HAL
open science

Etude des décroissances multi-neutron des isotopes lourds d'hélium et d'hydrogène

Cyril Lenain

▶ **To cite this version:**

Cyril Lenain. Etude des décroissances multi-neutron des isotopes lourds d'hélium et d'hydrogène. Physique [physics]. Normandie Université, 2021. Français. NNT : 2021NORMC260 . tel-03615243

HAL Id: tel-03615243

https://theses.hal.science/tel-03615243v1

Submitted on 21 Mar 2022

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.

Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité PHYSIQUE

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Etude des décroissances multi-neutron des isotopes lourds d'hélium et d'hydrogène

Présentée et soutenue par
CYRIL LENAIN

Thèse soutenue le 17/12/2021 devant le jury composé de		
M. DIDIER BEAUMEL	Directeur de recherche au CNRS, Labo. de Physique des 2 Infinis IJCLAB	Rapporteur du jury
M. ALEXANDRE OBERTELLI	Professeur, TU Darmstadt - Allemagne	Rapporteur du jury
M. WILTON CATFORD	Professeur, Université de Surrey	Membre du jury
MME FRANCESCA GULMINELLI	Professeur des universités, Université Caen Normandie	Président du jury
M. JULIEN GIBELIN	Maître de conférences, Université Caen Normandie	Directeur de thèse

Thèse dirigée par JULIEN GIBELIN, Laboratoire de physique corpusculaire (Caen)

UNIVERSITÉ CAEN NORMANDIE

ED PSIME 591

lpc caen laboratoire de physique corpusculaire

Remerciements

Bien qu'une thèse soit à la fois un exercice académique et une écriture personnelle, il n'en reste pas moins un travail scientifique qui inclut une grande collaboration. Ce travail n'est pas de mon seul fait, il a été façonné par un certain nombre d'acteurs plus ou moins directs que je tenais à remercier ici.

À commencer par mes trois encadrants pour m'avoir permis de réaliser cette thèse sur ces données fantastiques. Julien mon directeur, Adrien et Miguel avec qui j'ai tout autant interagi à des moments différents. Pas évident pour moi de résumer ces (superbes) années passées avec vous en seulement quelques lignes. Julien je n'oublierai jamais ce séjour au Japon, merci d'avoir tant échangé avec moi, ce fut un véritable plaisir d'avoir partagé ton bureau (et la cafetière), merci de m'avoir sensibilisé sur ton autre passion, l'enseignement, que j'ai eu la chance d'expérimenter. Adrien, mon tout premier mentor dans la recherche, merci pour tout ce que tu m'as transmis (faut dire que je partais de zéro en programmation) et notamment tes valeurs sur l'«open-source», merci de m'avoir si souvent redonné confiance en moi. Aussi, désolé je crois que je n'ai pas attrapé la fièvre du crossfit même si je garde de ces séances, durant le confinement, un excellent souvenir. En revanche je repars estampillé : « nptool, vim/-timux & planck 40 % forever !», je m'en vais prêcher la bonne parole vers d'autres horizons. Miguel, merci, je crois bien que cette fin de thèse a été tout aussi sportive pour toi, merci pour ton aide, les corrections, ta disponibilité et de m'avoir autant fait bénéficier de ton expérience. Merci à vous trois, tout au long de ma thèse, Julien, Adrien et Miguel pour m'avoir encadré, formé et aidé avec une bienveillance et une disponibilité à toute épreuve. J'espère de tout coeur pouvoir continuer à collaborer avec vous dans le futur. Je sors de ces 3 années avec le sentiment d'avoir eu une réelle formation, d'avoir acquis une expertise et un savoir faire qui me serviront, je suis fier d'avoir fait partie de votre groupe, un véritable cocon que je dois à présent quitter. Merci à vous.

Un grand merci aux deux rapporteurs de cette thèse, Alexandre Obertelli et Didier Beaumel ainsi qu'aux autres membres du jury, Franscesca Gulmineli et Wilton Catford. Merci pour cette relecture attentive, vos conseils et discussions avisés le tout dans le respect de mon travail.

Merci également au reste du groupe Exotique pour l'entraide et la bonne humeur, Freddy, Lynda, Franck et Nigel, merci j'ai beaucoup ri sur le rocket-chat et je dois bien avouer que Radio-Bessin me manque. Merci au groupe Chino-Japonais avec lequel nous avons collaboré sur l'analyse des données, merci à l'ensemble de la

collaboration SAMURAI sans qui cette expérience n'aurait pas été possible. Merci à Marlene de m'avoir accueilli dans la collaboration MUGAST, ainsi qu'aux chercheurs et ingénieurs avec qui j'ai pu participer aux expériences GANIL.

Merci aux deux membres de mon comité de suivi de thèse, Héloïse Goutte et Jean-Yves Chesnel qui ont gentiment accepté d'endosser ce rôle, merci de m'avoir écouté et conseillé apportant un regard extérieur et bienveillant sur l'avancée de mon travail.

Merci à Gilles et Aurélie pour leur accueil au sein du LPC ainsi qu'à l'ensemble des membres du laboratoire qui participent à sa très bonne « qualité de vie », il y règne en effet un climat très humain que bon nombre de laboratoires envient. Merci Yoann d'avoir si bien pris soin de nous informatiquement. Il y a dans un milieu tel que celui d'un laboratoire beaucoup de passage notamment de doctorants et post-doctorants. D'une année sur l'autre le paysage et les discussions changent mais l'ambiance LPC demeure ! Ce fut un véritable plaisir de vous avoir rencontrés, Joel, Belen, Pierrick, Raphaël, Valentin, Bira, Daniel, Edgar, Debi, Louis, Armel, Thomas, Valerian, Chenjiqui, Taras (thank's you very much !)... pour n'en citer que quelques -uns ! Et bon courage à ceux qui vont soutenir dans les prochaines années : Savitri, Alexandre, Chloé, William, Léo, Alex, Aurélien, Nathan ...

J'ai eu la chance d'appartenir à un groupe soucieux de mon bien être, de mon apprentissage ainsi que de mon intégration post doctorale. Je sais que ce n'est malheureusement pas le cas de tous les doctorants, mes pensées vont vers eux. Une thèse ne devrait pas être une source de souffrance ni à aucun moment un prétexte à effacer toute vie sociale et affective, courage à vous.

Je souhaite remercier tout particulièrement le directeur de mon master à Bordeaux, Jean-Marc Huré, pour son humanisme et la confiance qu'il m'a redonné à un moment difficile de mes études.

Je tiens également à remercier Mélina qui a fait une partie du chemin avec moi, Carole et Stéphane, merci pour l'accueil durant les confinements.

À mes amis de toujours avec qui je me suis en (très) grande partie construit, Coco, Bab's, Lambert, Trap, Bob, Céss', Jo', Ju', Nono, Nico C. et les autres, qui de toute manière n'iront jamais lire ma thèse mais qui se reconnaitraient j'en suis sûr. À mes amis rencontrés à la fac, Camille, Clément (merci d'être venu jusqu'à Caen !), Paul, Simon...

Bien évidemment merci à ma famille, ma belle famille, mes frères, Johan et Mathieu, mes parents Mireille et Eric (mes soutiens et re-lecteurs de toujours) venus de Bordeaux pour assister à ma soutenance.

Pour finir, une mention toute spéciale à Lucile, ma compagne, qui m'a énormément soutenu (et relu). Lucile, désolé je t'ai vendu Tokyo, Chicago ou même Vancouver pour la suite... finalement ce sera Bruyère-le-Châtel ! (♥)

À Apolline ❀

Table des matières

1 Introduction **1**
1.1 Au-delà de la *dripline* neutron . . . 3
1.2 Les systèmes multineutron . . . 6
1.3 Les noyaux sujets de cette étude . . . 14
1.4 L'expérience de cette étude . . . 21
1.5 La théorie . . . 24

2 Dispositif expérimental S034 **29**
2.1 Production du faisceau radioactif . . . 30
2.2 Détection du faisceau secondaire sur cible . . . 35
2.3 Cible MINOS-TPC . . . 36
2.4 Détection des protons autour de la cible . . . 37
2.5 Détection du fragment chargé . . . 38
2.6 Détection des neutrons . . . 39

3 Simulations **41**
3.1 *Nptool* . . . 42
3.2 MINOS-TPC + DALI2 . . . 45
3.3 NEBULA et NeuLAND . . . 52

4 Analyses de données **59**
4.1 MINOS-TPC . . . 60
4.2 Chambres à dérive BDCs et FDCs . . . 66
4.3 Alignements FDCs, BDCs et MINOS . . . 75
4.4 NEBULA et NeuLAND . . . 79
4.5 Reconstruction des observables . . . 86
4.6 Alignement Fragment-Neutron . . . 90
4.7 Filtre diaphonie . . . 91

5 Résultats et interprétations **99**
5.1 ^{6}He + n (^{7}He$_{gs}$) : mesure de référence . . . 100
5.2 ^{4}He + 3n (^{7}He*) : émission d'un trineutron ? . . . 104
5.3 ^{3}H + 4n (^{7}H) : émission d'un tetraneutron ? . . . 115

6 Conclusion et perspectives **121**

A Calcul d'énergie d'excitation par masse manquante **135**

B Puissance minimale des points d'une droite à un cercle **137**

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Au-delà de la *dripline* neutron 3
1.1.1 Formalisme pour les résonances 3
1.1.2 Expression de la *forme* d'une résonance en fonction de son énergie et de sa largeur 5
1.2 Les systèmes multineutron 6
1.2.1 Dans un environnement extrême 7
1.2.2 Au travers de réactions extrêmes 8
1.2.3 Au sein de noyaux à composition extrême 8
1.2.4 Le point sur le trineutron 10
1.2.5 Le point sur le tétraneutron 12
1.3 Les noyaux sujets de cette étude 14
1.3.1 L'hélium-7 et sa décroissance 3n 15
1.3.2 L'Hydrogène-7 et sa décroissance 4n 18
1.4 L'expérience de cette étude 21
1.5 La théorie 24
1.5.1 Les états excités de l'^{7}He 24
1.5.2 L'état fondamental de l'^{7}H 25
1.5.3 Les systèmes multineutron 26

Bien que la découverte du noyau soit plus que centenaire, la physique nucléaire ne dispose toujours pas d'expression complète et satisfaisante permettant de décrire la force qui lie les nucléons entre eux pour former les noyaux. Afin d'illustrer notre propos, prenons appui sur la figure 1.1 qui représente la carte des noyaux. Ces derniers y sont classés par ordre de protons en fonction des neutrons qui les composent. Les noyaux représentés en noir sont stables et forment, ce que l'on nomme, la vallée de stabilité. Ce sont ces noyaux qui composent pour l'essentiel notre environnement direct.

L'étude de la structure nucléaire à proprement parler a réellement débuté avec la découverte du neutron en 1932 par Chadwick. Le modèle de la goutte liquide vit le

jour peu de temps après : le tout premier modèle permettant de reproduire la masse des noyaux. En parallèle débuta la quête aux nouveaux noyaux, à commencer par ceux de la vallée de stabilité plus simples à manipuler et étudier. Un des meilleurs moyens que l'on ait trouvé pour étudier la structure nucléaire fut l'utilisation de collisions, ce qui amena le développement des faisceaux d'ions.

Petit à petit ont été étudiés des noyaux de plus en plus instables produits à l'aide des conditions extrêmes fournies par les accélérateurs de plus en plus performants. Les années quatre-vingt-dix marquent un tournant majeur avec l'arrivée des faisceaux radioactifs menant à de nouvelles voies d'exploration possibles. Partant de près de 300 noyaux de la vallée de stabilité, nous sommes arrivés à plus de 3000 étudiés.

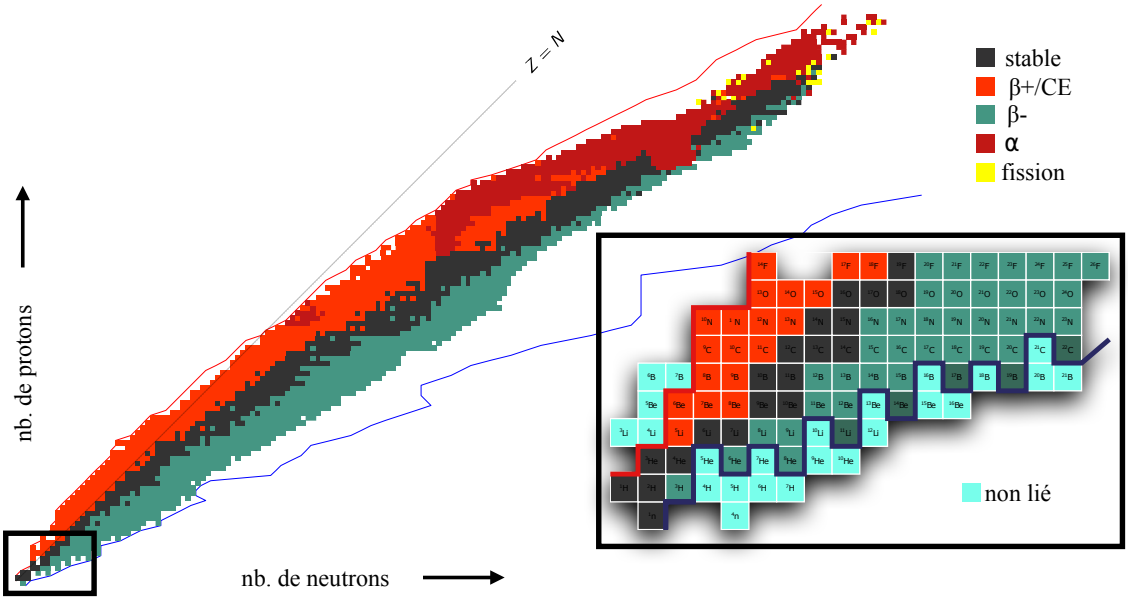


FIGURE 1.1 – Carte des noyaux qui ont déjà été étudiés, rangés selon le nombre de protons en fonction du nombre de neutrons. Les isotopes stables sont en noir, les autres couleurs correspondent aux différents modes de décroissances. Les lignes rouges et bleues marquent les *driplines* proton et neutron. En insert : zoom sur les noyaux légers, sujets de cette étude.

En parallèle, le modèle en couche fit son apparition à la fin des années quarante. Les nucléons deviennent des objets quantiques, et sont rangés dans des orbitales par analogie avec les électrons de l'atome. Cette théorie connut un franc succès pour la description des noyaux stables, avec notamment la reproduction des nombres magiques, une série de nombres de neutrons ou de protons qui procurent une forte stabilité au noyau.

Le développement de la physique des accélérateurs permit d'explorer des noyaux toujours plus éloignés de la stabilité, et de découvrir des propriétés nouvelles et exotiques. Loin de la vallée de stabilité, la mise en exergue de certains phénomènes nouveaux, comme l'évolution des nombres magiques, contraignirent les modèles théoriques à s'adapter.

Un noyau exotique possède soit un excès de neutrons, soit au contraire un déficit par rapport à son isotope stable. Dans ce manuscrit, nous nous intéressons en parti-

culier au noyaux très riches en neutrons, à droite donc de la vallée de stabilité sur la carte.

1.1 Au-delà de la *dripline* neutron

En « déstabilisant » un noyau en lui ajoutant toujours plus de neutrons, nous atteignons une limite virtuelle que nous appelons la *dripline* au-delà de laquelle les nucléons à l'intérieur des noyaux ne sont plus liés. Cette limite (représentée en bleu sur la carte des noyaux figure 1.1) dépend de la nature du noyau et de sa capacité à maintenir un certain nombre de neutrons. Prédire et atteindre cette limite représente un véritable défi théorique et expérimental. Il en va de même pour la limite en nombre de protons que peut contenir un noyau, la *dripline* proton.

À cause de la répulsion coulombienne qui opère entre les protons, il est beaucoup plus difficile de maintenir un noyau avec un déficit de neutrons que le contraire. Ce phénomène explique la forme penchée de la distribution des noyaux : la vallée de stabilité s'éloigne de l'axe $Z = N$. Plus un noyau possède de protons, plus il faudra de neutrons pour compenser la répulsion coulombienne avec des liaisons de force nucléaire. La *dripline* proton est donc beaucoup plus aisée à atteindre contrairement à la *dripline* neutron.

Dans ces conditions, le meilleur moyen d'accéder à la *dripline* neutron est l'étude des noyaux légers très riches en neutrons (voir l'insert sur la figure 1.1). En ajoutant des neutrons à un noyau jusqu'à ce qu'il ne soit plus lié et qu'il décroisse, nous avons découvert l'existence d'un pseudo état présent avant la décroissance. Dans cet état le ou les neutrons à la surface ne sont plus retenus par le cœur du noyau et se retrouvent dans un continuum mais toujours en interaction avec ce dernier. Cela se traduit par un concentration de l'énergie relative entre les particules autour de certaines valeurs.

