dernière génération d'accélérateurs : à haute énergie à RIKEN (centaines de MeV/n), et à plus long terme à FAIR, FRIB ou SPIRAL2 à basse énergie ( $\leq 20$  MeV/n). De nouveaux dispositifs de détection sont développés pour les futures expériences au GANIL avec SPIRAL2 afin de repousser les limites d'efficacité et de sensibilité des détecteurs actuels : le détecteur silicium GASPARD devrait couvrir à terme les  $4\pi$  d'angle solide autour de la cible, la cible active ACTAR et la cible d'hydrogène pur CHyMENE. L'ensemble de détecteurs  $\gamma$  AGATA, et MINOS doivent permettre de mesurer la spectroscopie des noyaux les plus exotiques à haute énergie. Ces données expérimentales apporteront de nouveaux tests pour les travaux théoriques menés sur les noyaux situés aux *drip-line*. Les effets du couplage aux états du continuum, l'impact des forces à 3N et l'extension des espaces de valence utilisés pour décrire les noyaux sont actuellement examinés par différentes théories. Les modèles *ab-initio* récemment employés permettent de décrire des noyaux de masse intermédiaire et prochainement des noyaux à couche ouverte. Ils ont pour objectif de développer le traitement simultané de la structure et des réactions nucléaires. Ces travaux expérimentaux et théoriques apporteront de nouvelles contraintes aux modèles de réactions nucléaires directes sur une large gamme d'énergie, et contribueront ainsi à l'obtention d'une meilleure compréhension microscopique de la structure des noyaux exotiques.



# Annexes





---

# ANNEXE A

## Ligne BigRIPS et spectromètre ZDS

---

**Tableau A.1** – Caractéristiques de la ligne BigRIPS.

Acceptance angulaire (mrad)	(H) 80 (V) 100
Acceptance en moment (%)	6
$B\rho$ maximum (T.m)	(F0-F2) 9.5 (F3-F7) 8.8
Dispersion en moment (mm/%)	(F0-F2) -21.4 (F3-F7) 31.7
Résolution en moment ( $\Delta X = 1$ mm)	(F0-F2) 1 260 (F3-F7) 3 420

**Tableau A.2** – Position des faces X et Y des cinq PPAC placés avant la cible de protons.

PPAC-F8	1A(X)	1A(Y)	1B(X)	1B(Y)	2A(X)
Z (mm)	-1 750.7	-1 742.1	-1 713.3	-1 721.9	-1 250.7
PPAC-F8	2A(Y)	2B(X)	2B(Y)	3(X)	3(Y)
Z (mm)	-1 242.1	-1 213.3	-1 221.9	-381.6	-373.4

**Tableau A.3** – Caractéristiques des réglages du spectromètre *Zero Degree*.

Mode	Large acceptance achromatique	Medium résolution achromatique	Medium résolution dispersif	High résolution dispersif
Acceptance angulaire (mrad)	(H) 90 (V) 60	40 60	40 60	30 30
Acceptance en moment (%)	6	6	4	2
Dispersion en moment (mm/%)	-24.8 (F8-F9)	-21.2 (F8-F9)	40.6 (F8-F11)	62.9 (F8-F11)
Résolution en moment ( $\Delta X = 1$ mm)	1 240	2 080	4 070	6 410
$B\rho$ maximum (T.m)	8.1	9.7	9.8	10.2

**Tableau A.4** – Distance entre les différents plans focaux de la ligne BigRIPS (F0-F8) et du spectromètre ZDS (F9-F11).

Plan	Distance (mm)
F0	0
F1	10 791
F2	22 833
F3	31 633
F4	43 425
F5	54 917
F6	66 409
F7	78 201
F8	89 501
F9	102 042
F10	113 442
F11	125 984

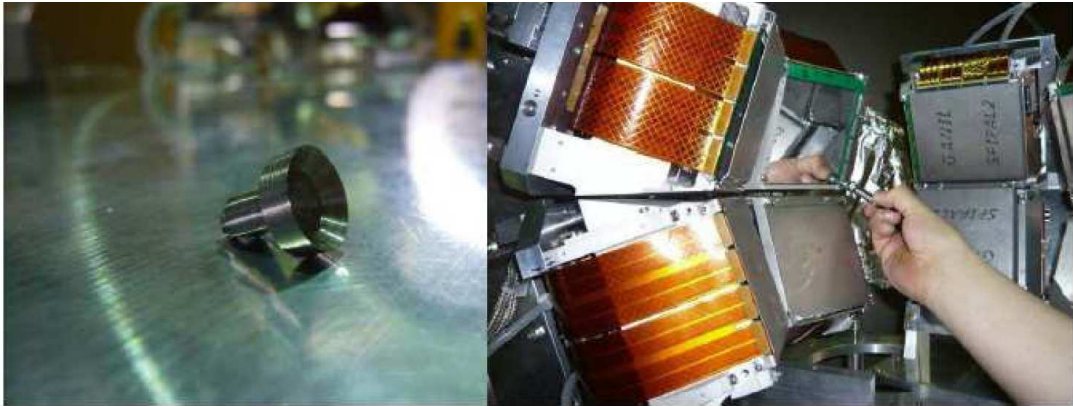
---

## ANNEXE B

# Position des télescopes MUST2

---

La position des huit télescopes MUST2 montés dans la chambre à réaction a été mesurée par un géomètre de la société PASCO. La résolution associée à ces relevés de position est de  $100 \mu\text{m}$ . Un adaptateur a été fabriqué à RIKEN pour pouvoir fixer la sphère métallique utilisée par le géomètre aux quatre sommets du *Printed Circuit Board* (PCB) des DSSD. Une vue de cet adaptateur et de son positionnement pendant le relevé de position est présentée sur la figure B.1.



**Figure B.1** – Adaptateur utilisé pour fixer la sphère métallique du géomètre aux sommets des DSSD (gauche). Mise en place de la sphère sur un point de mesure (droite).

**Tableau B.1** – Positions des huit télescopes MUST2 dans le référentiel du laboratoire. Les quatre points correspondent aux quatre sommets du PCB (voir figure 2.16).

N°	Point	X (mm)	Y (mm)	Z (mm)	N°	X (mm)	Y (mm)	Z (mm)
T1	$(X_1, Y_1)$	194.208	103.590	97.995	T5	-217.664	98.599	142.858
	$(X_1, Y_{128})$	224.954	11.466	102.427		-247.809	10.893	172.026
	$(X_{128}, Y_1)$	208.076	103.590	1.769		-150.056	98.599	212.721
	$(X_{128}, Y_{128})$	238.822	11.466	6.202		-180.201	10.893	241.889
T2	$(X_1, Y_1)$	124.267	11.280	204.130	T6	-286.217	-12.158	10.335
	$(X_1, Y_{128})$	200.781	11.280	144.153		-266.241	-12.158	105.481
	$(X_{128}, Y_1)$	105.114	103.407	179.683		-258.036	80.699	4.412
	$(X_{128}, Y_{128})$	181.628	103.407	119.706		-238.060	80.699	99.558
T3	$(X_1, Y_1)$	181.743	-103.590	119.540	T7	-223.872	-118.878	96.787
	$(X_1, Y_{128})$	200.906	-11.463	143.977		-264.787	-31.106	105.380
	$(X_{128}, Y_1)$	105.228	-103.590	179.515		-243.855	-118.878	1.643
	$(X_{128}, Y_{128})$	124.390	-11.463	203.953		-284.770	-31.106	10.236
T4	$(X_1, Y_1)$	238.903	-11.280	6.015	T8	-181.115	-8.043	243.046
	$(X_1, Y_{128})$	225.044	-11.280	102.242		-248.723	-8.043	173.183
	$(X_{128}, Y_1)$	208.165	-103.407	1.583		-160.531	-100.946	223.120
	$(X_{128}, Y_{128})$	194.306	-103.407	97.810		-228.140	-100.946	153.257

---

# ANNEXE C

## Schéma électronique et chronographe

---

### Glossaire :

- ADC : Analog to Digital Converter, module de conversion d'un signal analogique (tension ou courant) en un nombre (canal) proportionnel à ce signal analogique.
- BiDiv : module de division ne transmettant le signal reçu qu'une fois sur N, où N est la division.
- DSCT : module de coïncidence contrôlé par un signal de déclenchement (FAG).
- FAG : Fast Analysis Gate, fenêtre temporelle générée par le GMT durant laquelle les signaux des différents détecteurs doivent arriver pour être associés à l'événement.
- FIFO : Fan-In Fan-Out, module de duplication et de combinaison de signaux utilisé principalement pour distribuer les portes logiques vers les autres modules.
- GMT : Ganil Master Trigger, module de décision globale des déclenchements [118].
- Nim - Ecl : module de conversion du format Nim - Ecl.
- TAC : Time to Amplitude Converter, module de conversion du temps qui sépare l'arrivée de deux signaux en un signal analogique dont l'amplitude est proportionnelle à ce temps.
- MM# : télescope MUST2 numéro #.
- PP# : détecteur PPAC numéro # du plan F8.
- PLF# : détecteur plastique du plan #.

GMT	U2M
1. MM1	1. FAG
2. MM2	2. OR_MM_LEFT
3. MM3	3. OR_MM_RIGHT
4. MM4	4. PPAC1
5. MM5	5. PPAC2
6. MM6	6. PPAC3
7. MM7	7. PLAST_F7
8. MM8	8. PLF7_FAG
9. PP1%	9. pulser
10. PP2%	10. PULSER DT
11. PP3%	11. PLF7_DIV
12. PLF7%	12. INH_GMT
13. Ø	13. PPAC2_DT
14. Ø	14. Ø
15. Ø	15. PLF7_B3F
16. Ø	16. STOP_MUVI
	17. MM1
	18. MM2
	19. MM3
	20. MM4
	21. MM5
	22. MM6
	23. MM7
	24. MM8
	25. PLAS_F11
	26. (PLF11_FAG)
	27. Ø
	28. Ø
	29. Ø
	30. Ø
	31. Ø
	32. Ø

Figure C.1 – Liste des entrées du module de trigger (GMT) et des échelles de comptage (U2M).

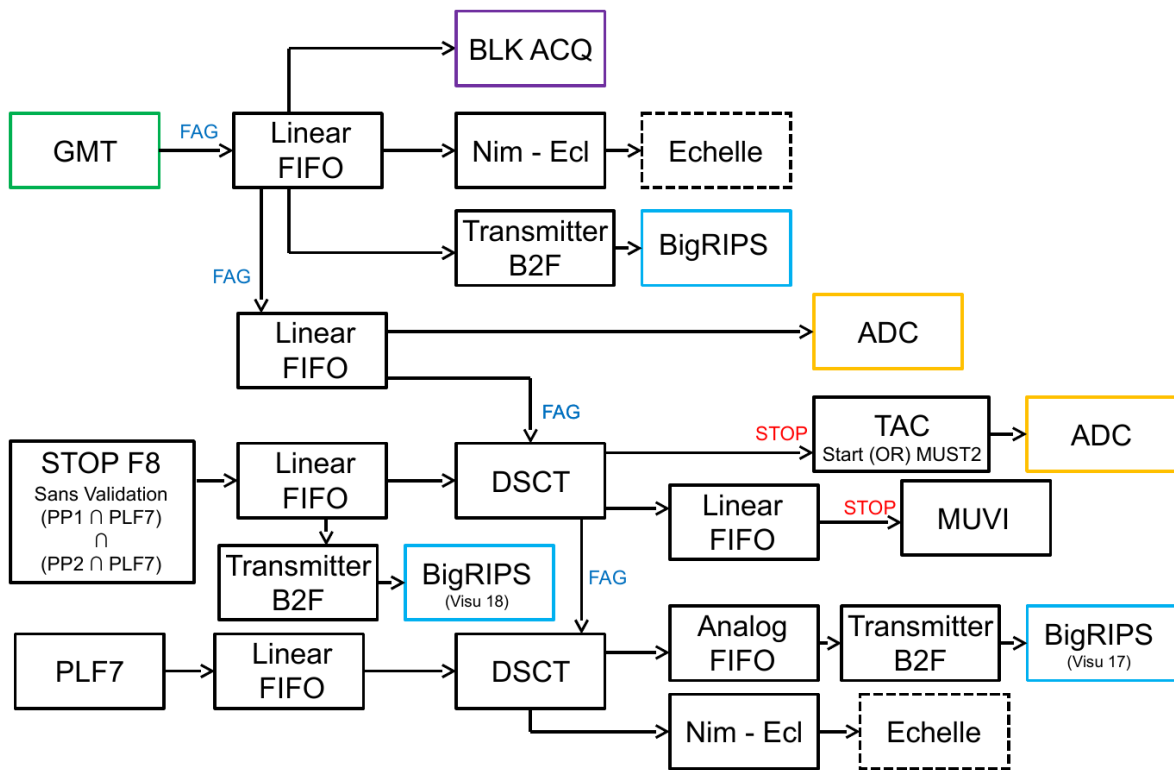


Figure C.2 – Schéma du trigger (GMT) de l'acquisition.

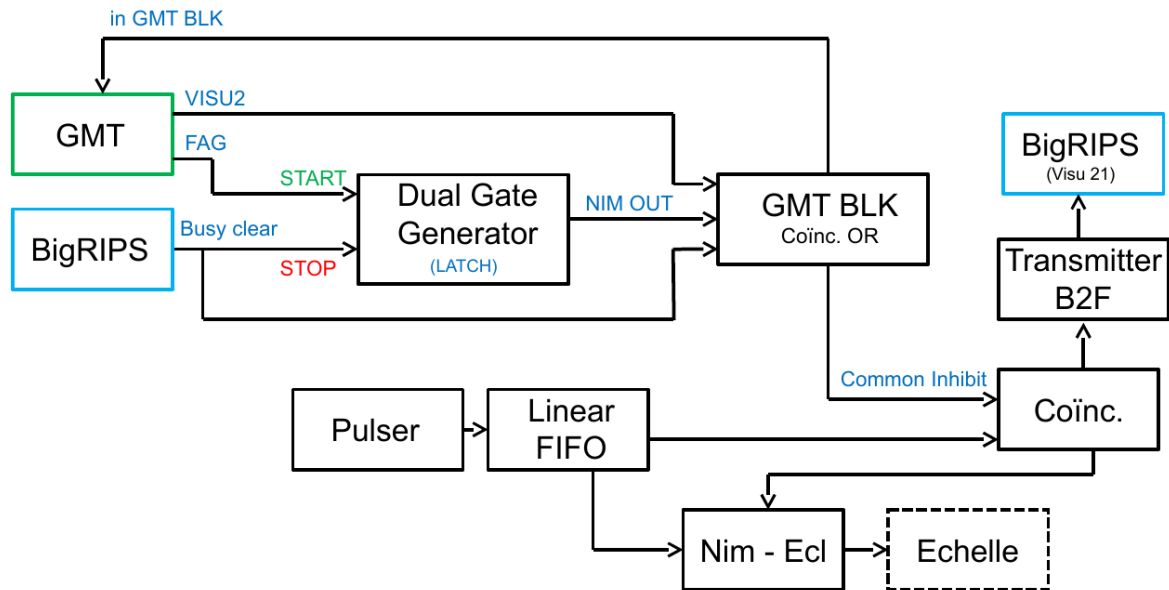


Figure C.3 – Gestion du temps mort commun des acquisitions de BigRIPS et de MUST2. Évaluation du temps mort global dans les échelles par pulser.