Un état de résonance se caractérise par une énergie de résonance et un temps de vie τ extrêmement court ($\sim 10^{-22}$ s) qui, de part le principe d'incertitude d'Heisenberg, n'autorise pas le système de prendre une énergie contenue en dehors d'une certaine plage de valeurs continues plus ou moins centrées sur E_{res} que l'on appelle largeur de la résonance Γ :

$$\Gamma \approx \hbar/\tau \tag{1.1}$$

Si l'on veut étudier ces états et confronter nos résultats, nous devons définir les observables à extraire. Afin de mieux comprendre ces états et la forme des spectres que nous allons analyser, nous avons besoin de décrire la section efficace en fonction de son énergie et de sa largeur. Nous introduisons cette relation dans la suite de cette section.

1.1.1 Formalisme pour les résonances

Les états non liés de résonance peuvent être décrits au premier ordre comme la diffusion résonante d'un neutron sur un noyau cœur. En notant que la notion de résonance n'est pas spécifique à la physique nucléaire (ou des particules) on constate que très souvent l'amplitude de ce phénomène est bien décrite par une lorentzienne ou

« fonction de Cauchy ». Si cette dernière est symétrique, on constate expérimentalement que les résonances nucléaires sont, elles, souvent asymétriques. Nous présentons dans cette sous-section l'origine de cette asymétrie, quantifiée par deux paramètres appelés décalage en énergie (ou « shift ») et pénétrabilité (de la barrière du potentiel), ainsi que leur expression. Les équations et formalismes présentés sont extraits de la référence [1] et des références qui y sont citées. L'approche présentée ici est tirée de la théorie de la diffusion où le neutron est représenté par une onde plane qui diffuse partiellement sur un noyau de nombre de masse A (voir figure 1.2).

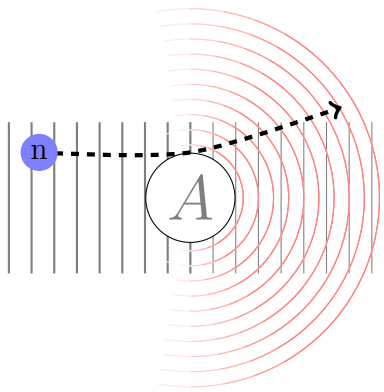


FIGURE 1.2 – Représentation schématique de la réaction de diffusion d'un neutron sur un noyau de nombre massique A.

Du fait du formalisme, nous devons introduire le nombre d'onde calculé à partir de l'énergie E du système fragment plus neutron :

$$\vec{k} = \frac{\mu \vec{v}}{\hbar} \Rightarrow k = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar} \qquad \text{avec} \qquad \mu = \frac{M_A M_n}{M_A + M_n} \approx \frac{A}{A+1}\text{uma} \tag{1.2}$$

μ est la masse réduite caractéristique d'un potentiel central.

Si l'on utilise l'approximation d'un modèle de sphère dure, considérant l'absence de potentiel Coulombien puisque le neutron n'a pas de charge, l'équation de Schrödinger radiale, pour $r > R$ (avec R le rayon du noyau A), s'écrit :

$$\frac{d^2 u_\ell}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{\ell\,(\ell+1)}{r^2}\right] u_l = 0 \tag{1.3}$$

Avec u_l la fonction d'onde radiale et ℓ le moment cinétique. Les solutions de cette équation s'écrivent à partir de J_p et Y_p, les fonctions de Bessel d'ordre p respectivement de première et de deuxième espèce.

Dans ce type d'approche, on écrira également qu'en dehors du noyau la partie radiale de la fonction d'onde est une combinaison linéaire de termes entrant $u_\ell^{(+)}$ et sortant $u_\ell^{(-)}$:

$$u_\ell = \alpha\, u_\ell^{(+)} + \beta\, u_\ell^{(-)} \tag{1.4}$$

Afin de déduire l'expression des coefficients α et β, on considère les conditions aux limites :

- à l'infini : qui doit tendre vers une onde plane.
- à la surface du noyau : où l'on impose la continuité avec la fonction d'onde interne au noyau.

Cette dernière condition fait alors apparaître deux termes réels, le décalage en énergie δ_ℓ et la pénétrabilité s_ℓ. Le premier quantifie la différence entre l'énergie de la résonance et celle observée, la seconde quantifie la probabilité que le neutron passe la barrière centrifuge. Les deux s'écrivent directement à partir des fonctions de Bessel et sont donc calculables.

1.1.2 Expression de la *forme* d'une résonance en fonction de son énergie et de sa largeur

On démontre également [1, 2, 3] que la forme de la section efficace d'une résonance en fonction de l'énergie suit la loi bien connue de Breit et Wigner :

$$\sigma(E) \propto \frac{\Gamma_\ell\,(E)}{(E_0' - E)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_\ell^2\,(E)} \tag{1.5}$$

À ceci près que le terme $E_0' = E_0 - \Delta E$ est l'énergie du pic de la résonance décalée d'un facteur ΔE et que la largeur de ce pic $\Gamma_\ell(E)$ dépend de ℓ mais également de E. Cette dernière dépendance est responsable de la forme asymétrique des résonances observées.

Le formalisme utilisé permet d'exprimer de ces paramètres à partir de δ_ℓ et s_ℓ :

$$\Gamma_\ell = 2s_\ell\gamma^2 \quad \text{et} \quad \Delta E = \gamma^2\delta_\ell \tag{1.6}$$

avec γ la largeur réduite, reliée à la dérivée de la fonction d'onde à la surface du noyau et que nous traiterons ici comme un paramètre. Nous cherchons alors à exprimer la largeur et le décalage en énergie. Ces derniers sont valables quelque soit E, donc en particulier pour E_0 :

$$\Gamma_\ell\,(E_0) = 2s_\ell\,(E_0)\,\gamma^2 = \Gamma_0 \tag{1.7}$$

la largeur réduite γ étant construite pour être constante en énergie nous pouvons donc écrire :

$$\frac{\Gamma_\ell\,(E)}{\Gamma_\ell\,(E_0)} = \frac{\Gamma_\ell\,(E)}{\Gamma_0} = \frac{s_\ell\,(E)}{s_\ell\,(E_0)} \tag{1.8}$$

Enfin, en développant l'expression de la pénétrabilité $s_\ell\,(E)$:

$$\Gamma_\ell\,(E) = \Gamma_0\frac{k}{k_0}\frac{J^2_{\ell+1/2}(k_0R) + Y^2_{\ell+1/2}(k_0R)}{J^2_{\ell+1/2}(kR) + Y^2_{\ell+1/2}(kR)} \tag{1.9}$$

de la même manière pour le décalage en énergie :

$$\Delta E = -\left(s_\ell - B\right)\gamma^2 \tag{1.10}$$

l'équation 1.7 nous permet d'écrire $\gamma^2 = \Gamma_0/(2s_\ell\,(E_0))$ que nous réinjectons :

$$\Delta E = -\Gamma_0\frac{s_\ell\,(E) - B}{2s_\ell\,(E_0)} \tag{1.11}$$

B est une constante que nous choisissons telle qu'à l'énergie de la résonance, le décalage en énergie soit nul, soit $B = \delta_\ell(E_0)$ et donc :

$$\Delta E = -\Gamma_0 \frac{\delta_\ell(E) - \delta_\ell(E_0)}{2s_\ell(E_0)} \tag{1.12}$$

Les formes de ces équations sont donc alors suffisamment simples pour être implémentées dans un calcul numérique. Nous constatons également qu'il ne subsiste plus comme paramètres que la largeur « intrinsèque » Γ_0 et l'énergie E_0 de la résonance.

Notons pour la discussion à la fin de ce mémoire, les expressions des largeurs pour de faibles ℓ :

$$\ell = 0 : \qquad \Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{1/2} \tag{1.13}$$

$$\ell = 1 : \qquad \Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{3/2} \frac{1 + 2\mu E_0 R^2/\hbar^2}{1 + 2\mu E R^2/\hbar^2} \tag{1.14}$$

$$\ell = 2 : \qquad \Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{5/2} \frac{9 + 6\mu E_0 R^2/\hbar^2 + (2\mu E_0 R^2/\hbar^2)^4}{9 + 6\mu E R^2/\hbar^2 + (2\mu E R^2/\hbar^2)^4} \tag{1.15}$$

1.2 Les systèmes multineutron

Les noyaux les plus extrêmes que l'on puisse imaginer sont des noyaux neutres, composés uniquement de neutrons. Le questionnement de leur existence sous la forme de dineutron, trineutron et tétraneutron était très actif dans les années soixante. Une revue des différents résultats jusqu'en 1985 est présentée dans la référence [4].

Depuis les premières expériences jusqu'à aujourd'hui, la recherche de systèmes multineutron a été très inégale. Cette dernière fut rythmée par des observations ponctuelles et encourageantes suivies d'expériences non concluantes aux résultats ambigüs entraînant à chaque fois une baisse d'activité comme l'atteste cette autre revue récente [5]. Cependant, ces vingt dernières années ont bénéficié d'une regain d'intérêt grâce à l'observation par Marqués *et al.* [6] de ce qui pouvait être interprété comme un tétraneutron potentiellement lié en 2002 au GANIL (Caen, France), et plus récemment, l'observation par Kisamori *et al.* [7] d'événements pouvant appartenir à un état résonant très proche du seuil en 2016 à RIKEN (Tokyo, Japon). Les techniques expérimentales ont, depuis, également beaucoup évolué, améliorant grandement la précision sur la mesure de masse manquante mais surtout avec l'apparition des détecteurs de neutrons ouvrant la voie à la masse invariante. Il est important de noter l'avancée considérable réalisée en calculs théoriques suite à ces observations, il y a eu un véritable « avant » et « après » le résultat du GANIL [5].

L'observation de tels systèmes relève d'un grand défi expérimental, tant pour les produire que pour les détecter. L'interaction d'un neutron avec la matière est fondamentalement différente de celle d'une particule chargée ou d'un photon. Là où ces derniers interagissent à 100% avec le cortège électronique d'un milieu, le neutron n'interagit que par collision avec un noyau avec une probabilité très faible. De plus, l'efficacité de détection décroît selon une loi de puissance avec le nombre de neutrons à

mesurer. Il faut également ajouter un filtre qui rejette les signaux en diaphonie, puisqu'un neutron peut interagir à plusieurs endroits dans un détecteur. Ce filtre contribue également à réduire l'efficacité de détection de plusieurs neutrons. Ces contraintes ont longtemps tenu les neutrons hors d'atteinte d'une mesure directe. Les expérimentateurs ont privilégié des méthodes comme la masse manquante, qui ne requiert que la détection d'une seule particule chargée.

Les nombreuses tentatives réalisées pour observer des systèmes multineutron revêtent une riche diversité tant sur le plan de l'instrumentation que sur le choix de l'environnement même où chercher ces systèmes. Nous tenterons dans les sous-sections suivantes de résumer les différentes approches que l'on peut classer en trois axes principaux : chercher des systèmes multineutron dans un environnement extrême ; tenter de les produire directement au travers de réactions extrêmes en terme de section efficace ; sonder ces systèmes en tant que sous-systèmes d'autres noyaux au ratio N/Z extrême.

La liste des expériences qui ont cherché l'existence d'un système multineutron est longue [5], nous nous contenterons donc ici de n'évoquer que les plus significatives (car pionnières et/ou avec des résultats probants et réparties autant que possible dans le temps).

1.2.1 Dans un environnement extrême

Commençons par nous poser la question, s'ils existent : avons-nous déjà produit de tels noyaux sans le savoir ? Un environnement suffisamment extrême pour pouvoir abriter des systèmes multineutron et accessible à l'homme serait par exemple le cœur d'un réacteur à fission.

C'est par là que commencèrent les premières investigations, lorsqu'en 1963 des chercheurs ont tenté d'observer des tétraneutrons auprès d'un réacteur de l'*US Atomic Energy Commission* [8] en y exposant des échantillons d'azote et d'aluminium. Parce qu'ils s'attendaient à un tétraneutron lié, l'observation de réactions $^{14}\mathrm{N}(4n, 2n)^{16}\mathrm{N}$ et $^{27}\mathrm{Al}(4n, t)^{28}\mathrm{Mg}$ aurait apporté la preuve de son existence. Cependant l'expérience ne fut pas concluante, aucune de ces réactions ne put être isolée du fond. On tenta de reproduire l'expérience en 1965 avec en plus un échantillon d'oxygène pour la réaction $^{16}\mathrm{O}(4n, t)^{17}\mathrm{N}$ [9] ce qui apporta une preuve supplémentaire de l'absence de tétraneutron lié. D'autres expériences similaires suivirent, donnant lieu à la fin des années soixante-dix à la première observation interprétée par la présence possible d'hexa- ou octaneutron liés [10]. Dans cette expérience, l'environnement extrême est produit en irradiant un bloc de tungstène à l'aide d'un faisceau de protons à 24 GeV. Un échantillon de zinc a été exposé au bloc, séparé par un écran d'aluminium censé arrêter les particules chargées. Les auteurs ont mis en évidence la présence de $^{72}\mathrm{Zn}$, ne pouvant *a priori* provenir que de réactions du type : $^{64,66,67,68,70}\mathrm{Zn}(^{x}\mathrm{n}, xn)^{72}\mathrm{Zn}$. Cette découverte produisit un fort engouement durant les années qui suivirent pour la recherche de systèmes multineutron. Mais la contradiction de tous les résultats d'expériences similaires qui suivirent mena les auteurs à réinterpréter leur propre étude, en expliquant la présence de $^{72}\mathrm{Zn}$ via le passage, sous-estimé, de tritons au travers de l'écran d'aluminium : $^{70}\mathrm{Zn}(t, p)^{72}\mathrm{Zn}$.

1.2.2 Au travers de réactions extrêmes

Nous venons de le voir, la recherche de noyaux multineutron dans des environnements hautement radioactifs n'a pu apporter, jusqu'ici, aucune preuve de leur existence. Ce qui pourrait, en fin de compte, être imputé à la présence d'un nombre excessif de réactions différentes et non contrôlées rendant l'isolement d'un système multineutron quasiment impossible. De plus cette méthode ne peut fonctionner qu'avec un système lié, mettant de côté l'option d'un état résonant. Concentrons nous à présent sur une autre voie d'exploration, sûrement la plus propre et la plus simple possible conceptuellement parlant, qui consiste à produire directement le noyau multineutron dans une réaction « maîtrisée ».

Deux types de réactions sont alors envisageables, l'échange de charge, où l'on transforme les protons d'un noyau léger en neutrons, et le transfert de nucléons. Dans les deux cas, les sections efficaces sont extrêmement faibles (de l'ordre de la nano- ou picobarn). La réaction de double échange de charge, notée DCX dans la suite, a largement été utilisée entre les années soixante et quatre-vingt. Appliquée aux isotopes de l'hélium, ^{3,4}He$(\pi^-, \pi^+)^{3,4}$n, elle permet d'étudier le trineutron et tétraneutron par masse manquante en mesurant l'impulsion du pion émis. Durant trente ans, aucune de ces expériences n'a pu observer de signe de présence de trineutron ou de tétraneutron. Les seuls pics observés dans les spectres de π^+ étaient soit dus à l'interaction dans l'état final (FSI) des neutrons entre eux [11, 12, 13], soit à un fond environnant [14]. Cependant, cette méthode qui semblait avoir été délaissée à la fin des années quatre-vingt dix a récemment connu un regain d'intérêt lorsque Kisamori *et al.* publièrent en 2016 un potentiel tétraneutron résonant peuplé par réaction ^{4}He(^{8}He, ^{8}Be)$4n$ [7]. Ils ont donc couplé l'ancienne méthode de DCX avec le développement récent des faisceaux exotiques ; nous regarderons un peu plus en détail ce résultat dans la sous-section suivante.

On peut également produire directement un sytème multineutron en retirant les protons d'un noyau léger. Ce type de réaction a également été utilisé en parallèle jusqu'à la fin des années quatre-vingt dix. De nombreuses expériences ont été menées, toutes avec une mesure par masse manquante, parmi elles : ^{3}H$(n,p)^3$n [15, 16] ; ^{3}H(t, ^{3}He)^{3}n [17] ; ^{7}Li(^{7}Li, ^{10}C)^{4}n [18] ; ^{2}H(^{14}C, ^{13}N)^{3}n [19]. La conclusion rejoint celle de la DCX : l'absence de signaux positifs suffisamment clairs, avec notamment beaucoup d'impuretés issues des cibles, contraignit la communauté à délaisser cette méthode. Le seul résultat notable aura été d'établir des limites supérieures aux sections efficaces de production de ces systèmes avec de telles réactions.