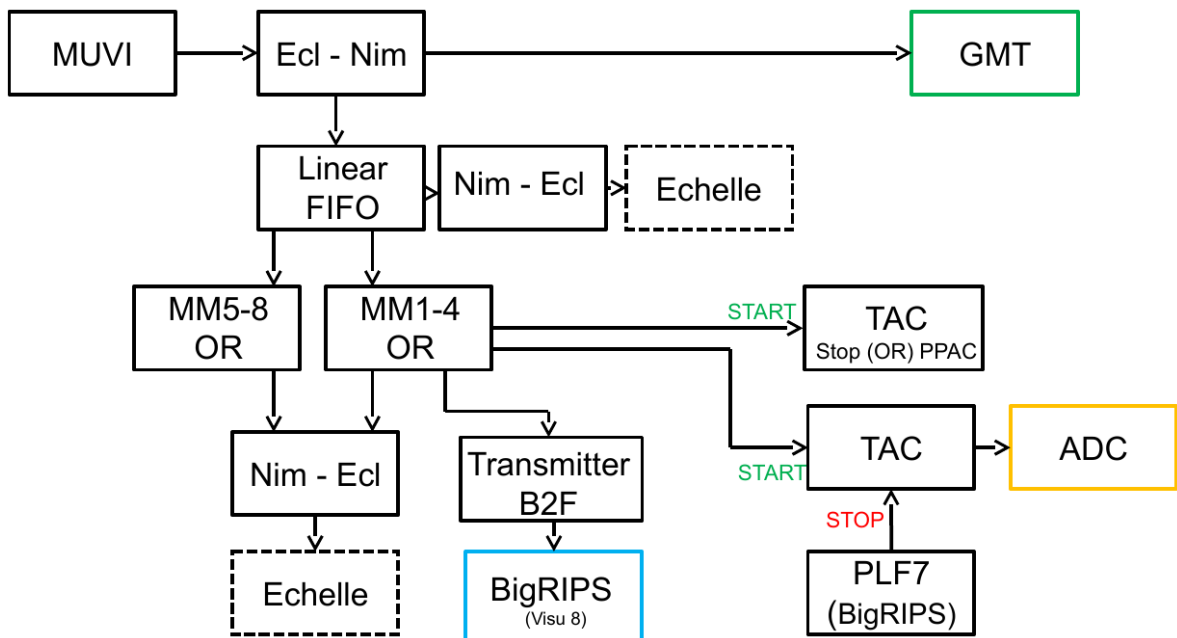


Figure C.4 – Logique des signaux MUVI pour la génération du *start* des TAC.



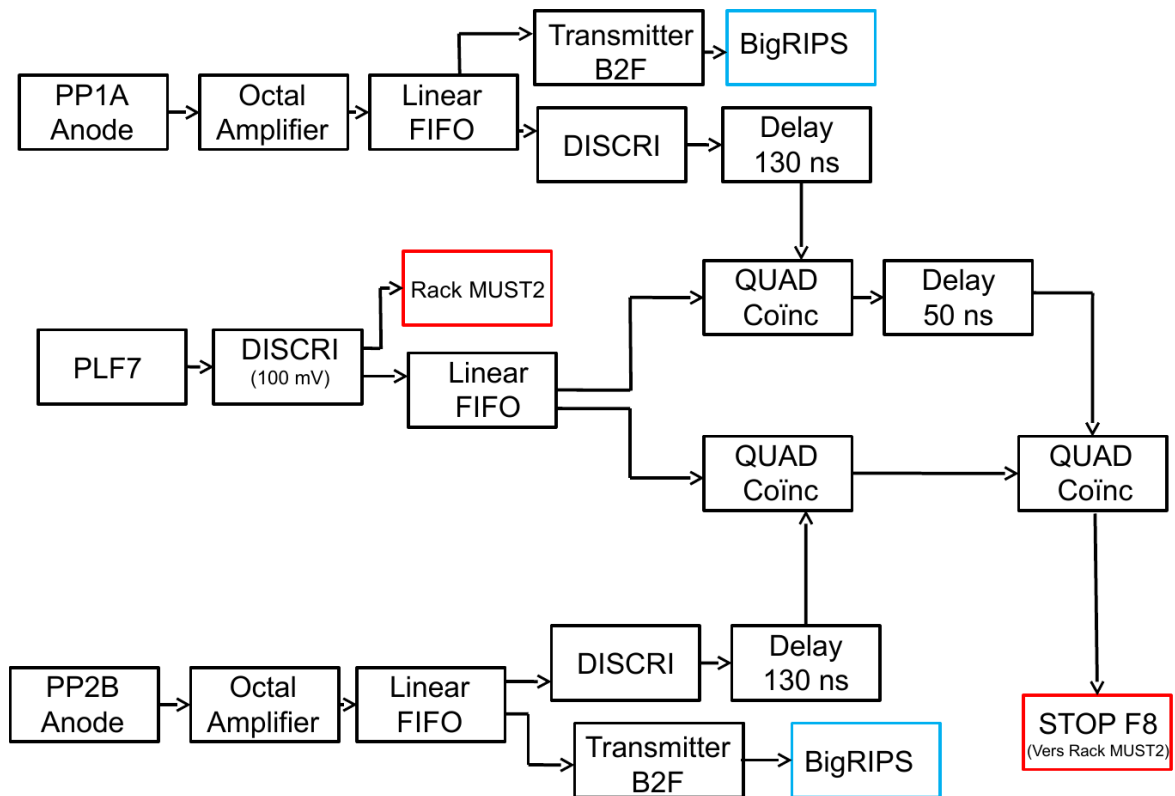


Figure C.5 – Logique des signaux des PPAC et du plastique F7 pour la génération du *stop* des TAC et du GMT.

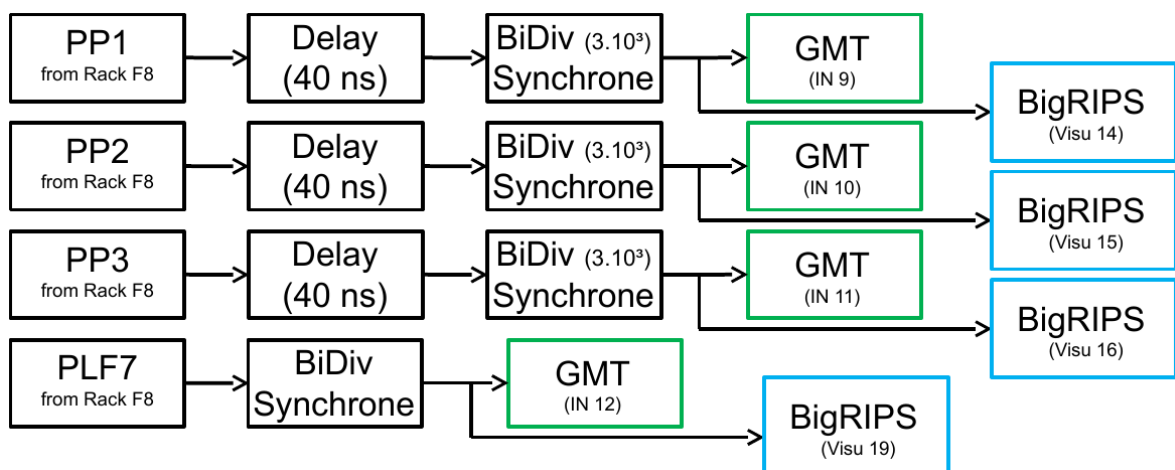


Figure C.6 – Gestion du signal des PPAC situés en F8 et du plastique F7.

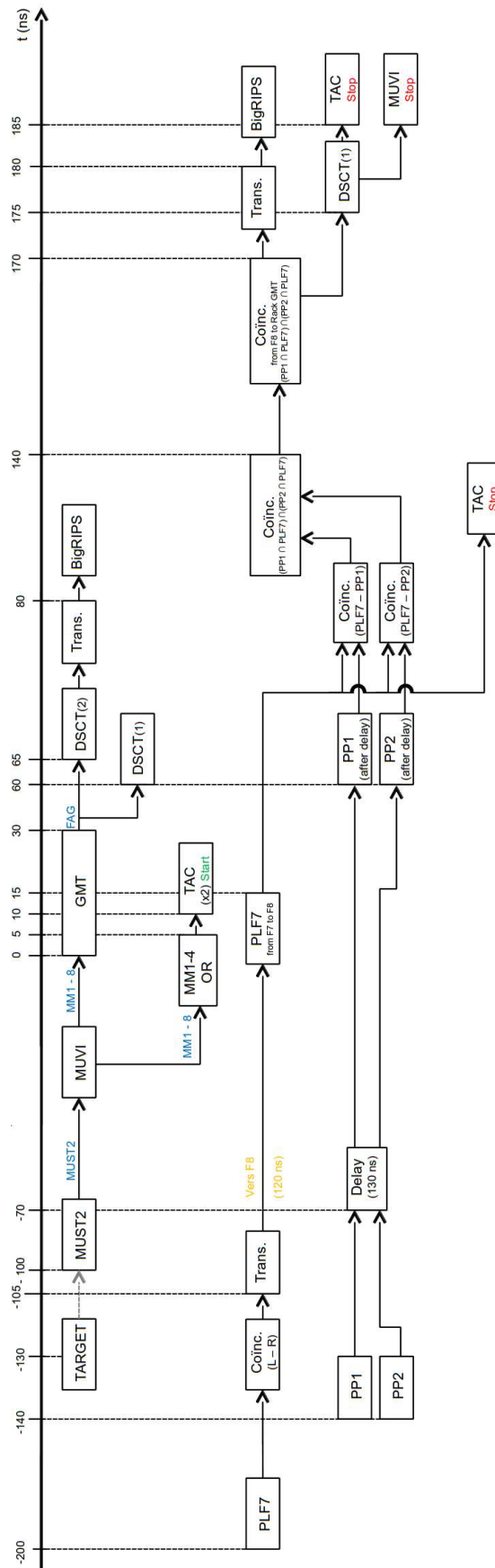


Figure C.7 – Chronographe de la logique de décision électronique.