1.2.3 Au sein de noyaux à composition extrême

L'arrivée des faisceaux radioactifs très exotiques a ouvert la voie pour une nouvelle approche : la recherche de systèmes multineutron au sein même de noyaux très riches en neutrons. De la même manière qu'un noyau d'hélium est préformé au sein d'un système plus lourd qui décroît par radioactivité α, un tétraneutron ou un trineutron pourrait être présent sous la forme d'un sous-système de noyaux avec un N/Z extrême comme le ^{14}Be, l'^{7,8}He, l'^{7}H *etc.*

Cette idée fut alimentée par plusieurs résultats et systématiques observés dans la région des noyaux légers riches en neutrons qui attirèrent l'attention. La figure 1.3, à

gauche, présente l'évolution de l'énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de protons Z avec le nombre de neutrons $N = 4$. En partant du ^{8}Be, si l'on enlève des protons, on augmente l'antisymétrie N/Z et l'énergie de liaison diminue modulo l'effet d'appariement qui favorise les cas avec Z pair. Sur ce graphe, la transition de l'^{5}H au ^{4}n devrait donc bénéficier de l'appariement et la pente devrait être moins forte que pour le passage de l'^{6}He vers l'^{5}H. Suivant cette idée, on peut imaginer un trétraneutron proche du seuil dans la zone bleue, c'est-à-dire faiblement non lié.

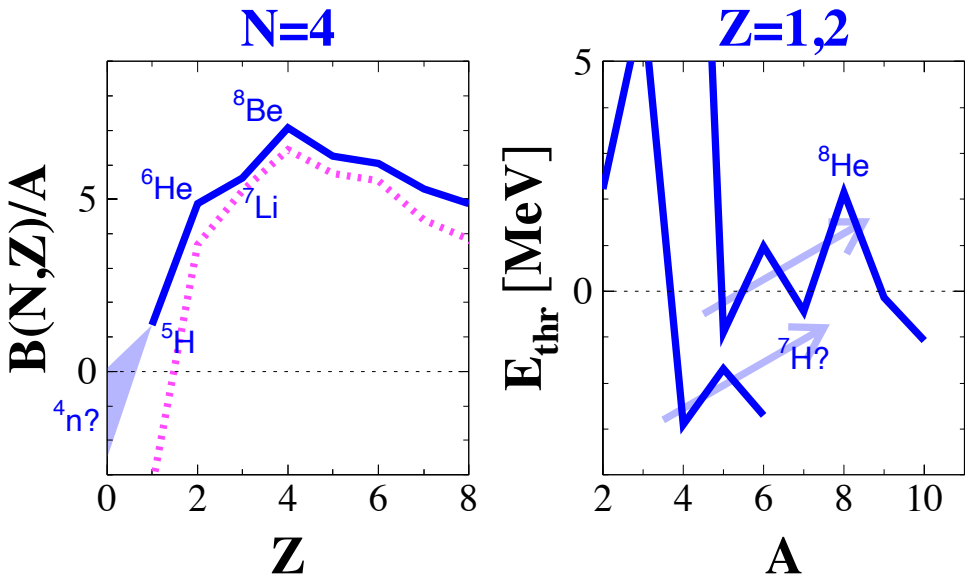


FIGURE 1.3 – À gauche, évolution de l'énergie de liaison par nucléon pour différents isotones légers $N = 4$. La ligne bleue suit les mesures expérimentales, la ligne en pointillés suit les résultats obtenus à l'aide du modèle de la goutte liquide et la zone ombrée l'emplacement possible de l'isotone suivant, le tétraneutron. À droite, évolution du seuil en énergie d'émission de particule en fonction du nombre de masse pour l'hydrogène et l'hélium. Les flèches représentent la tendance observée dans le cas de l'hélium, et la tendance hypothétique dans le cas de l'hydrogène. Cette figure est reproduite de la référence [20].

Il est important de noter ici que l'^{5}H possède une énergie de liaison positive, mais il est en réalité non lié par rapport à l'émission $t + 2n$. La forte énergie de liaison du triton ($\sim$ 7,7 MeV) prend le dessus sur l'état ^{5}H dont l'énergie de liaison est d'environ 6 MeV. Dans le cas du ^{4}n, aucun sous-système lié n'est *a priori* possible, donc même avec une infime énergie de liaison, un tétraneutron serait lié. Le graphe de droite, présente ce que l'on appelle communément l'anomalie de l'hélium : un fait expérimental surprenant : le gain de stabilité lorsqu'on ajoute deux neutrons à l'^{5}He et l'^{6}He. En particulier, notons que l'ajout de quatre neutrons à un ^{4}He, donne un état d'^{8}He plus stable que si nous en ajoutions deux pour obtenir un ^{6}He. La même anomalie semble s'opérer sur la chaîne isotopique de l'hydrogène, avec un ^{6}H légèrement moins non lié que l'^{4}H. L'^{7}H pourrait donc être un bon candidat en tant que contenant d'un sous-système multineutron. La recherche de systèmes multineutron au sein de noyaux extrêmes sera l'approche de l'étude détaillée dans ce manuscrit.

1.2.4 Le point sur le trineutron

En 1980, Miller et al. [21] publièrent l'un des résultats, encore aujourd'hui, parmi les plus probants et avec une haute statistique sur l'absence de trineutron résonant ou lié. Ils ont produit un $3n$ par réaction SCX $^3\mathrm{H}(\pi^-, \gamma)3n$ et ont mesuré l'énergie du gamma. L'expérience s'est déroulée au LAMPF (États-Unis), un faisceau de pions a été envoyé sur une cible de tritium liquide à 200 MeV/c, le dispositif est présenté sur la figure 1.4. Sur le schéma, on voit l'écran de plomb qui ne laisse sortir qu'une partie des gammas, à travers un collimateur, dont environ 2 % sont convertis en paires e^-e^+ dans une feuille d'or pour pouvoir être détectés. Les particules chargées sont déviées par un aimant et traversent une chambre multifilaire (MWPC) qui mesure leur trajectoire. L'énergie des gammas est ensuite estimée, à l'aide d'une simulation, à partir des trajectoires mesurées.

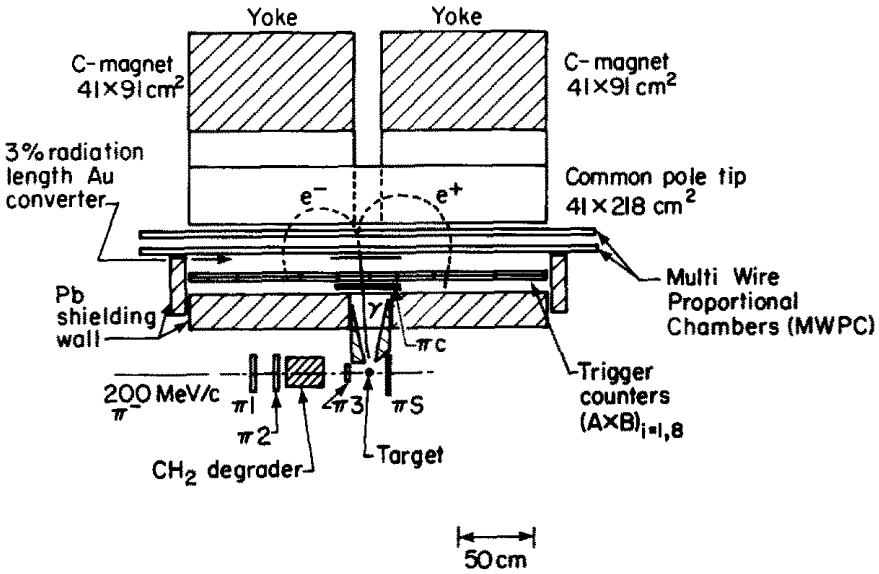


FIGURE 1.4 – Représentation schématique de l'expérience $^3\mathrm{H}(\pi^-, \gamma)3n$ réalisée par Miller *et al.* en 1980. Figure reproduite de la référence [21].

Le spectre en énergie des gammas obtenu est présenté sur la figure 1.5. Cette distribution est remarquablement bien reproduite par un modèle d'espace des phases. En réalité les auteurs concluent bien là à une limite supérieure, certes très faible, sur la section efficace de production de trineutron et non à son inexistence. En effet, l'absence de preuve ne pouvant être la preuve de l'absence : nous pouvions encore à ce stade questionner l'implication du mécanisme de réaction sur le (non) peuplement de résonance ou d'état trineutron lié. C'est pour cette raison qu'un résultat aussi précis et « fort » que celui de Miller *et al.* ne découragea pas les expérimentateurs pour autant, qui continuèrent de chercher le trineutron.

Entre autres expériences rapportant l'absence de signal positif pour un trineutron, une autre expérience à haute statistique est publiée en 1995 par Bohlen *et al.* [22]. Ils ont tenté de produire le $3n$ par un double transfert de nucléons $^{14}\mathrm{C}(^2\mathrm{H}, ^{13}\mathrm{N})3n$ avec un faisceau de $^{14}\mathrm{C}$ à 330 MeV sur une cible de CD_2 au HMI (Hahn Meitner Institute) à Berlin. Dans cette réaction un proton de la cible change de place avec deux neutrons, ce que les auteurs qualifient de « *knight's move reaction* ». Seules la

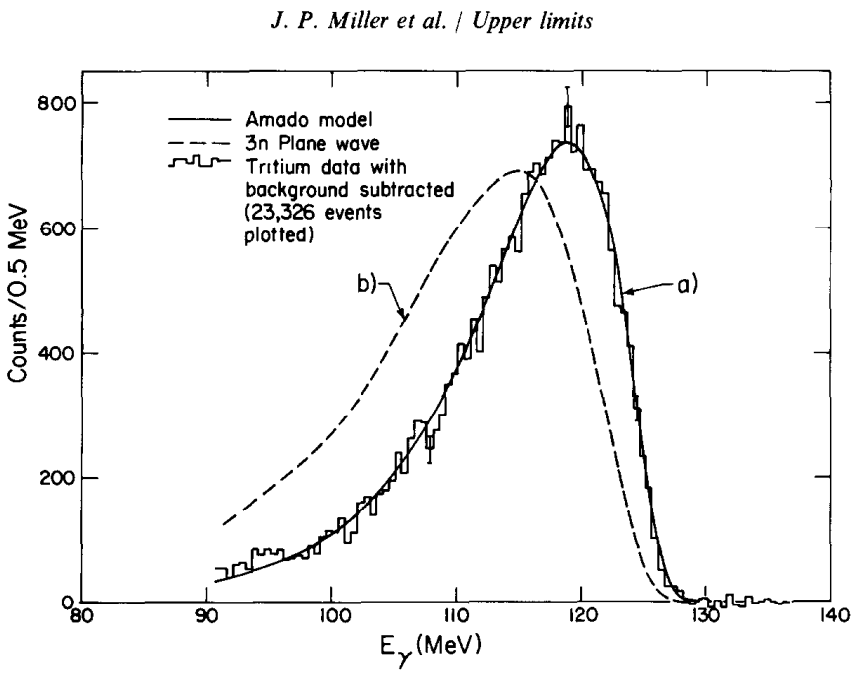


FIGURE 1.5 – Spectre en énergie des gammas issus de la réaction $^3\mathrm{H}(\pi^-,\gamma)3n$. Figure reproduite de la référence [21].

direction et l'énergie de l'^{13}N ont été mesurées pour reconstruire la masse manquante du $3n$. Pour quantifier le fond issu du carbone du CD_2, une deuxième mesure a été faite avec une cible de carbone pure.

La figure 1.6, présente le spectre en énergie d'excitation du $3n$ par masse manquante obtenue. La distribution est alors parfaitement bien reproduite en convoluant simplement la contribution de deux autres réactions présentes : la réaction de transfert d'un proton sur le ^{12}C (^{12}C(^{14}C, ^{13}N)^{13}B) et le transfert d'un proton du ^{2}H vers le ^{14}C (^{2}H(^{14}C, ^{15}N*)$1n$), cette deuxième réaction peuplant un état de résonance ^{15}N* qui décroît en $^{13}\mathrm{N} + 2n$. Cette expérience, malgré la haute statistique ne rapporte aucune formation de système $3n$, aucune « *knight's move reaction* » n'ayant eu lieu. Contrairement à l'expérience de Miller *et al.*, ici c'est l'absence d'une réaction, la « *knight's move reaction* », qui laisse sous-entendre l'absence de trineutron.

En conclusion sur le trineutron, aucune expérience n'a rapporté de signaux positifs, et ce malgré la grande diversité de réactions étudiées. Nous venons de voir que certaines de ces expériences, qui bénéficient d'une grande statistique et d'une très bonne maîtrise du bruit de fond, sont catégoriques quant à l'absence de trineutron dans la voie considérée. Le message qui ressort de ces décennies de recherche expérimentale est clair : nous devons considérer l'existence du trineutron comme hautement improbable.

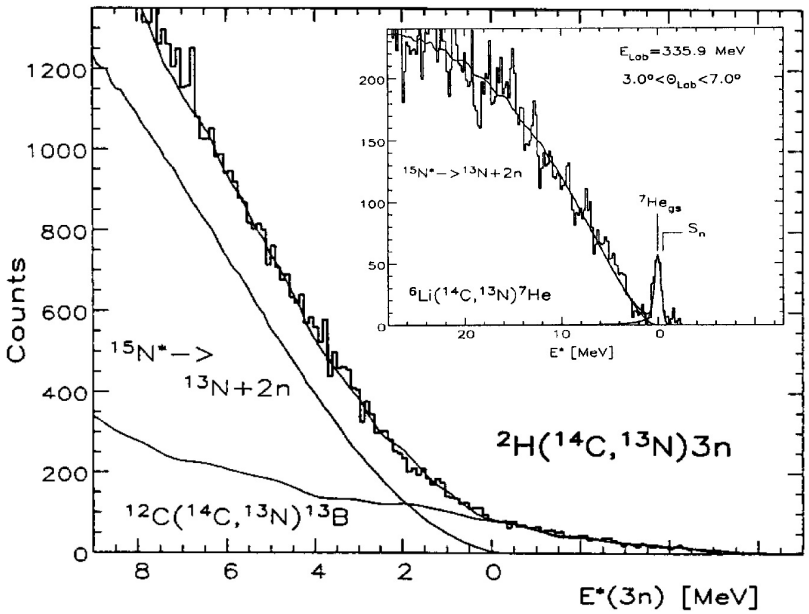


FIGURE 1.6 – Spectre en énergie d'excitation $3n$ mesurée par masse manque sur la réaction ^{14}C(^{2}H, $3n$)^{13}N. Figure reproduite de la référence [22], adaptée de [6].

1.2.5 Le point sur le tétraneutron

Nous venons de décrire les résultats pour le $3n$, mais former un système à quatre neutrons est une entreprise plus complexe que de simplement ajouter un neutron. Les sections efficaces chutent, par exemple dans un transfert de nucléons la section efficace diminue de 20 à 50 % par nucléon transféré. Autre exemple, une expérience comme celle de Miller *et al.* ^{3}H(π^-, γ)$3n$ n'est pas envisageable pour former un tétraneutron car l'^{4}H est non lié. Il en découle des résultats davantage mitigés et plus faibles en statistique. Intéressons-nous à présent aux deux principales expériences publiées.

Le premier résultat historique de signaux candidats au tetraneutron provient du GANIL (France) et fut publié par Marqués *et al.* [5]. L'approche est alors nouvelle et consistait à produire un tétraneutron au sein même d'un faisceau, ce qui ne fut possible qu'avec l'arrivée des nouveaux faisceaux exotiques. En envoyant un faisceau de ^{14}Be sur une cible de carbone Marqués *et al.* ont etudié la brisure du ^{14}Be en ^{10}Be $+ 4n$. Ils ont tenté pour la première fois de détecter directement le $4n$, à l'aide d'une méthode basée sur l'observation de l'énergie de recul d'un proton dans un scintillateur. L'énergie E_p du proton de recul dépend de l'énergie par nucléon E_n du noyau incident, qui a été mesurée ici grâce au temps de vol. On peut ainsi écrire que $(E_p/E_n) < 4A^2/(A+1)^2$. En particulier pour un seul neutron $(E_p/E_n) < 1$. Dans les conditions de l'expérience, avec un faisceau de ^{14}N à 35 MeV/nucléon, des événements avec (E_p/E_n) compris entre 1,5 et 2,5 ne peuvent s'expliquer que par l'incidence d'un tétraneutron lié.

La figure 1.7 présente l'identification des noyaux incidents en sortie de réaction dans les scintillateurs, dont nous venons de décrire la méthode. Un certain nombre d'isotopes ont été identifiés ^{10,12,14}Be, Li, He et H. Six événements sont alors détectés, en coïncidence avec le ^{10}Be, à l'endroit précis où nous nous attendions à voir des tétraneutrons. Il est important de noter l'absence totale de bruit de fond tout autour, d'autant plus remarquable au niveau du ^{12}Be issu de la voie de réaction la plus abon-

dante. Les auteurs conclurent donc à la présence de tétraneutrons liés comme scénario le plus probable à l'interprétation de leur observation. Au vu de la contradiction avec d'autres résultats (absence de signaux) et les calculs théoriques (absence formelle de tétraneutron lié), les auteurs proposèrent une seconde interprétation trois années plus tard [23] rendant compatibles leurs événements avec la présence d'un tétraneutron non lié proche du seuil à $E < 2$ MeV.

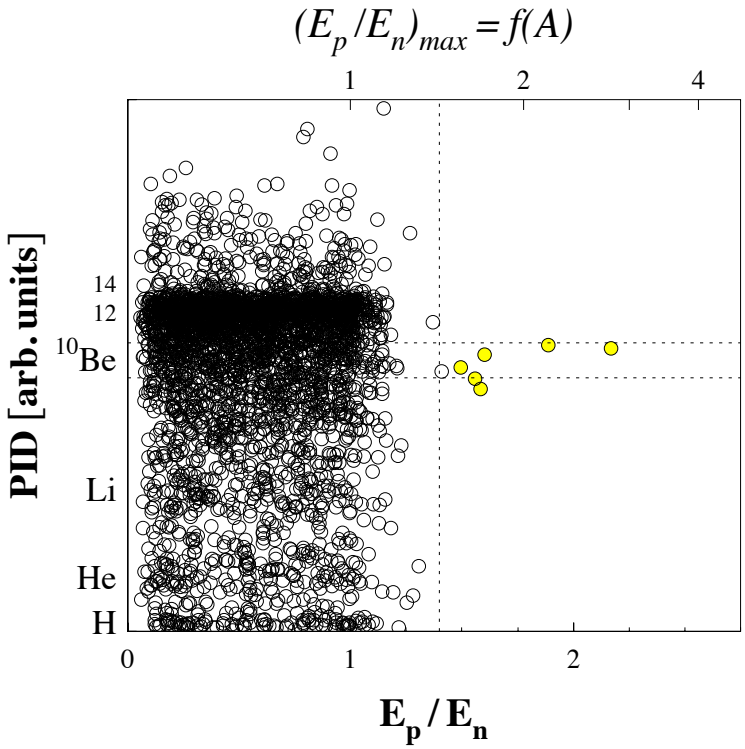


FIGURE 1.7 – Rapport entre l'énergie de recul d'un proton dans les scintillateurs et l'énergie incidente E_p/E_n mesurée, en fonction de la particule chargée identifiée en coïncidence pour des réactions (^{14}Be, $X + n$). L'axe du haut représente la limite maximale E_p/E_n pour un système multineutron en fonction de son nombre de masse A. Les événements en jaunes sont les candidats à la formation de trétraneutrons. Figure reproduite de la référence [5], adaptée de [6].

Il fallut attendre plus de dix ans avant la publication d'un nouveau résultat aussi remarquable. En 2016, Kisamori *et al.* [7] ont produit des $4n$ par réaction de DCX ^{4}He(^{8}He, ^{8}Be)^{4}n à partir d'un faisceau d'^{8}He à 186 MeV/nucléon, formé à partir du séparateur en vol BigRIPS à RIKEN (Japon), sur une cible d'^{4}He liquide. Cette réaction a été pensée pour favoriser la formation d'un système quasiment au repos, offrant la possibilité notamment de peupler des états très faiblement liés. En effet, la forte valeur du Q de la réaction, compense l'énergie de liaison de l'^{4}He, qui sera transférée à l'^{8}He. Le ^{8}Be décroît presque instantanément en deux α qui ont été mesurés en angle et en énergie à l'aide du spectromètre SHARAQ pour reconstruire la masse manquante du $4n$ avec une résolution de 1 MeV. Le résultat est présenté sur la figure 1.8. Les auteurs y ont représenté le bruit de fond (faible) estimé à partir de la faible probabilité d'empilement d'ions ^{8}He dans le faisceau. Les quatre événements proches du seuil ont été interprétés par la possible présence d'une résonance tétraneutron à

$E = 0{,}8 \pm 1{,}3$ MeV et $\Gamma < 2{,}6$ MeV. Il convient de noter encore une fois la très nette absence de bruit de fond, ces quatre événements apparaissent à l'endroit exact où l'on pouvait attendre un tétraneutron.

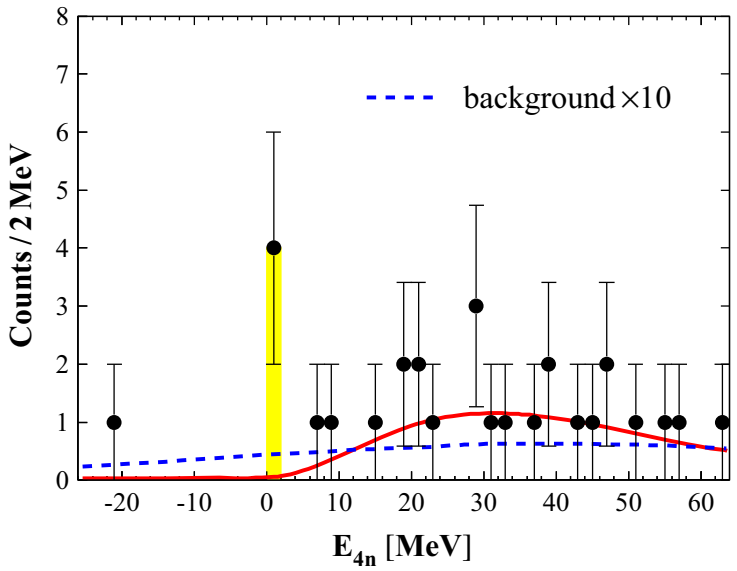


FIGURE 1.8 – Spectre en énergie du $4n$ reconstruit par masse manquante à partir de la réaction DCX ^{4}He(^{8}He, ^{8}Be)^{4}n par Kisamori *et al.*. Figure reproduite de la référence [5], adaptée de [7]

.

En conclusion, de nombreuses expériences ont été menées sur la recherche de tétraneutrons liés ou non liés, mais contrairement au trineutron, les résultats ne sont pas catégoriques. Pour beaucoup, l'absence de trétraneutron dans les données pouvait être expliquée par un manque de résolution et de statistique. Alors que l'intérêt pour la recherche de ce noyau s'amenuisait notamment du fait de limites techniques, une expérience originale présenta pour la première fois un résultat positif en exploitant un nouveau type de faisceaux radioactifs. Ce résultat relança l'intérêt à la fois théorique et expérimental pour le tétraneutron. Un intérêt qui sera définitivement admis avec l'arrivée d'un deuxième résultat compatible, issu d'une réaction différente. Ces deux expériences, de Marqués *et al.* et Kisamori *et al.*, n'ont qu'une faible statistique, mais elles présentent l'avantage d'être précises et quasi exemptées de tout bruit de fond. Dans ces conditions, observer des événements décorrélés simulant la présence d'un tétraneutron serait hautement improbable.

1.3 Les noyaux sujets de cette étude

Comme nous l'avons expliqué, nous allons chercher des systèmes multineutrons dans des noyaux très exotiques. Pour le trineutron, un candidat unique et prometteur à l'émission directe de $3n$ est un état excité de l'^{7}He, encore peu connu. Pour le tétraneutron, le meilleur candidat à l'émission directe $4n$ est l'^{7}H, dans son état fondamental ou excité, également très peu connu. Dans les deux cas, il s'agirait d'une

émission spontanée (depuis des états non liés), ce qui réduirait significativement les biais introduits par les réactions.

Utiliser un faisceau d'^{8}He à haute énergie sur une cible de protons pour étudier l'^{7}H par réaction de *knockout* $^8\mathrm{He}(p, 2p)^7\mathrm{H}$ nous offre, par la même occasion, la possibilité d'explorer la voie de réaction $^8\mathrm{He}(p, pn)^7\mathrm{He}$. D'une même expérience nous pourrions avoir accès à la fois au trineutron et au tétraneutron.

1.3.1 L'hélium-7 et sa décroissance 3n

L'^{7}He possède trois neutrons de plus que son isotope stable le plus proche, l'^{4}He. Son existence sous une forme liée a longtemps été questionnée, mais une expérience de 1967 [24, 25] observa pour la première fois l'état fondamental de l'^{7}He, non lié par rapport à l'émission d'un neutron, au travers d'une réaction d'échange de charge $^7\mathrm{Li}(n, p)^7\mathrm{He}$. Cet état est alors identifié avec un spin-parité $3/2^+$ à une énergie relative de $0{,}42 \pm 0{,}06$ MeV avec une largeur de $\Gamma = 0{,}17 \pm 0{,}04$ MeV.

L'état fondamental de l'^{7}He a depuis largement été étudié et décrit au travers de nombreuses expériences répertoriées pour la période antérieure à 2002 dans la référence [26]. Aujourd'hui cet état sert de banc de test dans les nouvelles expériences, y comprise celle décrite dans ce manuscrit. Cependant, certaines observations ont également pointé la présence d'états excités, dont un semble faire consensus, un état $5/2^-$ autour de 3 MeV au delà du seuil d'émission $^6\mathrm{He} + n$ [19, 27, 28, 29]. Cet état présente la particularité de décroitre majoritairement par émission d'^{4}He, et donc de trois neutrons (qui n'ont jamais été détectés). Ces résultats ont par la suite motivé une recherche active d'états excités de l'^{7}He, notamment proches de 1 MeV au dessus du seuil d'émission 1n, comme l'atteste le bilan plus récent de 2013 des expériences et calculs théoriques menés et présentés dans la référence [30]. La potentielle présence d'un état proche de 1 MeV concentra en particulier l'attention.

L'observation de ce dernier fut proposée pour la première fois par réaction de *knockout* d'un proton d'^{8}He à 227 MeV/nucléon sur une cible de carbone à GSI (Darmstadt, Allemagne) en étudiant la masse invariante du système $^6\mathrm{He} + n$ [31, 32]. Seulement une expérience réalisée plus tard dans les mêmes conditions en 2009, en changeant la cible de carbone avec une cible de dihydrogène liquide pure, rapporte l'absence claire d'états excités à basse énergie [33]. Les auteurs imputent l'observation précédente, en désaccord avec la leur, à l'utilisation d'une cible complexe de carbone. La présence de deux effets, la multidiffusion dans la cible et la brisure des noyaux de carbone, pourraient être à l'origine d'un élargissement du spectre en énergie relative, interprété à tort comme un état excité. D'autres expériences, par réaction de transfert d'un nucléon (p, d) [27, 28] et $(d, {}^3\mathrm{He})$ [34, 35] apportèrent de nombreuses observations, complémentaires en terme de méthode, mais contradictoires entre elles sur la présence et position d'états excités.

L'^{7}He possède donc un état fondamental non lié très bien défini, mais la position des états excités, dont l'existence est prévue par la plupart des calculs théoriques [26], reste très ambigüe. Les réponses diffèrent d'une méthode expérimentale à une autre, suivant le type de cible, de réaction et de détection employé. Par exemple, l'utilisation d'une cible pure d'hydrogène couplée à une mesure de la masse invariante $^6\mathrm{He} + n$ ne rapporte aucun état d'excitation. Mais les expériences avec des réactions

de transfert et une cible de carbone, couplée à une mesure par masse manquante, observent plusieurs structures, parfois trop larges pour être clairement identifiées. Parmi elles, un état proche de 1 MeV ne fait pas consensus contrairement au $5/2^-$.

Concentrons nous à présent sur une expérience significative, menée auprès de l'accélérateur du RIKEN (Japon) par Korsheninnikov *et al.* [27]. L'^{7}He a été produit par réaction de transfert (p, d) à partir d'un faisceau d'^{8}He à 50 MeV/nucléon sur une cible de CD_2. L'énergie d'excitation de l'^{7}He a été reconstruite par masse manquante en mesurant l'angle et l'énergie du deuton avec un détecteur à bandes de silicium (voir figure 1.9). Les neutrons issus de la décroissance ont été détectés par un mur de barres de plastique scintillant, tandis que les fragments chargés ont été déviés par un aimant vers une chambre à dérive couplée à un hodoscope (composé lattes fine de plastique scintillant) afin d'être identifiés via la méthode $B\rho$-ΔE-ToF. Cette deuxième partie de détection sert uniquement à coupler la mesure des deutons avec une coïncidence ^{4,6}He $+ xn$. La résolution sur l'impulsion des neutrons (granularité des barres, résolution en temps *etc.*) et des fragments ^{6}He n'était alors pas suffisante pour envisager la reconstruction de l'^{7}He directement par masse invariante. De plus, l'efficacité relativement faible du mur détecteur de neutrons, due à une faible épaisseur et à des neutrons trop dispersés (faisceau de faible énergie), exclut toute mesure de trois neutrons en coïncidence.

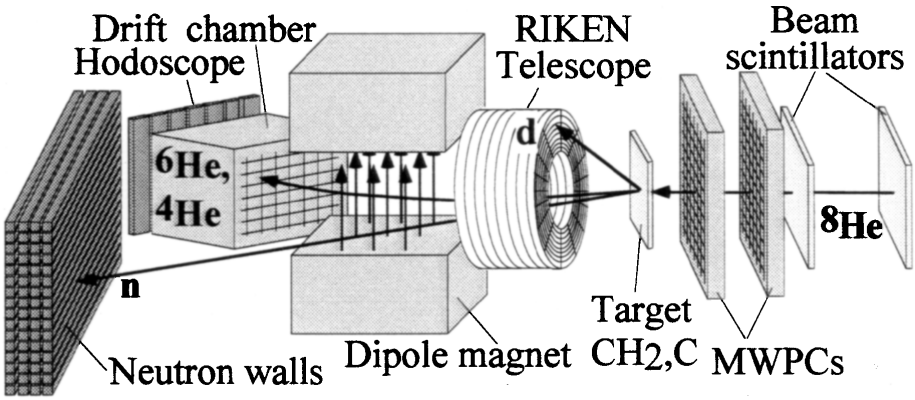


FIGURE 1.9 – Représentation schématique du dispositif expérimental de l'expérience de Korsheninnikov *et al.* pour la mesure par masse manquante de la réaction ^{8}He$(p, d)^7$He. Figure reproduite de la référence [27].

La figure 1.10 présente les spectres en énergie relative de l'^{7}He par rapport au seuil d'émission ^{6}He+n obtenus par masse manquante. Le spectre total (a) avec la simple coïncidence $d + n$ laisse apparaître très clairement l'état fondamental de l'^{7}He proche de 0 MeV et une légère bosse entre 0 et 5 MeV. En ajoutant la coïncidence ^{4}He ou ^{6}He, spectre (b), la légère bosse se confirme. Si l'on restreint à $d + n +$ ^{6}He, la bosse disparaît, seul l'état fondamental demeure. Enfin, si l'on restreint à $d + n +$ ^{4}He, la bosse devient alors le pic très net d'un état excité entre 0 et 5 MeV.