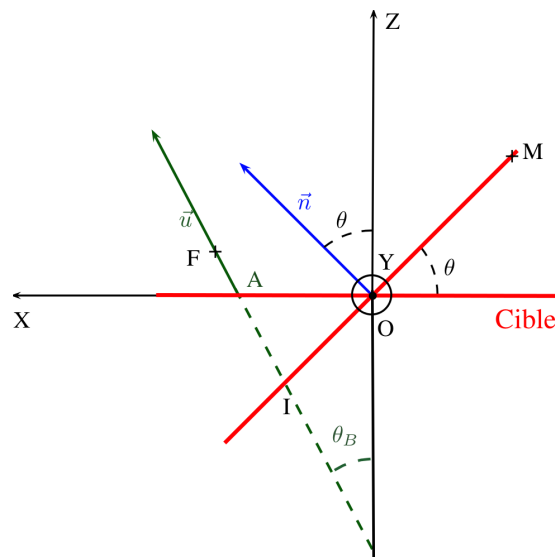
---

## ANNEXE D

# Reconstruction de la trajectoire du noyau incident

---

Seuls les événements pour lesquels au moins deux PPAC ont mesuré la position d'impact du noyau incident sont conservés. La méthode de reconstruction de la trajectoire du noyau incident est décrite à partir du schéma de la figure D.1. Les reconstructions dans le plan  $(X,Z)$  et  $(Y,Z)$  sont indépendantes. Elles sont effectuées via un ajustement linéaire des points mesurés par les PPAC (voir figure 3.8). À l'issue de cet ajustement, les coordonnées  $(x, y)$  dans le plan  $z = 0$  (point A), et le vecteur colinéaire à la trajectoire du noyau incident (vecteur  $\vec{u}$ ) sont connus.



**Figure D.1** – Schéma de principe de la reconstruction du point d'impact des noyaux incidents sur la cible. Représentation des points et vecteurs utilisés.

La reconstruction des coordonnées du point d'impact du noyau incident sur la cible nécessite une étape supplémentaire pour prendre en compte la rotation de  $45^\circ$  de la cible. Ce point d'impact correspond à l'intersection entre le plan défini par la cible (vecteur  $\vec{n}$ ) et la droite définie par la trajectoire du noyau incident (vecteur  $\vec{u}$ ).

**Équation du plan cible.** Elle est définie par son vecteur normal  $\vec{n}$  et un point M quelconque de coordonnées  $(x, y, z)$ . Pour une rotation d'angle  $\theta$  dans le plan (X,Z)

$$\begin{aligned} \vec{n} &= (n \sin \theta, 0, n \cos \theta) , \text{ et si M appartient au plan cible} \\ \vec{n} \cdot \overrightarrow{OM} &= 0 , \text{ soit } \boxed{x \sin \theta + z \cos \theta = 0} . \end{aligned} \quad (\text{D.1})$$

**Équation de la trajectoire.** L'absence d'éléments magnétiques entre les détecteurs de faisceau et la cible permet de considérer que la trajectoire du noyau incident est une droite. Son équation est définie par le vecteur  $\vec{u}$ , le point A et un point F quelconque de coordonnées  $(x, y, z)$ . Si F appartient à cette droite alors

$$\vec{u} \times \overrightarrow{AF} = \vec{0} , \quad \text{ou} \quad \lambda \vec{u} = \overrightarrow{AF} , \quad \text{soit}$$

$$\boxed{\begin{aligned} (x - x_A) &= \lambda u_x , \\ (y - y_A) &= \lambda u_y , \\ (z - z_A) &= \lambda u_z . \end{aligned}} \quad (\text{D.2})$$

**Coordonnées du point d'impact.** En regroupant les équations D.1 et D.2, les coordonnées  $(x_t, y_t, z_t)$  du point d'impact sur la cible sont données par l'équation

$$(\lambda_t u_x + x_A) \sin \theta + (\lambda_t u_z + z_A) \cos \theta = 0 ,$$

$$\text{soit } \boxed{\begin{aligned} x_t &= x_A + \lambda_t u_x \\ y_t &= y_A + \lambda_t u_y \\ z_t &= z_A + \lambda_t u_z \end{aligned}} \quad \text{avec } \lambda_t = -\frac{(z_A + x_A \tan \theta)}{(u_z + u_x \tan \theta)} .$$



---

# ANNEXE E

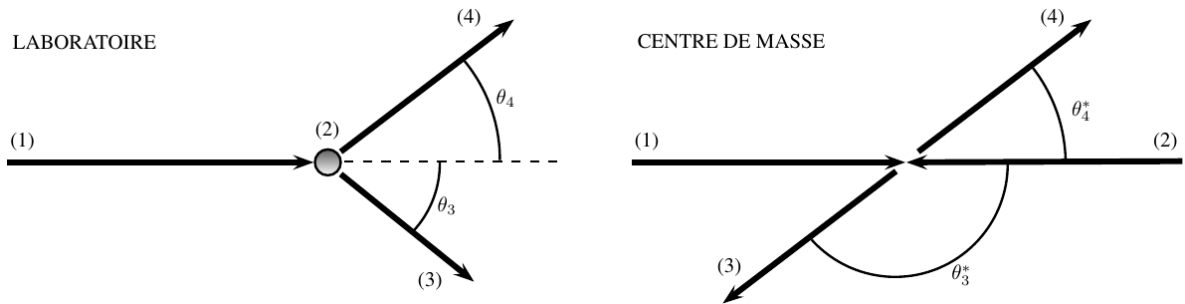
## Calculs relativistes

---

### E.1 Méthode de la masse manquante

La méthode de la masse manquante permet de réaliser la spectroscopie des noyaux. Les états excités liés et non-liés peuvent être mesurés. Ces derniers ont une énergie d'excitation supérieure à l'énergie de séparation d'un ou plusieurs nucléons, ils décroissent par émission de particule(s). Leur caractérisation ne peut donc pas se faire par spectroscopie  $\gamma$ . Le principe de cette méthode va être détaillé dans cette section.

Dans la réaction à deux corps schématisée sur la figure E.1, la connaissance du quadri-vecteur des systèmes 1 et 2 et la mesure de l'énergie et de l'angle du système 3 permettent de reconstruire la masse du système 4. Dans le cas de l'expérience RIBF57 la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$  correspond à  $1 \rightarrow ^{24}\text{O}$ ,  $2 \rightarrow p$ ,  $3 \rightarrow p'$ ,  $4 \rightarrow ^{24}\text{O}^{(*)}$ .



**Figure E.1** – Réaction à deux corps dans le référentiel du laboratoire (gauche), et du centre de masse (droite).

Dans le référentiel du laboratoire les quadri-vecteurs des particules s'écrivent

$$\begin{aligned} P_{\{1,3,4\}} &= (E_{\{1,3,4\}}, \vec{p}_{\{1,3,4\}}) \quad , \\ P_2 &= (m_2 c^2, \vec{0}) \quad . \end{aligned}$$

Pour écrire la masse de la particule 4 en fonction des autres variables de la réaction, le quadri-vecteur de la particule 4 doit être isolé. L'invariant relativiste s'écrit

$$\begin{aligned} P_4^2 &= (P_1 + P_2 - P_3)^2 \quad , \\ m_{4,\text{ex}}^2 c^4 &= (E_1 + m_2 c^2 - E_3)^2 - (\vec{p}_1 - \vec{p}_3)^2 c^2 \quad , \\ m_{4,\text{ex}}^2 c^4 &= m_1^2 c^4 + 2p_1 p_3 c^2 \cos \theta_3 - 2T_3 (E_1 + m_3 c^2) \quad . \end{aligned} \quad (\text{E.1})$$

Avec  $m_2 = m_3 = m_{\text{proton}}$ , la mesure de  $(E_3, \theta_3)$  et la connaissance de  $(E_1, m_1)$  permettent de reconstruire la masse de la particule 4. Si le noyau se trouve dans un état excité, son énergie d'excitation  $E_x$  peut être reconstruite

$$E_x = (m_{4,\text{ex}} - m_{4,\text{gs}}) c^2 ,$$

où  $m_{4,\text{gs}}$  est la masse du noyau dans son état fondamental, et  $m_{4,\text{ex}}$  est la masse mesurée grâce à notre méthode.

## E.2 Cinématique du proton diffusé

L'équation E.1 permet d'obtenir les cinématiques calculées de la réaction

$$\begin{aligned} p_1 c &= \sqrt{T_1^2 + 2m_1 c^2 T_1} \\ p_3 c &= \sqrt{T_3^2 + 2m_3 c^2 T_3} \\ \theta_3 &= \text{acos} \left[ \frac{2T_3(E_1 + m_2 c^2)}{2p_1 p_3 c^2} \right] \quad \text{Cas élastique} \\ \theta_3 &= \text{acos} \left[ \frac{2T_3(E_1 + m_2 c^2) + m_{4,\text{ex}}^2 c^4 - (m_{4,\text{gs}} c^2)^2}{2p_1 p_3 c^2} \right] \quad \text{Cas inélastique} \end{aligned}$$

## E.3 Changement de référentiel

Les observables sont mesurées dans le référentiel du laboratoire, le passage au référentiel du centre de masse permet de les comparer avec les calculs théoriques et de se détacher des caractéristiques particulières de l'expérience. La dérivation des relations qui permettent de passer du référentiel du laboratoire (lab.), à celui du centre de masse (cm) vont être détaillées dans cette section.

### Détermination de $\beta$ et $\gamma$

Les référentiels du laboratoire et du centre de masse sont en translation rectiligne uniforme l'un par rapport à l'autre selon l'axe  $Oz$ . La transformation d'un quadri-vecteur pour changer de référentiel s'écrit

$$\begin{pmatrix} E^* \\ p_x^* \\ p_y^* \\ p_z^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} .$$

Dans la situation de la figure E.1 la transformation du quadri-vecteur total d'un référentiel

à l'autre est donné par :

$$\begin{pmatrix} E_{\text{tot}}^* \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma(E_{\text{tot}} - \beta p_{1,z}) \\ 0 \\ 0 \\ \gamma(p_{1,z} - \beta E_{\text{tot}}) \end{pmatrix},$$

où  $E_{\text{tot}}^*$  est l'énergie totale disponible dans le centre de masse. Nous pouvons déterminer  $\beta$  et  $\gamma$ , c'est-à-dire la vitesse du centre de masse dans le référentiel du laboratoire :

$$\beta = \frac{p_{1,z}c}{E_{\text{tot}}} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{E_{\text{tot}}}{E_{\text{tot}}^*}.$$

## Détermination des impulsions

Pour calculer les modules des impulsions initiale et finale dans le référentiel du centre de masse, le quadri-vecteur total est utilisé pour obtenir l'expression de  $E_{2,3}^*$  :

$$\begin{aligned} P_{\text{tot}}^* &= (\sqrt{s}, \vec{0}), \\ E_2^* &= \frac{s + m_2^2 c^4 - m_1^2 c^4}{2\sqrt{s}}, \\ E_3^* &= \frac{s + m_3^2 c^4 - m_4^2 c^4}{2\sqrt{s}}, \end{aligned}$$

avec les relations

$$\begin{aligned} p_i^* c &= \sqrt{E_2^{*2} - m_2^2 c^4}, \\ p_f^* c &= \sqrt{E_3^{*2} - m_3^2 c^4}, \end{aligned}$$

les modules de l'impulsion initiale et finale dans le référentiel du centre de masse s'écrivent

$$\begin{aligned} p_i^* c &= \frac{\sqrt{E_{\text{tot}}^{*4} + (m_2^2 - m_1^2)^2 c^8 - 2E_{\text{tot}}^{*2}(m_2^2 + m_1^2)c^4}}{2E_{\text{tot}}^*}, \\ p_f^* c &= \frac{\sqrt{E_{\text{tot}}^{*4} + (m_3^2 - m_4^2)^2 c^8 - 2E_{\text{tot}}^{*2}(m_3^2 + m_4^2)c^4}}{2E_{\text{tot}}^*}. \end{aligned}$$

## Transformation angulaire

La transformation des angles est décrite ci-dessous dans le cadre d'un boost de Lorentz le long de l'axe  $Oz$ . L'angle  $\phi$  est inchangé puisqu'il est dans le plan perpendiculaire à  $Oz$ .

$$\begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E \\ p \sin \theta \cos \phi \\ p \sin \theta \sin \phi \\ p \cos \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma(E^* + \beta p_z^*) \\ p_x^* \\ p_y^* \\ \gamma(p_z^* + \beta E^*) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma(E^* + \beta p^* \cos \theta^*) \\ p^* \sin \theta^* \cos \phi \\ p^* \sin \theta^* \sin \phi \\ \gamma(p^* \cos \theta^* + \beta E^*) \end{pmatrix}.$$



La relation entre  $\theta$  et  $\theta^*$  est obtenue en écrivant  $p_z/p_y$

$$\cotan \theta = \gamma \left[ \cotan \theta^* + \beta \frac{E^*}{p^*} \frac{1}{\sin \theta^*} \right] . \quad (\text{E.2})$$

Les relations entre  $\theta_3$  et  $\theta_3^*$  sont donc données par

$$\cotan \theta_3 = \gamma \left[ \cotan \theta_3^* + \beta \frac{E_3^*}{p_3^*} \frac{1}{\sin \theta_3^*} \right] , \quad \cotan \theta_3^* = \gamma \left[ \cotan \theta_3 - \beta \frac{E_3}{p_3} \frac{1}{\sin \theta_3} \right] .$$

Dans la suite, la vitesse du corps  $n$  dans le centre de masse  $\beta_n^* = p_n^*/E_n^*$  et le rapport  $K_n = \beta/\beta_n^*$  sont utilisés.

## Jacobien

La section efficace différentielle dans le référentiel du laboratoire ( $d\sigma/d\Omega$ ) est obtenue directement par l'analyse des données. Le Jacobien  $J(\theta^*)$  permet de calculer la valeur de la section efficace dans le référentiel du centre de masse ( $d\sigma^*/d\Omega^*$ )

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \left| \frac{d\Omega}{d\Omega^*} \right| .$$

Comme l'angle  $\phi$  est invariant lors du changement de référentiel le Jacobien s'écrit

$$J(\theta^*) = \left| \frac{d\Omega}{d\Omega^*} \right| = \frac{\sin \theta}{\sin \theta^*} \frac{d\theta}{d\theta^*} = \frac{\sin^3 \theta}{\sin^3 \theta^*} \gamma (1 + K \cos \theta^*) .$$

La relation entre  $\theta$  et  $\theta^*$  déduite de l'équation E.2 permet d'écrire le Jacobien

$$J(\theta^*) = \frac{|\gamma(1 + K \cos \theta^*)|}{[\gamma^2(\cos \theta^* + K)^2 + \sin^2 \theta^*]^{3/2}} .$$

---

# BIBLIOGRAPHIE

---

- [1] J. Erler *et al.*, Nature **486** (2012) 509 – 512.
- [2] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 032501.
- [3] O. Sorlin and M.-G. Porquet, Prog. in Part. and Nucl. Phys. **61** (2008) 602.
- [4] T. Motobayashi *et al.*, Phys. Lett. B **346** (1995) 9 – 14.
- [5] S. Takeuchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 182501.
- [6] O. Tarasov *et al.*, Phys. Lett. B **409** (1997) 64.
- [7] H. Sakurai *et al.*, Phys. Lett. B **448** (1999) 180.
- [8] P. G. Hansen, A. Jensen and B. Jonson, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **45** (1995) 591.
- [9] I. Tanihata *et al.*, Phys. Lett. B **206** (1988) 592.
- [10] I. Tanihata, J. Phys. G **22** (1996) 157.
- [11] E. Khan, *Giant resonances and isospin asymmetry*, Ecole Joliot-Curie (2010) .
- [12] G. Hagen *et al.*, Phys. Rev. C **80** (2009) 021306.
- [13] J. D. Holt, J. Menéndez and A. Schwenk, Eur. Phys. J A **49** (2013) 39.
- [14] C. Barbieri *et al.*, arXiv **1211.3315** (2012).
- [15] G. Coló and H. Sagawa, Nuclear Physics **A695** (2001) 167.
- [16] A. Volya and V. Zelevinsky, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 052501.
- [17] K. Tsukiyama, T. Otsuka and R. Fujimoto, arXiv **1001.0729** (2010).
- [18] K. Tsukiyama *et al.*, Phys. Rev. C **80** (2009) 051301.
- [19] N. Michel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 042502.
- [20] F. Wilczek, Nature **445** (2007) 156 – 157.
- [21] S. Weinberg, Phys. Lett. B **521** (1991) 288.