Les auteurs ont clairement identifié un premier état excité à $3{,}3 \pm 0{,}3$ MeV au-delà du seuil d'émission ^{6}H $+ n$ avec une largeur de $2{,}2 \pm 0{,}3$ MeV. Cet état apparaît très

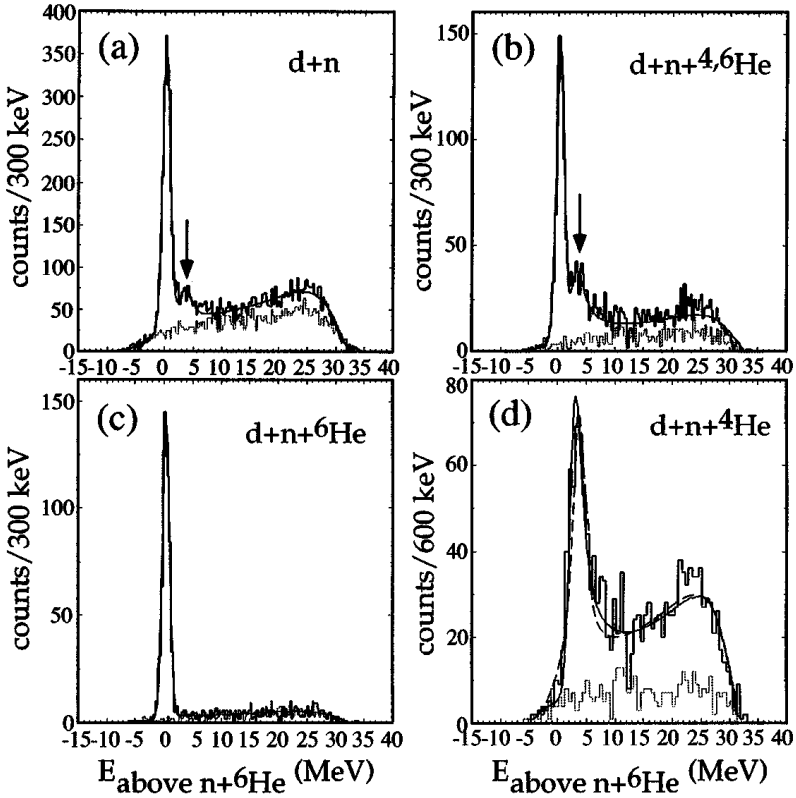


FIGURE 1.10 – Spectres en énergie relative ^{7}He de l'expérience [27] obtenus par mesure de la masse manquante via la réaction de transfert ^{8}He$(p,d)^7$He. Ces spectres sont présentés selon différentes combinaisons des particules (neutrons et ^{4,6}He) détectées en coïncidence avec le deuton. L'histogramme en pointillé représente la contribution des éléments autres que les protons présents dans la cible et l'environnement, mesurée à l'aide d'une cible de carbone pure et d'une cible vide.

clairement lorsque l'on sélectionne l'^{4}He en coïncidence. Son absence dans la voie ^{6}He démontre que cet état décroît majoritairement en ^{4}He+3n. Cet état est interprété comme le couplage entre l'état résonant ^{6}He$^\star(2^+)$ à un neutron sur l'orbitale $p_{1/2}$ avec un spin-parité de $5/2^-$. En revanche, aucun autre état excité n'apparaît dans ces résultats. Une expérience très similaire, avec la même réaction et le même type de détection, a été réalisée auprès de l'accélérateur SPIRAL du GANIL (France) en 2006 [28], qui confirme la présence de l'état $5/2^-$ avec une décroissance ^{4}He+3n. Cette étude laisse cependant apparaître une bosse supplémentaire dans la voie $^6\mathrm{He} + n$ pouvant être interprétée comme une premier état excité à 0,9 MeV, mais la faible statistique ne permet pas de conclure sur son existence.

En conclusion, l'^{7}He a suscité beaucoup d'activité autour de la recherche d'états excités depuis la découverte de son état fondamental en 1967. Les calculs théoriques s'accordent sur la prédiction d'une séquence de trois états excités dans l'ordre : $J^\pi = 1/2^-$; $5/2^-$; $3/2^-$ (voir section 1.5.1). Cet ordre est compatible avec la plupart des résultats expérimentaux, mais les preuves sont ambiguës et parfois contradictoires dans la grande majorité des cas, seul l'état $5/2^-$ proche de 3 MeV semble faire consensus. Cet état au dessus du seuil d'émission de trois neutrons, devrait décroître séquentielle-

ment en passant par l'^{6}He*(2+). Puisqu'aucune expérience n'a jusqu'à présent jamais mesuré les trois neutrons, le mécanisme de décroissance reste inconnu à ce jour. Des expériences complémentaires sont nécessaires pour lever le voile sur les autres états excités, en particulier sur l'existence d'un état en dessous de 1 MeV. Le schéma de la figure 1.11 représente les différents états de l'^{7}He qui ressortent de ces études avec les voies de décroissances possibles.

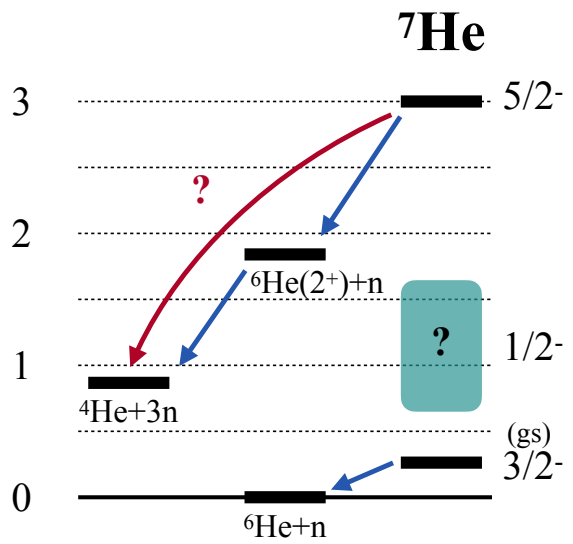


Figure 1.11 – Schéma de décroissance de l'^{7}He, les énergies, présentées en MeV, sont relatives au seuil d'émission $^6\mathrm{He} + n$.

1.3.2 L'Hydrogène-7 et sa décroissance 4n

L'hydrogène-7 et ses six neutrons pour un proton est le noyau le plus exotique avec le ratio de neutron sur proton le plus important que les chercheurs aient étudié en laboratoire. Déterminer son existence, tant sur le plan expérimental que théorique, relève d'un véritable défi. Son existence pourrait également trouver sa place au sein d'un étoile à neutrons [36]. Mais aucune expérience n'a pu à ce jour apporter de preuves non ambigües sur la position de son état fondamental.

Il est intéressant de noter que ces isotopes plus légers ont déjà fait l'objet d'expériences et de résultats consensuels. Les ^{4,5,6}H ont tous un état fondamental résonant non lié par rapport à l'émission $t+xn$. La figure 1.12 schématise les différents niveaux d'énergie avec la zone bleue correspondante aux niveaux ^{7}H proposés par plusieurs expériences. Un état fondamental de l'^{7}H proche du seuil, serait ainsi moins non lié que ses isotopes plus légers, grâce à l'appariement de ses neutrons, et pourrait décroître directement en $t+4n$. Il s'agirait donc d'une décroissance très exotique qui n'a jamais été observée jusqu'à maintenant. L'^{28}O, un noyau longuement recherché pour sa double magicité potentielle (8 protons et 20 neutrons), était considéré comme un candidat à cette décroissance 4n, mais l'état fondamental de l'^{26}O a été confirmé très étroit et à seulement 18 keV du seuil [37]. L'émission directe de 4n est donc compromise, avec un espace des phases à cinq corps presque bloqué par cet état intermédiaire.

La première expérience publiée sur l'^{7}H est celle de Korsheninnikov *et al.* [38] en 2003. Ils ont cherché l'^{7}H dans la réaction de *knockout* $^8\mathrm{He}(p,2p)^7\mathrm{H}$ avec un faisceau ^{8}He à 61 MeV/nucléon produit à RIKEN (Japon) avec le séparateur en vol RIPS.

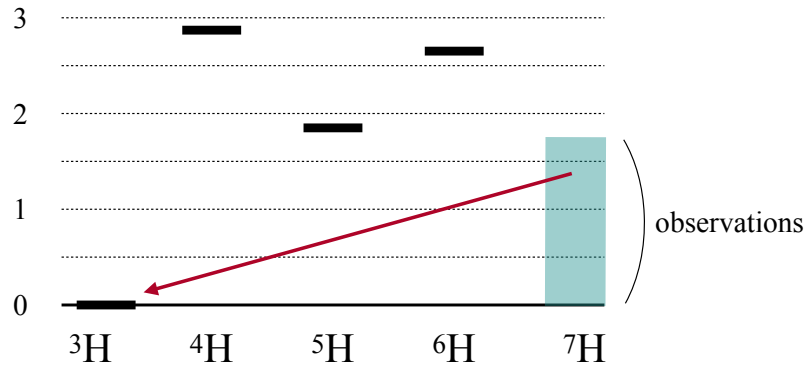


Figure 1.12 – Schéma des niveaux d'énergie de la chaîne isotopique des hydrogènes riches en neutrons. Les énergies sont relatives au seuil d'émission $t + xn$ en MeV.

Cette expérience est très similaire à celle réalisée quelques années plus tôt par le même auteur pour l'^{7}He, présentée à la sous-section précédente. Le dispositif y est sensiblement le même (voir figure 1.9) à la différence près, la cible n'est plus du CD_2 mais une cible d'hydrogène cryogénique pure. Seule la masse manquante de l'^{7}H a été calculée avec une résolution de 1,9 MeV (FWHM), en mesurant l'angle et l'énergie des deux protons en sortie de réaction couplés à la mesure du faisceau. Sur leur spectre en énergie relative du ^{7}H par rapport au seuil d'émission $t + 4n$, on note la présence d'une forte montée proche du seuil. Devant l'impossibilité de reproduire cette montée à l'aide d'une émission $t + 4n$ non résonante, les auteurs proposent la présence d'un état ^{7}H non lié.

Suivirent d'autres expériences dont les résultats ne contredisent pas la présence d'un état ^{7}H non lié proche du seuil. Parmi elles, celle de Caamaño *et al.* [39] réalisée auprès de l'accélérateur SPIRAL au GANIL (France). L'^{7}H a été étudié par réaction de transfert d'un proton depuis un faisceau d'^{8}He à 15,4 MeV/nucléon sur un ^{14}C de la cible active MAYA remplie avec du gaz C_4H_{10}. Cette dernière est à la fois une cible et une chambre à projection temporelle permettant de mesurer la trajectoire des particules chargées lourdes de la réaction. L'énergie du ^{13}N a été mesurée grâce à la longueur de sa diffusion dans le gaz avant d'être stoppé. Les tritons sont identifiés pour la coïncidence par un détecteur CsI. On observe alors sept événements proches du seuil d'émission $t + 4n$ que les auteurs proposent d'attribuer à l'état fondamental de l'^{7}H, qui serait alors identifié à une énergie de $0.57^{+0.42}_{-0.21}$ MeV et avec une largeur de $0.09^{+0.94}_{-0.06}$ MeV.

En 2010, Nikolskii *et al.*, utilisant le même dispositif que l'expérience [27] (voir figure 1.9), ont étudié l'^{7}H par réaction de transfert ^{8}He$(d, {}^3$He$)^7$H à 42 MeV/nucléon. Le spectre obtenu par masse manquante en mesurant l'angle et l'énergie de l'^{3}He avec le triton et les neutrons en coïncidence est présenté sur la figure 1.13.

Comme pour l'expérience de Korsheninnikov *et al.*, une forte montée du spectre semble rendre difficile toute comparaison avec une émission non-résonante à trois ($t+^2n+^2n$) et deux corps (t+4n), représentées par les courbes 1 et 2. Les auteurs proposent donc d'expliquer ce surplus de coups autour de 2 MeV par la présence d'un état résonant de l'^{7}H. C'est une forme en accord avec celle obtenue par ^{8}He$(p, 2p)^7$H [38]. La faible différence, notamment sur la montée plus forte dans la première expérience, pourrait s'expliquer par le mécanisme de réaction et l'énergie. Mais ces deux études penchent pour un état plutôt large autour de 2 MeV en contradiction avec Caamaño *et al.* [39]. En plus de l'état fondamental, les auteurs n'excluent pas la possibilité

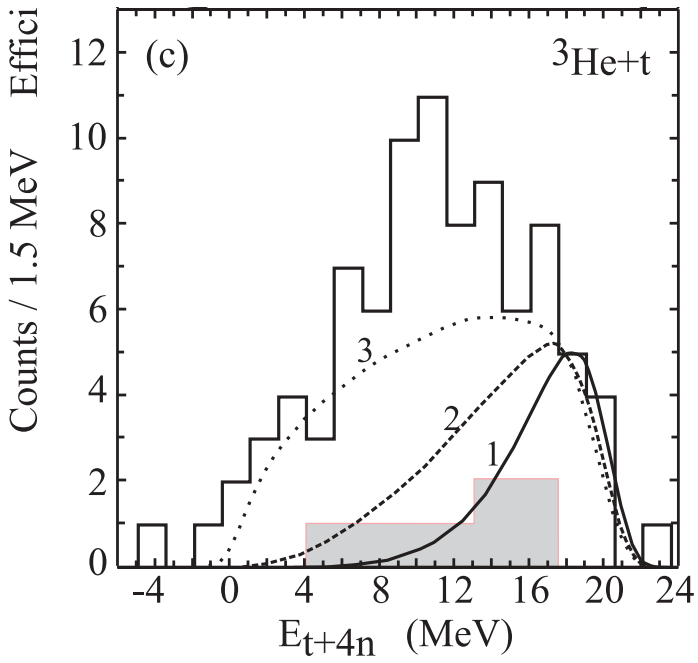


FIGURE 1.13 – Spectre en énergie relative de l'^{7}H par rapport au seuil d'émission $t + 4n$ issu de l'expérience de Nikolskii *et al.*, obtenu à partir de la masse manquante dans de la réaction ^{8}He$(d, ^3$He$)^7$H. Les courbes 1 et 2 présentent la distribution calculée pour un espace des phases cinq corps $(t + 4n)$ et trois corps $(t + {}^2\text{n} + {}^2\text{n})$, la courbe 3 représente le cas avec l'émission d'un tétraneutron. Figure reproduite de la référence [40].

pour le maximum à 10 MeV d'appartenir à un état excité de l'^{7}H. Pour finir, il est intéressant de noter ici la troublante concordance de la distribution entre 0 et 4 MeV avec la courbe 3 qui représente une émission à 2 corps, avec la présence donc d'un tétraneutron. Considérant cette présence comme irréaliste, les auteurs ont préféré ne pas inclure cet effet dans les discussions. Ils concluent sur la nécessité d'effectuer d'autres expériences, leur résultat ne pouvant faire office de preuve suffisante quant à l'existence de l'^{7}H.

L'expérience la plus récente, publiée en 2020 par Bezbakh *et al.*, a été réalisée à JINR (Russie) avec le séparateur en vol ACCULINNNA-2. L'^{7}H a été peuplé par réaction de transfert ^{8}He$(d, ^3$He$)^7$H avec un faisceau à 26 MeV/nucléon. La masse manquante de l'^{7}H a été reconstruite avec une résolution de 1,1 MeV à partir de la mesure de l'^{3}He avec une détection du triton en coïncidence. Pour cette expérience, la cible était du gaz D_2 cryogénique, et en tout 113 événements ^{3}H+t ont été mesurés. Sur le spectre de la masse manquant ^{7}H obtenu, les auteurs affirment observer un premier état excité à $6{,}5 \pm 0{,}5$ MeV avec une largeur de $2{,}0 \pm 0{,}5$ MeV, et proposent d'interpréter une légère bosse proche de 1,8 MeV comme une indication pour l'état fondamental. Ces états semblent alors être compatibles avec le spectre de Nikolskii *et al.*. Cependant, un creux est présent à 10,5 MeV là où Nikolskii *et al.* ont un sommet. Pour finir, un dernier pic à 12 MeV comme une forte hausse d'événements de l'espace des phases à cinq corps convoluée à une forte baisse en efficacité de détection.

En conclusion, ces expériences ouvrent la porte d'une potentielle existence de l'hydrogène-7 sous une forme résonante. Cependant, la plupart des résultats de ces

expériences sont contradictoires, et aucune n'a pu clairement positionner en énergie l'état fondamental. La très faible statistique, parfois couplée à des effets cinématiques compliqués, à une cible qui induit un fond d'événements contaminants difficiles à trier ou encore à une résolution trop faible, font que chaque résultat, même pris un à un, est ambigu et ne permet pas de conclure. Encore une fois, toutes ces expériences ont en commun de n'avoir jamais mesuré les particules de décroissance de l'^{7}H, ce qui s'explique par la difficulté technique que représente la mesure de quatre neutrons en coïncidence. Mais certains des auteurs encouragent la communauté à développer cette voie. En parallèle, un certain nombre de calculs théoriques prédisent un état fondamental avec un spin-parité $1/2^+$ (voir sous-section 1.5.2). Korsheninnikov *et al.* soutient alors l'idée selon laquelle les neutrons dans l'^{8}He devraient occuper les mêmes orbitales que pour l'^{7}H. Utiliser une réaction de *knockout* $^8\mathrm{He}(p, 2p)^7\mathrm{H}$ devrait donc, dans cette optique, favoriser le peuplement de l'état fondamental de l'^{7}H ($1/2^+$) prédit par la théorie.