- 
- [22] E. Epelbaum, *Nuclear forces from chiral effective field theory*, Ecole Joliot-Curie (2010) .
- [23] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem (Third Edition)*, (2004).
- [24] A. Nogga *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 944.
- [25] J. L. Friar *et al.*, Phys. Lett. B **311** (1988) 4–8.
- [26] W. Glöcke and H. Kamada, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 971.
- [27] A. Nogga *et al.*, Phys. Lett. B **A409** (1997) 19–25.
- [28] B. S. Pudliner *et al.*, Phys. Rev. C **56** (1997) 1720.
- [29] R. B. Wiringa, Nuclear Physics A **A631** (1998) 70–90.
- [30] R. B. Wiringa *et al.*, Phys. Rev. C **62** (2000) 014001.
- [31] P. Navrátil and B. R. Barrett, Phys. Rev. C **54** (1996) 2986.
- [32] P. Navrátil and B. R. Barrett, Phys. Rev. C **57** (1998) 3119.
- [33] P. Navrátil *et al.*, Phys. Rev. C **61** (2000) 044001.
- [34] D. J. Dean and H.-J. M., Phys. Rev. C **69** (2004) 054320.
- [35] G. Hagen *et al.*, Phys. Lett. B **656** (2007) 169.
- [36] G. Hagen *et al.*, Phys. Rev. C **76** (2007) 044305.
- [37] G. Hagen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108** (2013) 242501.
- [38] G. Hagen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 032502.
- [39] T. H. R. Skyrme, Nuclear Physics A **9** (1959a) 615.
- [40] T. H. R. Skyrme, Nuclear Physics A **9** (1959b) 635.
- [41] J. Dechargé and D. Gogny, Phys. Rev. C **21** (1980) 1568.
- [42] M. Bender, P. H. Heenen and P. G. Reinhard, Rev. Mod. Phys. **75** (2009) 121–180.
- [43] A. P. Zuker, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 042502.
- [44] J. Sadoudi, *Thèse de Doctorat DAPNIA-11-11-T*, (2011).
- [45] D. Lacroix, T. Duguet and M. Bender, Phys. Rev. C **79** (2009) 044318.
- [46] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 162501.
- [47] T. Lesinski *et al.*, Phys. Rev. C **76** (2007) 014312.

- [48] M. Bender *et al.*, Phys. Rev. C **80** (2009) 064302.
- [49] T. Duguet and J. Sadoudi, J. Phys. G **37** (2010) 064009.
- [50] M. G. Mayer, Phys. Rev. **75** (1949) 1969.
- [51] O. Haxel, J. H. D. Jensen and H. E. Suess, Phys. Rev. **75** (1949) 1766.
- [52] B. A. Brown and W. A. Richter, Phys. Rev. C **74** (2006) 034315.
- [53] E. Caurier *et al.*, Rev. Mod. Phys. **77** (2005) 427.
- [54] B. G. Todd-Rutel *et al.*, Phys. Rev. C **69** (2004) 021301.
- [55] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 082502.
- [56] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 232502.
- [57] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 012501.
- [58] G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, (Oxford University Press, 1983).
- [59] N. K. Glendenning, *Direct Nuclear Reactions*, (World Scientific, 2004).
- [60] H. Geiger and E. Marsden, Comptes rendu de la Royal Society **82** (1909) 495 – 500.
- [61] E. Rutherford, Philosophical Magazine **21** (1911) 495 – 500.
- [62] H. Geiger, V. R. Brown and V. A. Madsen, Phys. Lett. B **103** (1981) 255.
- [63] F. D. Becchetti and G. W. Greenlees, Phys. Rev. **182** (1969) 1190.
- [64] R. L. Varner *et al.*, Physics Reports **201** (1991) 57.
- [65] 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.
- [66] J. P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, Phys. Rev. C **16** (1977) 80.
- [67] V. Lapoux, *Habilitation à Diriger les Recherches, CEA-Saclay, SPhN, DAPNIA/SPhN-05-502*, (2005).
- [68] E. Khan *et al.*, Phys. Lett. B **490** (2000) 45.
- [69] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure Vol. 1 and 2*, (World Scientific, 1969).
- [70] A. Ozawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5493.
- [71] G. Audi and A. H. Wapstra, Nuclear Physics A **595** (1995) 409.
- [72] A. Obertelli, *Thèse de Doctorat DAPNIA-05-09-T*, (2005).

- 
- [73] A. Obertelli *et al.*, Phys. Lett. B **633** (2006) 33–37.
- [74] R. Kanungo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 152501.
- [75] M. Stanoiu *et al.*, Phys. Rev. C **69** (2004) 034312.
- [76] B. Jurado *et al.*, Phys. Lett. B **649** (2003) 47.
- [77] C. R. Hoffman *et al.*, Phys. Lett. B **672** (2009) 17.
- [78] K. Tshoo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 022501.
- [79] T. Baumann, A. Spyrou and M. Thoennessen, Rep. Prog. Phys. **75** (2012) 036301.
- [80] Y. Utsuno *et al.*, Phys. Rev. C **60** (1999) 054315.
- [81] C. R. Hoffman *et al.*, Phys. Rev. C **83** (2011) 031303.
- [82] M. Martini *et al.*, Phys. Rev. C **83** (2011) 034309.
- [83] H. Sagawa and T. Suzuki, Phys. Rev. C **59** (1999) 3116.
- [84] G. Co *et al.*, Phys. Rev. C **80** (2009) 014308.
- [85] M. Dupuis *et al.*, Phys. Rev. C **73** (2006) 014605.
- [86] M. Dupuis *et al.*, Phys. Lett. B **665** (2008) 152.
- [87] E. Becheva *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 012501.
- [88] J. Dobaczewski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 981.
- [89] B. A. Brown and W. A. Richter, Phys. Rev. C **72** (2005) 057301.
- [90] Y. Utsuno *et al.*, Phys. Rev. C **60** (1999) 054315.
- [91] A. Obertelli *et al.*, Phys. Rev. C **71** (2005) 024304.
- [92] B. A. Brown *et al.*, Phys. Rev. C **74** (2006) 061303.
- [93] T. Duguet and G. Hagen, Phys. Rev. C **85** (2012) 034330.
- [94] V. Lapoux and H. Otsu, RIBF57 **NP-08-02**.
- [95] W. G. Love and M. A. Franey, Phys. Rev. C **24** (1981) 1073.
- [96] E. Pollacco *et al.*, Eur. Phys. J. A. **25** (2005) 287–288.
- [97] A. Matta, *Thèse de Doctorat IPNO-12-02-T*, (2012).
- [98] D. J. Morissey and B. M. Sherrill, *In-Flight Separation of Projectile Fragments*, (The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol.1, Springer-Verlag).

- [99] O. Tarasov and D. Bazin, Nucl. Instr. Meth. B **266** (2008) 4657 – 4664.
- [100] H. Kumagai *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **470** (2001) 562.
- [101] <http://ribf.riken.jp/RIBFDAQ/>.
- [102] X. Mougeot, *Thèse de Doctorat IRFU/SPhN-08-06-T*, (2008).
- [103] A. Ramus, *Thèse de Doctorat, IPNO*, (2009).
- [104] F. Flavigny, *Thèse de Doctorat DAPNIA-11-17-T*, (2011).
- [105] J. Ziegler, J. Biersack and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, vol. 1 (1985).
- [106] <http://www-linux.gsi.de/~weick/atima/>.
- [107] R. J. Chen, *Thèse de Doctorat - Peking University-10804816*, (2013).
- [108] G. Audi and W. Meng, Communication privée AME2011 .
- [109] <https://forge.in2p3.fr/projects/nptool>.
- [110] Y. Blumenfeld *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **421** (1999) 471 – 491.
- [111] W. T. Eadie *et al.*, *Statistical Methods in Experimental Physics*, (North-Holland, 1971).
- [112] F. H. Fröhner, *Evaluation and Analysis of Nuclear Resonances Data*, (JEFF Report 18).
- [113] <http://root.cern.ch/root/html/TMinuit.html>.
- [114] H. F. Arellano and M. Dupuis, Phys. Rev. C **52** (1995) 301.
- [115] J. Raynal, Phys. Rev. C **71** (2005) 057602.
- [116] C. Jouanne *et al.*, Phys. Rev. C **72** (2005) 014308.
- [117] P. G. Thirholf *et al.*, Phys. Lett. B **485** (2000) 16.
- [118] <http://wiki.ganil.fr/gap/browser/Documents/Hardware/VXI/GMT/TRIGGER.pdf>.



---

# TABLE DES FIGURES

---

1	Carte des noyaux en fonction du temps de vie . . . . .	2
1.1	Région des noyaux légers riches en neutrons . . . . .	6
1.2	Interaction nucléon-nucléon . . . . .	10
1.3	Ligne Tjon des interactions réalistes . . . . .	11
1.4	Modèle en couches standard . . . . .	14
1.5	Réactions nucléaires et voies de sortie déclenchées par un proton . . . . .	16
1.6	Section efficace différentielle de la réaction $^{16}\text{O}(p,p)$ et énergies . . . . .	19
1.7	Section efficace différentielle de la réaction $^{16}\text{O}(p,p)$ et densités . . . . .	20
1.8	Section efficace différentielle de la réaction $^{20}\text{O}(p,p')$ . . . . .	22
1.9	Interprétation de la discontinuité de la <i>drip-line</i> neutron . . . . .	24
1.10	Illustration du lien entre $S_n$ et fermeture de (sous-)couche . . . . .	24
1.11	Systématique de $S_n$ autour de $N=16$ . . . . .	25
1.12	Spectroscopie des noyaux $^{22}\text{O}$ et $^{23}\text{O}$ . . . . .	27
1.13	Schéma de niveau du noyau $^{24}\text{O}$ et systématique $S_n$ , $S_{2n}$ et $2_1^+$ des oxygènes . . . . .	27
1.14	Spectre $\gamma$ du noyau $^{24}\text{O}$ obtenu au GANIL . . . . .	28
1.15	Spectres en énergie d'excitation du noyau $^{24}\text{O}$ obtenus au NSCL . . . . .	29
1.16	Spectres en énergie d'excitation du noyau $^{24}\text{O}$ obtenus sur RIPS à RIKEN . . . . .	30
1.17	Distribution angulaire des premiers états excités du noyau $^{24}\text{O}$ . . . . .	31
1.18	Illustration de l'action du terme spin-isospin . . . . .	33
1.19	Calcul HFB de l'évolution du <i>gap</i> à $N=16$ . . . . .	34
2.1	Principe de la diffusion $(p,p')$ . . . . .	37
2.2	Cinématiques de la réaction $^{24}\text{O}(p,p')$ à 263 MeV/n . . . . .	39
2.3	Cinématiques de la réaction $^{24}\text{O}(p,p')$ à 263 MeV/n et à 62 MeV/n . . . . .	40
2.4	Calculs des distributions angulaires de la réaction $^{24}\text{O}(p,p')$ à 300 MeV/u . . . . .	41
2.5	Schéma du dispositif expérimental RIBF57 . . . . .	42
2.6	Vue de la chambre à réaction lors de l'expérience RIBF57 . . . . .	43
2.7	Schéma de l'accélérateur RIBF . . . . .	45
2.8	Schéma de principe d'un séparateur magnétique achromatique en moment . . . . .	46
2.9	Intensité du faisceau radioactif de l'expérience RIBF57 . . . . .	49
2.10	Schéma éclaté et vue d'un PPAC développé à RIKEN . . . . .	50
2.11	Vue d'un plastique scintillant . . . . .	51
2.12	Vue des cibles fixées dans leur cadre . . . . .	52
2.13	Vue éclatée d'un télescope MUST2 . . . . .	54
2.14	Vue de l'arrière d'un télescope MUST2 . . . . .	57



2.15	Angle solide couvert par les télescopes T1 et T4. . . . .	57
2.16	Position des télescopes dans la chambre à réaction et schéma d'un DSSD . . . . .	58
2.17	Dispersion en moment des noyaux $^{23}\text{O}$ et $^{22}\text{O}$ dans ZDS . . . . .	60
3.1	Perte d'énergie et vitesse des noyaux incidents dans BigRIPS . . . . .	64
3.2	Identification des noyaux incidents dans BigRIPS . . . . .	65
3.3	Reconstruction A/Z et Z dans BigRIPS . . . . .	65
3.4	Identification des noyaux sortants dans ZDS . . . . .	66
3.5	Reconstruction A/Z et Z dans ZDS . . . . .	66
3.6	Zone active des PPAC et profil du faisceau . . . . .	67
3.7	Correction de la position du PPAC de la chambre à réaction . . . . .	68
3.8	Exemple d'ajustement de la trajectoire d'un noyau incident . . . . .	68
3.9	Reconstruction du point d'impact des noyaux incidents sur la cible . . . . .	69
3.10	Propriétés spatiale et énergétique du faisceau . . . . .	70
3.11	Évolution de l'émittance du faisceau avant la cible de protons . . . . .	70
3.12	Énergie brute mesurée par un <i>strip</i> X et Y . . . . .	72
3.13	Énergie mesurée par la face X du télescope 1 . . . . .	72
3.14	Étalonnage d'un CsI du télescope 1 . . . . .	73
3.15	Identification des particules – DSSD . . . . .	76
3.16	Identification des particules – CsI . . . . .	77
3.17	Principe du calcul des pertes d'énergie . . . . .	78
3.18	Schéma des pertes d'énergie dans la cible et les zones mortes . . . . .	79
3.19	Schéma de principe de l'angle de diffusion du proton . . . . .	80
3.20	Angle incident et position de l'impact des protons dans les DSSD . . . . .	80
3.21	Cinématique de la réaction $^{22}\text{O}(p,p')$ avec et sans coïncidence . . . . .	81
3.22	Cinématique de la réaction $^{24}\text{O}(p,p')$ . . . . .	82
3.23	Spectres en temps de vol des particules légères détectées par MUST2 . . . . .	83
3.24	Cinématique et condition sur le temps de vol . . . . .	84
3.25	Cinématique de la réaction $^{24}\text{O}(p,p')$ après réduction du bruit de fond . . . . .	84
4.1	Spectre en énergie d'excitation expérimental et simulé du noyau $^{22}\text{O}$ . . . . .	86
4.2	Spectre en énergie d'excitation du noyau $^{24}\text{O}$ avec cible de carbone . . . . .	87
4.3	Spectres en énergie d'excitation des noyaux $^{24,23,22,21}\text{O}$ . . . . .	89
4.4	Ajustement du spectre en énergie d'excitation du noyau $^{22}\text{O}$ . . . . .	91
4.5	Spectre en énergie d'excitation du noyau $^{24}\text{O}$ . . . . .	93
4.6	Spectres inélastiques du noyau $^{24}\text{O}$ . . . . .	93
4.7	Extraction des distributions angulaires et jacobiens . . . . .	95
4.8	Efficacité du spectromètre ZDS en fonction de $\theta_{\text{cm}}$ . . . . .	96
4.9	Distributions angulaires élastiques exclusives $^{24,23,22,21}\text{O}(p,p)$ . . . . .	98
4.10	Couplage au continuum et spectroscopie du noyau $^{24}\text{O}$ . . . . .	101
4.11	Calculs <i>Coupled-Cluster</i> de l'énergie de liaison des isotopes d'oxygène . . . . .	102
4.12	Calculs <i>Coupled-Cluster</i> de la spectroscopie des isotopes d'oxygène . . . . .	102
4.13	Calculs de la spectroscopie du noyau $^{22}\text{O}$ avec forces 3N et couche <i>sd</i> étendue . . . . .	103
4.14	Systématique <i>Gorkov Green Function</i> de l'énergie de liaison des oxygènes . . . . .	104