1.4 L'expérience de cette étude

Les noyaux que nous voulons étudier sont, s'ils existent, *a piori* des états résonants et devront forcément être étudiés indirectement. Un état non lié n'émet pas de rayonnement gamma, mais décroît par émission de particules (neutron, protons, α *etc.*), ce qui exclut la spectroscopie gamma comme outil d'étude. Deux autres méthodes sont alors envisageables :

- La masse manquante, qui consiste à mesurer la direction et l'énergie des particules qui accompagnent le système que l'on souhaite étudier en sortie de réaction pour remonter à son énergie d'excitation (voir annexe A). Cette méthode est techniquement plus simple à mettre en place (souvent moins de particules à détecter) et ne dépend pas de la voie de décroissance du système (pas de supposition à faire sur la nature des particules à mesurer). En revanche, la masse manquante nécessite une très bonne résolution sur l'angle et l'énergie.
- La masse invariante, où l'on mesure l'angle et l'énergie des produits de décroissance issus du système à étudier pour remonter à son énergie relative. Cette méthode présente l'avantage d'être indépendante de la cinématique de réaction, mais également de s'affranchir des paramètres de production : énergie et impulsion du faisceau et réaction de production. La masse invariante d'un système de N particules est définie comme suit :

$$M_{inv} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^{N} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i}^{N} \vec{p}_i\right)^2} \tag{1.16}$$

  Avec E_i l'énergie totale de la particule i et $\vec{\mathrm{p}}_i$ son impulsion. L'énergie relative d'un système correspond à la différence entre sa masse invariante et la somme des masses des éléments qui le composent. Cette dernière sera négative pour un système lié et positive pour un système non lié :

$$E_{rel} = M_{inv} - \sum_{i}^{N} m_i \tag{1.17}$$

Dans le cadre des noyaux que l'on souhaite étudier, la masse invariante nécessite la mesure de trois ou quatre neutrons en coïncidence, ce qui n'a jusqu'à présent jamais été réalisé. Pendant près de soixante ans, la recherche de trineutron, de tétraneutron et d'autres systèmes très riches en neutrons comme l'^{7}H et l'^{7}He n'a utilisé que la méthode de la masse manquante. Seulement, comme nous avons pu le constater, dans le cas du tétraneutron et de l'^{7}H en particulier, cette méthode atteint ses limites en présentant une résolution insuffisante. Là où la masse manquante semble avoir été largement éprouvée, le développement récent de détecteurs de neutrons tels que NEBULA et NeuLAND (voir chapitre 2) ouvre une nouvelle voie d'accès qui sera la nôtre, celle de la masse invariante.

Notre approche est de considérer la présence du $3n$ et du $4n$ au sein même d'un ^{7}He et d'un ^{7}H. Intéressons-nous à présent au moyen de production. Dans la section précédente nous avons vu un grand nombre de réactions différentes possibles menant à la formation de ces systèmes. Mais nous voulions éviter le scénario dans lequel nous obtiendrions un énième résultat ambigü par manque de statistique. Or cette dernière sera principalement limitée par deux facteurs qui sont : le taux de réaction qui dépend de sa nature, de l'énergie du faisceau et de l'épaisseur de la cible ; et la détection des neutrons qui va dépendre de leur émission et de la configuration des détecteurs. Dans ces conditions, nous pouvons exclure *de facto* les réactions extrêmement rares telles que l'échange de charge (simple ou double) ou de transfert de plusieurs nucléons.

La réaction de *knockout* sur l'^{8}He offre un bon compromis car elle possède une grande section efficace à haute énergie (de l'ordre du millibarn entre 100 et 400 MeV/nucléon). Un faisceau très énergétique permet d'utiliser une cible épaisse, sans risquer une trop forte dispersion angulaire et perte énergétique du faisceau et des produits de réaction dans celle-ci. À de telles énergies, les neutrons de décroissance sont émis vers l'avant avec de petits angles et pourront donc être interceptés par les détecteurs. De plus, du point de vue de la physique, nous avons vu avec Korsheninnikov *et al.* qu'une réaction de *knockout* ^{8}He$(p, 2p)^7$H favoriserait le peuplement de l'état fondamental recherché de l'^{7}H. En effet, le *knockout* fait partie, avec le transfert, des réactions dites directes. Ces réactions sont caractérisées par la rapidité de leur processus, favorisant le transfert d'une faible quantité d'énergie et par conséquent le peuplement d'état fondamentaux ou faiblement excités [41].

L'expérience s'est déroulée en 2017, sous l'identifiant SAMURAI34, noté S034, au RIBF de RIKEN (Japon). Pour la première fois, la cinématique complète de la réaction ^{8}He$(p, 2p)^7$H a été mesurée, nous permettant de reconstruire l'^{7}H par mesure de masse invariante et de masse manquante. Mais nous nous concentrerons ici uniquement sur la méthode de la masse invariante, plus innovante et dont la résolution est meilleure.

Nous pouvons résumer les points clés de cette expérience ainsi :

- Réactions de *knockout* ^{8}He$(p, 2p)^7$H et ^{8}He$(p, pn)^7$He : possèdent une haute section efficace et favorisent le peuplement d'états de basse énergie.
- Faisceau d'^{8}He à 156 MeV/nucléon : une haute énergie qui favorise la réaction de *knockout* ce qui permet l'utilisation d'une cible épaisse et de concentrer les neutrons issus de décroissance vers l'avant.
- Cible cryogénique de dihydrogène liquide de 150 mm : une épaisseur extrême pour une très haute luminosité et une composition pure qui limite le nombre de réactions possibles et le bruit de fond.

- Première mesure de l'angle et l'énergie de tous les neutrons : ce qui permet le calcul de la masse invariante du système initial dont sont issus les neutrons.

La figure 1.14 présente la manière dont cette expérience est sensible à la présence ou non d'une résonance tétraneutron dans la voie de décroissance de l'^{7}H à l'aide de corrélations angulaires. Les deux observables que nous présentons sont θ_{fn}^{min} et θ_{nn}^{max}, respectivement l'angle minimal entre les neutrons et le fragment (un triton ici) et l'angle maximal entre les neutrons, dans le centre de masse. Si l'on se place dans le cas d'un espace des phases à deux corps (en présence donc d'un tétraneutron), schématisé en haut à gauche, θ_{fn}^{min} devrait *a priori* avoir des valeurs supérieures à 90 °. Au contraire, dans le cas d'un espace des phase à cinq corps (sans tétraneutron) schématisé en haut à droite, θ_{fn}^{min} serait plutôt inférieur à 90 °.

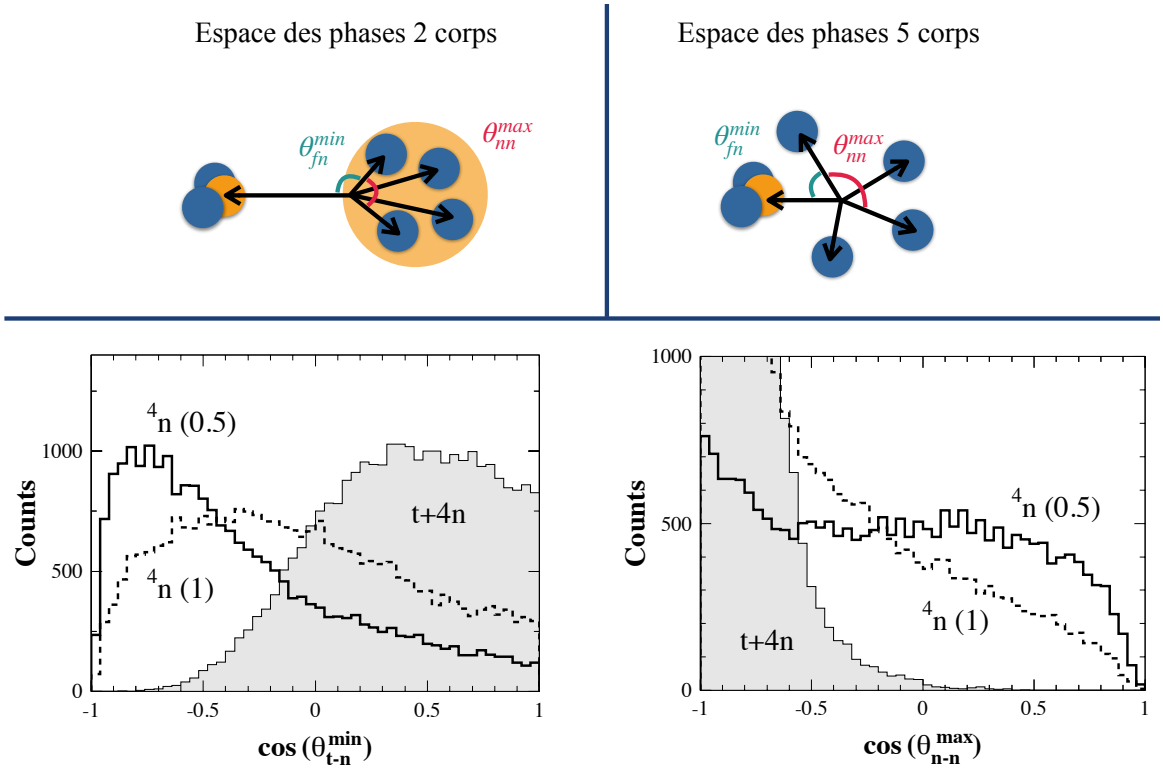


FIGURE 1.14 – En haut, schémas illustrant une décroissance ^{7}H avec émission d'un tétraneutron (espace des phase à deux corps) et émission sans tétraneutron (espace des phases à cinq corps). En bas, distribution des cosinus des angles θ_{nn}^{max} et θ_{fn}^{min} simulées à partir d'une résonance ^{7}H à 2 MeV avec et sans émission de tétraneutron proposé à une énergie de 0.5 et 1 MeV.

On retrouve cet effet très net dans les simulations de l'expérience MANGA (présentée 3). Le graphe en bas à gauche présente les distributions en $\cos\left(\theta_{fn}^{min}\right)$ pour la décroissance d'un état ^{7}H situé à 2 MeV sans tétraneutron (histogramme grisé) et avec émission d'un tétraneutron à 0.5 et 1 MeV, valeurs d'énergies entre parenthèses. Les scénarios avec ou sans émission de tétraneutron sont clairement différentiables, nous serions même sensibles à l'énergie de la résonance du tétraneutron. Le graphe en bas à droite présente la seconde corrélation intéressante, $\cos(\theta_{nn}^{max})$, dans sa distribution, l'absence de tétraneutron serait clairement marquée par une concentration des

événements en dessous de -0.5.

Nous allons dans ce manuscrit décrire l'analyse de cette expérience et en présenter les tout premiers résultats. Le chapitre 2 présente l'ensemble du dispositif expérimental utilisé pour réaliser cette mesure. Nous traiterons ensuite des différentes simulations de l'expérience dans le chapitre 3. Au sein du chapitre 4 nous présenterons l'essentiel du travail d'étalonnage des détecteurs et d'analyse effectué durant cette thèse pour la reconstruction des observables physiques. Le chapitre 5 présentera les résultats obtenus pour les différentes voies de réactions étudiées. Nous conclurons ce manuscrit, au chapitre 6, par une synthèse des différents résultats suivie d'une ouverture sur les perspectives.

1.5 La théorie

Ce manuscrit de thèse est issu d'un travail expérimental complexe qui n'inclut *a priori* pas de développements théoriques. Cependant, ce travail permet de sonder les systèmes extrêmes sujets de l'étude avec une statistique sans précédent et peut donc avoir un impact significatif sur la théorie. Nous présentons dans cette section une brève discussion sur le point de vue théorique des systèmes étudiés.

1.5.1 Les états excités de l'^{7}He

Nous indiquions plus haut que les résultats expérimentaux sur l'^{7}He semblaient être en accord sur la présence d'un état excité $5/2^-$ autour de 3 MeV au dessus du seuil d'émission $^6\mathrm{He} + n$. Mais les résultats sur d'autres états observés, notamment le $1/2^-$ proche de 1 MeV, sont controversés. Passons à présent en revue les prédictions des différentes publications théoriques parmi les plus importantes.

En 2009 Arai et Aoyama [42] ont calculé les résonances ^{7}He en résolvant les problèmes de diffusions $^6\mathrm{He}(0^+, 2^+) + n$ et $^5\mathrm{He}(1/2^-, 3/2^-) + 2n(0^+)$ dans le cadre d'un modèle microscopique à quatre *clusters* $\alpha + n + n + n$. Ils retrouvent bien l'état fondamental $3/2^-$, un possible $1/2^-$ large autour de $E \sim 0{,}6$ MeV, et le $5/2^-$ à environ $E \sim 2{,}6$ MeV et $\Gamma \sim 0{,}6$ MeV avec une structure $^6\mathrm{He}(2^+) + n$.

Baroni et *et al.* [43] ont proposé en 2013 une nouvelle approche basée sur le *no-core shell model with contiuum* (NCMC). Ils retrouvent la même série d'états $3/2^-, 1/2^-$ et $5/2^-$ ($E \sim 3{,}13$ MeV, $\Gamma \sim 1$ MeV) mais avec le $1/2^-$ plus éloigné du seuil ($E \sim 2{,}39$ MeV) et plus large ($\Gamma \sim 2{,}89$ MeV).

Jaganathen *et al.* [44], ne retrouvent qu'un seul état excité en plus du fondamental, le $5/2^-$ à $E \sim 2{,}5$ MeV avec une largeur d'environ 2,2 MeV. Ils ont utilisé pour leur calcul le *Quantified Gamow shell model interaction* pour les orbitales p-sd.

Pour finir, en 2018, Fossez *et al.* [45] parvinrent à retrouver les états de toute la chaîne isotopique ^{5,6,7,8,9,10}He en utilisant seulement deux ingrédients que sont les potentiels à deux corps $\alpha + n$ et $n + n$. Ils retombent sur les mêmes états $1/2^-$ et $5/2^-$ à 0,8 et 2,4 MeV respectivement.

Nous venons de voir des calculs très différents et sophistiqués mais dont les prédictions sont cohérentes entre eux, en particulier sur la succession des états $3/2^-, 1/2^-$ et $5/2^-$. L'état $1/2^-$ n'est absent que dans un seul résultat, et sa position semble osciller

d'un calcul à un autre. C'est un constat similaire à celui des observations expérimentales. L'expérience que nous proposons devrait permettre de trancher le débat sur la présence ou non de cet état excité proche du seuil. Grâce à la mesure des trois neutrons nous allons pouvoir étudier avec une grande précision l'état $5/2^-$ et son mode de décroissance potentiellement séquentiel en passant par un état ^{6}He(2^+).

1.5.2 L'état fondamental de l'^{7}H

Nous avons vu (sous-section 1.3.2) que les résultats expérimentaux sur l'^{7}H sont assez imprécis, à faible statistique et pour la plupart contradictoires. D'un point de vue théorique un certain nombre d'interrogations subsistent également. Il y a un consensus sur le spin-parité de son état fondamental en supposant que les neutrons occuperaient les mêmes orbitales que dans l'^{8}He, et qui serait donc $1/2^+$. Mais si la formation et la détection d'un tel système sont difficiles, faire un calcul pour un système non lié de 7 nucléons l'est encore plus. Certains calculs réduisent le problème à des nucléons dans un potentiel oscillateur harmonique, d'autres font abstraction du système comme trois *clusters* $t+2n+2n$, mais le calcul exact d'un système à au moins 5 corps ($t+n+n+n+n$) semble encore irréalisable.

En 2002, Timofeyuk *et al.* utilise la méthode de fonctions hypersphériques (HSFM) dans un modèle en couches d'oscillateurs sans cœur, avec une représentation de déterminants de Slater pour les fonctions hypersphériques [46]. Elle obtient un état fondamental à $E \sim 1{,}4$ MeV (au-delà du seuil $t+4n$), tout en admettant que son extrapolation ne soit pas très fiable, et qu'elle ne devrait être utilisée que pour avoir une idée grossière de l'énergie. Korsheninnikov [38] a refait ce calcul avec un potentiel nucléon-nucléon de Volkov [47], et obtient une limite supérieure pour l'état fondamental de $E \sim 3$ MeV.

En 2004, Golovkov *et al.* font une estimation de la largeur potentielle d'un ^{7}H [48] et trouvent qu'une valeur en énergie et largeur très faible n'est pas impossible, ce qui aurait pu donner une durée de vie supérieure à la nanoseconde et rendre possible la détection avant décroissance dans un télescope de particules chargées. Mais aucun événement n'a été observé dans la ligne de perte d'énergie d'une particule de charge 1 et de masse 7.

Aussi en 2004, Aoyama *et al.* font un calcul de dynamique moléculaire antisymétrisée (AMD) [49] et trouvent $E \sim 6$ MeV (au-delà du seuil $t+4n$), en claire contradiction avec les différents résultats expérimentaux. Caamaño *et al.* [39] citent ce calcul en précisant qu'il serait à revoir si leur « suggestion expérimentale » s'avérait être correcte. En 2009, Aoyama *et al.* revisitent leur calcul avec la méthode triple-S (*AMD superposition of selected snapshots*) [50], et trouvent un état fondamental $1/2^+$ à $E \sim 4$ MeV.

Comme nous le voyons, les prédictions des calculs, que les auteurs eux-mêmes qualifient de peu fiables, couvrent une large gamme allant du seuil jusqu'à environ 6 MeV, en fin de compte presque aussi incertaines que l'expérience. Au moment de la rédaction de ce manuscrit, un calcul exact à cinq corps du système $t+n+n+n+n$, avec des potentiels réalistes $t+n$ et $n+n$, est en cours de développement. Les auteurs ont déjà appliqué leur modèle aux isotopes ^{4,5}H [51] en résolvant les équations Faddeev-Yakubovsky à quatre et cinq corps dans l'espace des configurations avec des potentiels

réalistes $p + n$ et $n + n$. Pour la première fois, l'^{5}H a été calculé comme un système à cinq corps, avec des résultats très prometteurs. L'objectif est donc d'appliquer ces calculs exacts à cinq corps à l'^{7}H, dans le but d'obtenir un résultat enfin fiable.

Nous travaillons en étroite collaboration avec cette équipe de théoriciens, et dans les mois qui suivront la soutenance de ce manuscrit nous espérons pouvoir contraster nos observations avec leurs calculs.

1.5.3 Les systèmes multineutron

Comme nous l'avons vu pour les expériences, la recherche théorique sur les noyaux multineutron a également été rythmée par certaines observations encourageantes. Ainsi, trois périodes différentes se distinguent : avant le résultat du GANIL en 2002, entre celui-ci et le résultat de RIKEN en 2016, et après ce dernier. Pour une revue systématique et détaillée des calculs, le lecteur peut se référer à [5]. Ici nous ne soulignerons que les points principaux.

La première période s'est concentrée sur le trineutron et a démarré en 1966, avec le premier calcul à trois corps du ^3n [52]. Mais le premier calcul exact a dû attendre 1978 [53], avec une technique qui consiste à multiplier la seule interaction (V_{nn}) par un facteur jusqu'à lier le système, et ensuite à diminuer ce facteur progressivement en suivant la trajectoire de la résonance dans le plan d'énergie complexe (où la partie imaginaire correspond à la largeur de la résonance). Glöckle a eu besoin d'un facteur, définitivement non réaliste, de 4,3. D'autres calculs exacts similaires ont suivi, avec l'introduction des ondes p [54], la non multiplication des ondes S pour ne pas lier le dineutron [55], et le suivi complet de la résonance jusqu'à obtenir un facteur égal à 1 (ce qui correspond à la « vraie » interaction) [56].

Nous pouvons voir un exemple de ce dernier calcul dans la figure 1.15, où l'on constate à quel point la résonance termine sa trajectoire loin de la région physique (zone en jaune). Les conclusions de Glöckle *et al.* sont alors catégoriques : leurs calculs sont exacts, les modifications de l'interaction V_{nn} nécessaires sont tellement grandes qu'ils adressent un message décourageant toute expérience, qui serait coûteuse, pour la mesure d'une résonance $3n$. Ils terminaient avec une phrase lapidaire : « des résonances $3n$ proches de la région physique n'existeront pas ». Mais le dernier papier de l'équipe de Glöckle arrive alors en même temps que le résultat du GANIL, en 2002.

Ils n'avaient pas calculé le $4n$, mais ce dernier n'était de toute manière pas encore possible de manière exacte. Pieper a fait un calcul avec une approximation à plusieurs corps [57], en mettant les $4n$ dans un puits de potentiel qu'il retirait progressivement (voir figure 1.16). Ses conclusions étaient un peu contradictoires : les modifications de l'interaction V_{nn} pour lier $4n$ auraient des « effets dévastateurs » dans la carte des noyaux, mais les extrapolations de la figure 1.16 semblaient converger vers une énergie de résonance proche du seuil. Ce papier produisit tout de même un fort impact dans la communauté, qui a donné presque la catégorie de preuve à ces deux conclusions : le tétraneutron ne peut dans aucun cas être lié, mais il pourrait probablement exister en tant que résonance.

Lazauskas et Carbonell ont étendu les calculs exacts de Glöckle en premier lieu au $3n$ [58], sans toucher à l'interaction V_{nn} mais en introduisant une force à trois corps qu'ils ajustèrent pour lier le système et qu'ils retirèrent ensuite. Ils ont ensuite

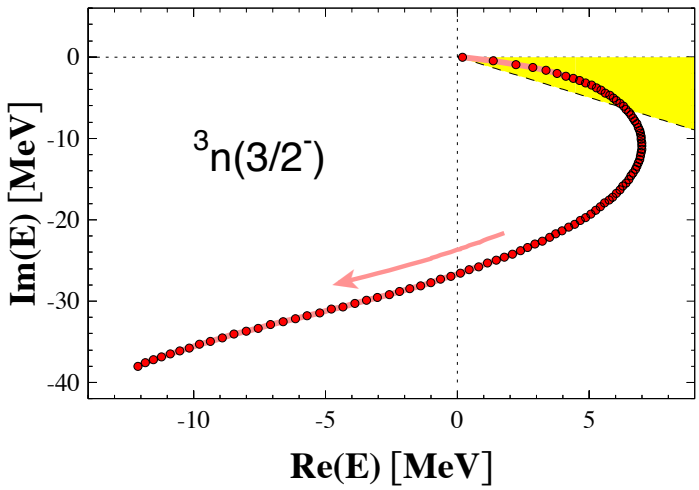


FIGURE 1.15 – Trajectoire des pôles de la matrice S pour un système 3 neutrons $J = 3/2^-$. Figure extraite de [5], et adaptée de A. Hemmdan *et al.* [56].

appliqué ce même principe à un premier calcul exact du $4n$ avec une force à quatre corps [59]. Leurs conclusions contredisaient celles de Pieper, et confirmaient ($3n$) et extrapolaient ($4n$) celles de Glöckle : aucun des deux systèmes multineutron ne devrait exister, que ce soit sous la forme d'état lié ou de résonance. Un dernier calcul avec Hiyama leur a permis d'explorer la force à trois corps en $T = 3/2$, qui n'agit pas sur les autres noyaux proches des $3, 4n$ [60], et a confirmé leurs premières conclusions.

Après le résultat de RIKEN en 2016, toute une série de calculs avec des approximations à plusieurs corps ont vu le jour. Quelques mois après le résultat de RIKEN Shirokov *et al.* [61] publient un papier dans lequel ils prétendent avoir « prédit » le même état $4n$. Suivirent d'autres publications aux résultats similaires, avec « prédiction » d'un tétraneutron, et même du trineutron, sous forme de résonances [62, 63, 64]. Ils ont tous en commun de ne pas faire de calcul exact des noyaux multineutron, ils utilisent à la place des méthodes de potentiel extérieur ou de multiplication de l'interaction V_{nn}, et d'extrapoler les états liés vers des résonances avec des simples polynômes comme dans la figure 1.16

Nous pouvons souligner deux points sur les derniers résultats de la quête théorique des systèmes multineutron. Le premier est qu'il semble maintenant prouvé [65, 66, 67] que les prédictions de résonances $3, 4n$ sont le produit artificiel de méthodes des approximations à plusieurs corps, et que les calculs exacts sont en effet catégoriques. Le second point est que les conclusions et désaccords entre les deux types de calculs, ne viennent pas de l'interaction Vnn en particulier ni des interactions V_{nnn} répandues, ce qui est rassurant.

En conclusion, si dans une expérience comme la nôtre, avec une haute statistique, une détection directe et sans bruit de fond, le signal d'un état multineutron serait observé, quel impact cela produirait-il sur nos connaissances en Physique Nucléaire ? Nous savons maintenant qu'une petite modification des interactions ne suffirait pas, ni l'ajout d'une interaction marginale à un ordre supérieur. Il faudrait une vraie « révolution », passant par une éventuelle sortie du paradigme dans lequel nous avons tenté de résoudre ce problème pas à pas en partant des noyaux stables, et de reprendre

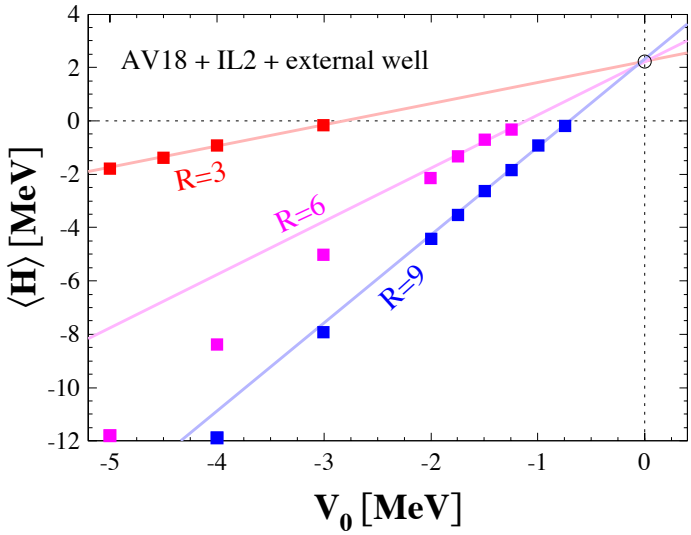


FIGURE 1.16 – Énergies du système 4n dans un piège Woods-Saxon en fonction de son amplitude V_0. Les résultats obtenus avec plusieurs valeurs de rayon R sont utilisés pour extrapoler linéairement dans le continuum. Figure reproduite de la référence [5], et adaptée de Pieper *et al.* [57] .

depuis le début sous un nouvel angle.

Cependant, d'autres travaux récents ouvrent de nouvelles pistes sans pour autant faire appel à une « révolution » [68, 69]. Il se pourrait que les signaux du GANIL et du RIKEN soient réels, et qu'ils se voient confirmés par des expériences comme la nôtre, sans pour autant correspondre à des résonances multineutron. En effet, certains phénomènes de la mécanique quantique pourraient produire des augmentations de la section efficace autour des seuils d'émission multineutron, ce qui aurait pour effet de simuler la présence d'états très faiblement liés ou des résonances. Dans tous les cas, il y a un besoin évident de résultats robustes, qui pourraient permettre de franchir un certain malaise qui semble restreindre à l'heure actuelle la quête expérimentale et théorique des noyaux neutres.

Chapitre 2

Dispositif expérimental S034

Sommaire

2.1 Production du faisceau radioactif 30
2.1.1 Principe 30
2.1.2 Faisceau d'ions ^{8}He au RIBF 32
2.1.2.1 Faisceau primaire d'ions ^{18}O 32
2.1.2.2 Faisceau secondaire d'ions ^{8}He 33
2.2 Détection du faisceau secondaire sur cible 35
2.3 Cible MINOS-TPC 36
2.4 Détection des protons autour de la cible 37
2.5 Détection du fragment chargé 38
2.6 Détection des neutrons 39

Dans ce chapitre est présenté l'ensemble du dispositif expérimental allant de la production du faisceau jusqu'à la détection des produits issus des réactions d'intérêt. L'accent sera porté sur les détecteurs additionnels spécifiques à cette expérience : MINOS-TPC, DALI2 et NeuLAND. Pour les détails sur le reste du dispositif (BDCs, FDC0, FDC2, SAMURAI, HODOSCOPE, et NEBULA), qui font partie de sa configuration standard, le lecteur est invité à se référer aux thèses suivantes : [70], [71] et [72]. L'expérience présentée dans cette thèse se nomme SAMURAI34 (que l'on notera S034), en référence au nom du spectromètre SAMURAI (*Superconducting Analyzer for Multi-particles from Radioisotope beams*), élément central du dispositif de détection. S034 s'inscrit dans une campagne de mesures menée en 2017 regroupant deux autres expériences, S19 et S37, avec pour point commun l'utilisation d'un faisceau exotique d'^{8}He à 156 MeV/nucléon.

Le dispositif en bout de faisceau, partie où se concentre l'essentiel du travail présenté dans cette thèse, se décompose en trois sous-ensembles : (i) MINOS, une cible épaisse de proton, couplée à une TPC pour reconstruire le vertex de la réaction ; (ii) SAMURAI, spectromètre composé d'un aimant supraconducteur associé à divers détecteurs de trajectoire, temps de vol et d'énergie ; (iii) NEBULA et NeuLAND, deux détecteurs pour les neutrons issus de la décroissance en sortie de réaction.

2.1 Production du faisceau radioactif

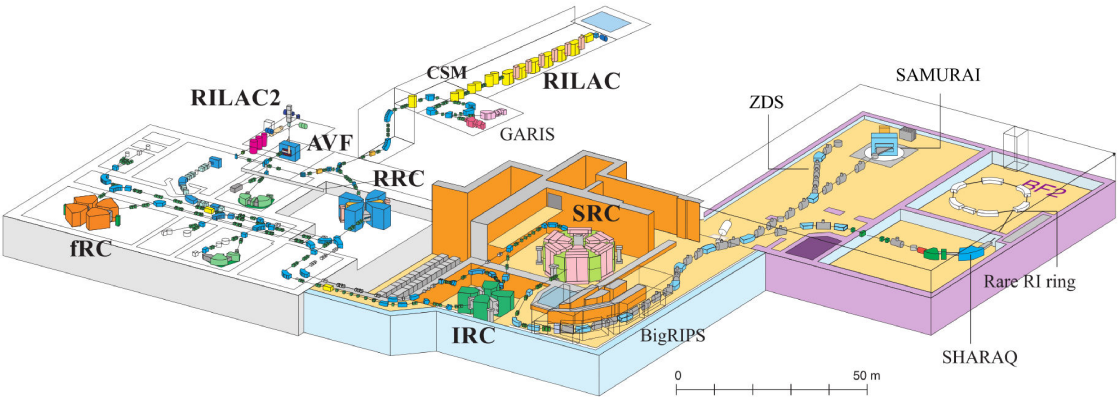
2.1.1 Principe

Compte tenu du temps de vie extrêmement court du noyau devant constituer le faisceau, l'utilisation d'une cible radioactive produite en amont n'est pas possible. De tels éléments sont donc directement produits sur place au sein même de l'accélérateur. La confection d'un faisceau d'ions radioactifs repose principalement sur deux technologies distinctes.

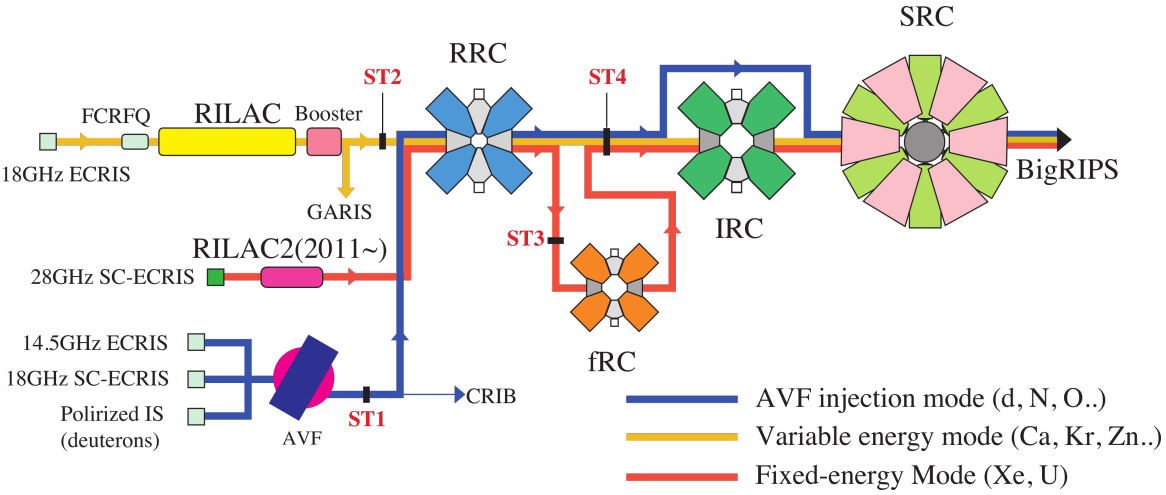
Dans la méthode ISOL (*Isotope Separation On-Line*), un faisceau stable est entièrement stoppé par une cible épaisse de production. Les noyaux radioactifs d'intérêt sont produits puis thermalisés au sein même de la cible, dont ils sont extraits et ionisés afin d'être de nouveau accélérés. Avec cette méthode, les ions radioactifs sont extraits pratiquement au repos, ce qui permet d'obtenir un faisceau de basse énergie à partir de quelques keV voir d'eV par nucléon (*cf.* installation DÉSIR au GANIL). Cependant le processus d'extraction est dépendant de la chimie de l'espèce employée, elle favorise en particulier l'extraction de gaz rares (He, Ne, Ar *etc* ...). La très faible réactivité de ces derniers leur permet de migrer hors de la cible plus facilement. De plus, la durée du processus d'extraction (entre 10 ms et 100 ms) ne permet pas d'utiliser les noyaux les plus exotiques (avec des temps de vie très courts). On retrouve cette méthode auprès d'installations telles que ISOLDE au CERN (Genève, Suisse), Spiral1 au GANIL (Caen, France) ou encore ISAC I/II à TRIUMF (Vancouver, Canada).