## TABLE DES FIGURES

---

4.15	Distribution angulaire élastique $^{24}\text{O}(\text{p},\text{p})$ à 263 MeV/n . . . . .	108
4.16	Distribution angulaire inélastique $^{16}\text{O}(\text{p},\text{p})$ à 200 MeV/n . . . . .	109
4.17	Distribution angulaire inélastique $^{24}\text{O}(\text{p},\text{p}')$ à 62 MeV/n . . . . .	112
B.1	Mesure de la position des télescopes MUST2 . . . . .	121
C.1	Liste des entrées GMT, U2M et VISU . . . . .	124
C.2	Schéma du trigger GMT . . . . .	124
C.3	Gestion du temps mort commun de l'acquisition . . . . .	125
C.4	Logique des signaux MUVI . . . . .	125
C.5	Logique des signaux PPAC et plastique F7 . . . . .	126
C.6	Gestion des signaux faisceaux BigRIPS . . . . .	126
C.7	Chronographe de la logique de décision électronique . . . . .	127
D.1	Schéma de principe de la reconstruction du point d'impact sur la cible . .	128
E.1	Schéma de principe d'une réaction à deux corps . . . . .	131



---

# LISTE DES TABLEAUX

---

1.1	Rapport des intensités d'interaction neutron et proton . . . . .	18
2.1	Intensité calculée et réglages de BigRIPS dans LISE++ . . . . .	48
2.2	Réglages de BigRIPS et intensités mesurées . . . . .	48
2.3	Cibles de protons de l'expériences RIBF57 . . . . .	52
2.4	Réglages de $B\rho$ appliqués au ZDS . . . . .	59
3.1	Caractéristiques de la source $\alpha$ utilisée pour l'étalonnage des DSSD . . .	72
3.2	Résolution en énergie des DSSD (LTMH). . . . .	73
3.3	Épaisseur des DSSD mesurées lors de l'expérience E525S . . . . .	74
3.4	Correction phénoménologique de l'énergie mesurée par les CsI . . . . .	74
3.5	Multiplicité des événements détectés dans les télescopes MUST2 . . . . .	75
4.1	Calculs microscopiques de la section efficace de la réaction $^{24}\text{O}(p,p')$ . . .	111
A.1	Caractéristiques de la ligne BigRIPS . . . . .	119
A.2	Position des faces X et Y des cinq PPAC placés avant la cible de protons.	119
A.3	Caractéristiques des réglages du spectromètre <i>Zero Degree</i> . . . . .	120
A.4	Distance entre les différents plans focaux de BigRIPS et ZDS . . . . .	120
B.1	Positions des huit télescopes MUST2 dans le référentiel du laboratoire . .	122



## O Me! O Life!

Oh me! Oh life! of the questions of these recurring,  
Of the endless trains of the faithless, of cities fill'd with the foolish,  
Of myself forever reproaching myself,  
(for who more foolish than I, and who more faithless?)  
Of eyes that vainly crave the light, of the objects mean, of the struggle ever renew'd,  
Of the poor results of all, of the plodding and sordid crowds I see around me,  
Of the empty and useless years of the rest, with the rest me intertwined,  
The question, O me! so sad, recurring—What good amid these, O me, O life?

*Answer.*

That you are here—that life exists and identity,  
That the powerful play goes on, and you may contribute a verse.

**Walt Whitman** (1819 - 1892), *Leaves of grass*



## Résumé

Les études de structure et de spectroscopie réalisées sur les noyaux radioactifs ces trois dernières décennies ont montré que la structure en couches des noyaux évolue vers la *drip-line* et que de nouveaux nombres magiques peuvent apparaître. Les noyaux doublement magiques sont très rares, ils représentent des tests très contraignants pour la modélisation théorique de l'interaction nucléaire.

Dans ce contexte, nous avons étudié la structure et la spectroscopie du noyau doublement magique  $^{24}\text{O}$ , situé à la *drip-line* neutron, via les diffusions élastique et inélastique de protons (p,p'). L'expérience a été effectuée à RIKEN sur la ligne BigRIPS, avec le faisceau de noyaux  $^{24}\text{O}$  produit à 263 MeV/n par RIBF à une intensité inégalée (1 780/s), et le détecteur de particules chargées de dernière génération MUST2. L'analyse des données a permis de reconstruire : le spectre en énergie d'excitation du noyau  $^{24}\text{O}$  jusqu'à 35 MeV à partir de la cinématique des protons diffusés et de la méthode de la masse manquante, et la distribution angulaire entre 4 et  $30^\circ_{\text{cm}}$  de la section efficace élastique exclusive (p,p) via une triple coïncidence noyau-proton-noyau. Sous le seuil de séparation de deux neutrons ( $S_{2n}$ ), la statistique est trop faible pour obtenir les deux états excités mesurés par des expériences menées à plus basse énergie incidente. Au-dessus du  $S_{2n}$  des structures sont observées pour la première fois grâce à la gamme étendue accessible en énergie d'excitation. La mesure des états excités situés à ces énergies permettrait de tester les études théoriques sur les excitations dipolaires de basse énergie des noyaux légers riches en neutrons. La statistique obtenue pour la diffusion élastique de protons est suffisante pour extraire la distribution angulaire (p,p) des isotopes  $^{24,23,22,21}\text{O}$ . Ces résultats constituent une référence inédite pour étudier le potentiel d'interaction proton-noyau autour de 260 MeV/n. La comparaison entre les données élastiques et les calculs de réaction réalisés à partir d'un potentiel microscopique, dépendant de la densité du noyau et construit avec la matrice G, indique que ce potentiel est satisfaisant ; mais l'inclusion dans un futur modèle en voies couplées à haute énergie, de la voie élastique et du *knockout* de quelques neutrons est nécessaire. Les rayons quadratiques moyens des derniers isotopes pair-pair liés ont pu être estimés :  $r_m(^{22}\text{O}) = 3.0 \pm 0.1$  fm et  $r_m(^{24}\text{O}) = 3.3 \pm 0.2$  fm.

## Abstract

The studies of structure and spectroscopy performed on radioactive nuclei during the last three decades have shown that the nuclear shell structure changes towards the drip-line and local magic numbers may appear. Doubly-magic nuclei are very rare but represent stringent tests for theories and their modelling of the nuclear interaction.

In this context, we have investigated the structure and spectroscopy of the drip-line doubly-magic nucleus  $^{24}\text{O}$  via proton elastic and inelastic scattering (p,p'). The experiment was performed at RIKEN in the BigRIPS line, using the  $^{24}\text{O}$  beam produced at 263 MeV/n with RIBF with a high intensity (1 780/s), and the state-of-the-art MUST2 charged particle detector. The analysis of the data gives the reconstruction of : the  $^{24}\text{O}$  excitation energy spectrum up to 35 MeV with the scattered proton kinematics using the missing mass method, and the angular distribution of exclusive (p,p) elastic cross section between 4 and  $30^\circ_{\text{cm}}$  via a triple coincidence nucleus-proton-nucleus. Below the two-neutron separation threshold ( $S_{2n}$ ), the statistics is too low to obtain the two excited states measured by previous experiments done at lower incident energies. Above the  $S_{2n}$  structures are observed for the first time due to the large excitation energy range of the excitation spectra. The measurement of the excited states located at these energies would allow to test theoretical studies of low-energy dipole excitation in light neutron-rich nuclei. The statistics obtained for proton elastic scattering is sufficient to extract the exclusive (p,p) angular distributions of the  $^{24,23,22,21}\text{O}$  isotopes. These results constitute a new benchmark to explore proton-nucleus interaction potential features around 260 MeV/n. The comparison of elastic data set to the reaction calculations done with the microscopic reaction approach based on the G-matrix density-dependent potential indicates that this potential is suitable. However, it remains to include both the elastic and the knockout reactions in a future complete coupled channel reaction model at high energy. The root-mean-square radii of the two last bound even-even isotopes have been estimated:  $r_m(^{22}\text{O}) = 3.0 \pm 0.1$  fm et  $r_m(^{24}\text{O}) = 3.3 \pm 0.2$  fm.