La seconde méthode dite de *fragmentation en vol* consiste en l'envoi d'un faisceau primaire stable, sur une cible primaire. Une multitude d'ions est ainsi produite par réactions nucléaires, résultat des collisions entre le faisceau primaire et d'une cible primaire. Ces ions, disposant d'une vitesse proche de celle du faisceau primaire, sont par la suite triés puis sélectionnés avant d'être acheminés vers la cible secondaire au sein de laquelle aura lieu la réaction d'intérêt. Cette technique n'est plus limitée par le temps. Le tri et la sélection des ions d'intérêt se font en vol, sans qu'il y ait besoin de les extraire de la cible primaire suffisamment fine. En contrepartie, la quantité de faisceaux secondaires produite se retrouve limitée par la finesse de la cible, et avec dispersion spatiale (angle et position) et énergétique supérieure à un faisceau de type ISOL. La méthode de *fragmentation en vol* permet donc l'utilisation d'ions très exotiques, à de plus hautes énergies allant de quelques dizaine de MeV/nucléon à 1 GeV/nucléon. Les séparateurs LISE (GANIL, France), BigRIPS (RIKEN, Japon) et FRS (GSI, Allemagne) sont des exemples de dispositifs qui utilisent cette méthode.

Notre expérience nécessitait non seulement un faisceau très exotique d'^{8}He, mais également de haute énergie pour favoriser la réaction de *knock-out* (processus direct) d'une part et pouvoir être envoyé dans une cible très épaisse (haute luminosité) d'autre part. L'installation de RIKEN et son séparateur BigRIPS, spécialisé dans la production d'éléments légers à haute énergie par *fragmentation en vol* s'impose comme le meilleur instrument pour le type de faisceau recherché.



(a)



(b)

FIGURE 2.1 – (a) Vue d'ensemble de la plateforme expérimentale du RIBF de RIKEN, où sont présentés les différents modules d'accélération, le séparateur d'isotopes radioactifs BigRIPS et SAMURAI, le spectromètre utilisés pour l'expérience S034. (b) Plan schématique des différentes voies d'accélération possibles, la ligne bleue correspond au parcours du faisceau primaire utilisé pour S034.

2.1.2 Faisceau d'ions ^{8}He au RIBF

Le RIBF (*Radioactive Ion Beam Factory*) au RIKEN Nishina Center for Accelerator-Based Science est un accélérateur multiple qui fut complété et amélioré au fil des années, il succéda au RARF (*RIKEN Accelerator Research Facility*) mis en fonction dès la fin des années quatre-vingt. Initialement composée d'un cyclotron principal RRC accompagné de deux injecteurs, le RILAC et le AVF (voir plan sur la figure 2.1a), cette installation produisait parmi les plus intenses faisceaux d'ions radioactifs légers (A < 60) au monde. L'ajout plus récent d'autres cyclotrons (IRC et SRC) couplés au séparateur d'isotopes BigRIPS a permis ensuite d'atteindre des ions beaucoup plus exotiques par *fragmentation en vol*.

Explicitée plus haut dans le texte, cette méthode se compose de deux parties, la production du faisceau primaire suivi de celle du faisceau secondaire. Pour former des ions d'^{8}He au RIBF on utilise la fragmentation d'ions ^{18}O sur une cible de ^{9}Be :

2.1.2.1 Faisceau primaire d'ions ^{18}O

Les ions d'^{18}O sont extraits d'une source ECR (*Electronic Cyclotron Resonance*), technologie basée sur la résonance cyclotronique des électrons. Le gaz d'^{18}O est injecté dans une chambre sous vide afin d'y être chauffé et ionisé via l'excitation des électrons sous l'action de micro-ondes. Le plasma qui en résulte est confiné à l'aide d'un champ magnétique intense tandis que les ions sont extraits, en bout de chambre, sous l'action d'un champ électrique pour former le faisceau. Ce dernier est ensuite accéléré par une succession de trois cyclotrons. Un cyclotron se caractérise de par sa capacité K (MeV) à augmenter l'énergie cinétique d'un proton (eq. 2.1).

$$K = \frac{e^2}{2m_0}(B\rho)^2 \qquad (2.1) \qquad\qquad B\rho = \frac{p}{Q} = \gamma\frac{mv}{q} = \frac{A}{Z}\frac{u_a}{e}\gamma v \qquad (2.2)$$

Avec $B\rho$ la rigidité magnétique de l'ion qui quantifie l'impact d'un champ magnétique B sur la trajectoire d'une particule chargée, ρ étant son rayon de courbure. C'est une observable fondamentale dans le maniement et l'identification d'ions, directement reliée à l'impulsion et la charge de la particule (eq. 2.2). Voici dans l'ordre les cyclotrons utilisés pour produire le faisceau primaire d'^{18}O :

- AVF (*Azimuthally Varying Field*, K = 70 MeV) accélère des ions, avec un rapport charge sur masse inférieur à quatre ($A/Z < 4$) jusqu'à 7 MeV/nucléon.
- RRC (*RIKEN Ring Cyclotron*, K = 540 MeV) accélère des ions $Z < 37$ jusqu'à 140 MeV/nucléon suivant leur composition. Les ions, en sortie de la source, possèdent une certaine distribution d'états de charge. La charge d'une particule influe directement sur sa réponse à un champ électromagnétique, *in fine* sur son énergie en sortie de cyclotron. Afin d'obtenir un faisceau le moins dispersé possible en énergie, il est nécessaire d'avoir des ions homogènes en charge. Le faisceau devra donc être complètement ionisé, pour cela, deux « éplucheurs » d'ions (*strippers 1 et 2*) sont placés avant et après le cyclotron RRC.
- SRC (*Supercondutive Ring Cyclotron*, K = 2 600 MeV), un cyclotron, dont les six aimants principaux sont supraconducteurs, capable d'amener les ions (pour les plus légers) jusqu'à 440 MeV/nucléon. Lors de l'expérience S34, le faisceau

primaire d'^{18}O a été accéléré en sortie du SRC à 250 MeV/nucléon avec une intensité de 10^7 s^{-1}.

2.1.2.2 Faisceau secondaire d'ions ^{8}He

Le faisceau primaire est envoyé sur une cible épaisse de béryllium, l'^{8}He est produit par réaction de fragmentation avec une multitude d'autres éléments. La séparation et la sélection de l'^{8}He s'effectuent au sein du séparateur en vol BigRIPS (*Big Radioactive Isotope Projectile Separator*). Ce qui suit résume le principe de fonctionnement de BigRIPS, le lecteur trouvera des informations supplémentaires dans les thèses [73, 74].

Dans BigRIPS, la séparation des ions repose sur un système alliant aimants dipolaires et dégradeur en énergie (ou *wedge*), un plan de ce dernier est présenté sur la figure 2.2. Le dipôle, à l'aide de son champ magnétique, courbe la trajectoire des ions. Cette courbure dépend de la rigidité magnétique $B\rho$ de l'ion, on effectue donc là une séparation en A/Z et en vitesse des particules du faisceau (eq 2.2). Puisque les produits de fragmentation ont la même vitesse, en moyenne proche de celle du faisceau primaire, une fente placée en sortie du dipôle permet directement de ne sélectionner que les ions au rapport A/Z qui nous intéresse. Mais puisque deux isotopes de natures différentes peuvent avoir le même rapport A/Z, l'insertion d'un *wedge* va permettre de les séparer suivant leur charge Z. Sa fonction est d'abaisser l'énergie du faisceau, or la perte d'énergie des ions dans un matériau est proportionnelle à la charge de l'ion au carré (eq 2.3).

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2}{m_e v^2} N z \left[ln(\frac{2m_e v^2}{I}) - \ln\left(1-\beta^2\right) - \beta^2 \right] \tag{2.3}$$

À la sortie du *wedge*, les particules du faisceau ont donc une vitesse qui dépend de leur Z. Un deuxième dipôle suivi d'une nouvelle fente permet ensuite de ne garder que les ions souhaités dans le faisceau secondaire. Le *wedge* possède une forme asymétrique en « cale », les ions traversent des épaisseurs de matériaux différentes suivant leur rayon de courbure. Ainsi pour deux ions identiques possédant des vitesses différentes, le plus rapide, donc le moins courbé par le dipôle sera d'autant plus ralenti dans le dégradeur. C'est un moyen de réduire les écarts de vitesse entre les particules, autrement dit, de réduire la dispersion énergétique du faisceau.

Dans la pratique, les particules ne sont pas toujours totalement ionisées (d'autant plus vrai dans le cas d'ions lourds), BigRIPS utilise donc ce système *dipôle-wedge-dipôle* en F2 et en F7 (voir figure 2.2) afin d'épurer le faisceau au maximum. Par analogie avec un système optique de lentilles achromatiques, un système de quadrupôles triplets supraconducteurs (notés de SQT1 à SQT14) assure ensuite le transport du faisceau avec une large acceptance.

Des ensembles de détecteurs permettent l'identification des particules, événement par événement, par la méthode $B\rho$-ΔE-ToF. Les temps de vol (*Time Of Flight*, ToF) sont mesurés à l'aide de scintillateurs plastiques couplés à des PMTs (*Photo-Multiplier Tube*). La rigidité magnétique $B\rho$, plus précisément la courbure engendrée par les dipôles ρ, est mesurée à l'aide de détecteurs de position de type PPAC (*Parallel Plate Avalanche Counter*). Pour compléter, les dépôts d'énergie (ΔE) sont mesurés à

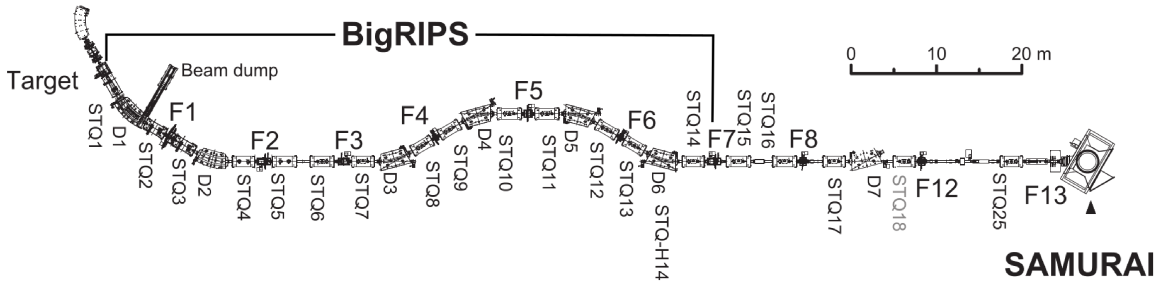


FIGURE 2.2 – Plan des différents dipôles (D1-6) et quadripôles supraconducteurs (STQ1-25) constituant le séparateur en vol BigRIPS. Les points de focalisation du faisceau sont marqués de F1 à F13. Tout à gauche, la cible primaire, tout à droite, la salle expérimentale SAMURAI où se trouve la cible secondaire en F13.

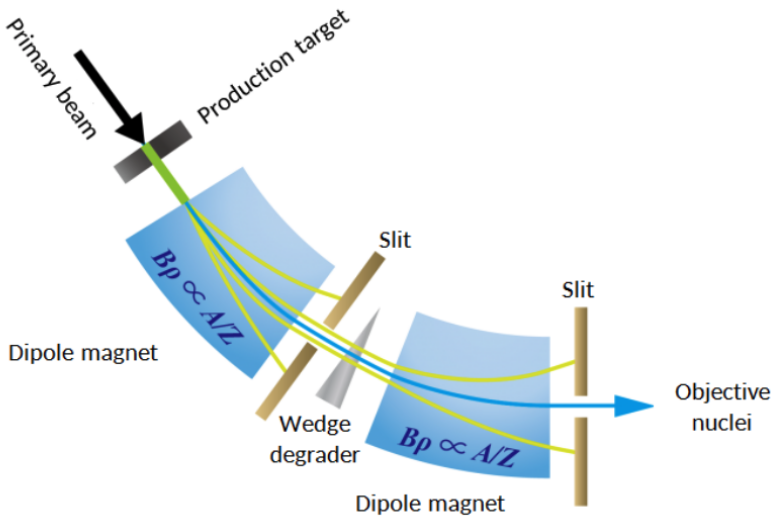


FIGURE 2.3 – Schéma du principe de fonctionnement d'un enchaînement dipôle-*wedge* utilisé dans la séparation et la sélection des ions dans BigRIPS (figure reproduite du lien [75]).

l'aide de la chambre à ionisation MUSIC (*MUlti-Sampling Ionization Chambers*). Ce système de détection, en plusieurs exemplaires placés à chaque plan focal (de F0 à F7), assure l'identification du faisceau tout au long de son parcours dans BigRIPS.

Le faisceau est ensuite transporté jusqu'à la salle d'expérience pour être focalisé dans la cible secondaire 2.4.

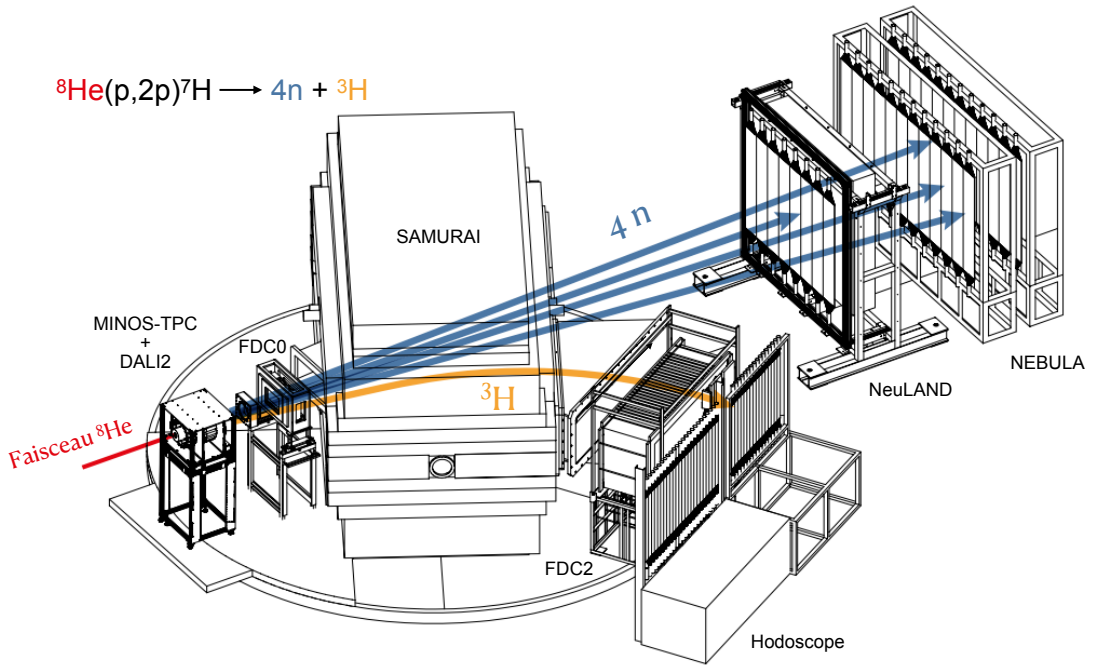


FIGURE 2.4 – Vue d'ensemble du dispositif expérimental de la cible secondaire (en bout de faisceau) permettant la mesure de l'impulsion de chaque particule de la réaction d'intérêt.

2.2 Détection du faisceau secondaire sur cible

Les SBTs (*Secondary Beam Trigger*), deux scintillateurs plastiques minces ($<$ 1 mm) tiennent le rôle de déclencheurs pour le reste de l'acquisition de données lorsqu'ils détectent une particule. Tous les temps mesurés sur les autres détecteurs sont relatifs au déclenchement des SBTs.

L'énergie du faisceau est mesurée à l'aide de deux scintillateurs plastiques de dimension $120 \times 100 \times 1$ mm utilisés pour leur haute résolution en temps (LMH $\simeq$ 500 ps). L'un placé en F7 (voir sur la figure 2.2) le deuxième en F13, leur différence en temps nous donne la vitesse et *de facto* l'énergie connaissant la masse du projectile.

La trajectoire du faisceau est donnée par les deux chambres à dérive **BDC1** et **BDC2** (*Beam Drift Chambers*), deux détecteurs gazeux identiques, disposés à 1 m d'intervalle, qui mesurent la position (X,Y,Z) du faisceau. Ils permettent de connaître la trajectoire du faisceau dans la cible. Les deux BDCs possèdent un volume actif gazeux de $94 \times 94 \times 90$ mm^3 contenant un enchaînement de 8 plans composés de 16 fils d'anodes (alternant une disposition verticale et horizontale). C'est la mesure du temps de dérive des électrons, générés au passage des ions du faisceau, vers les fils d'anodes qui permet de remonter à la position du faisceau dans les différents plans du détecteur. Chacune des BDCs donne une position moyenne en (X,Y), la position en Z correspond à l'emplacement du centre du détecteur dans le référentiel de SAMURAI.

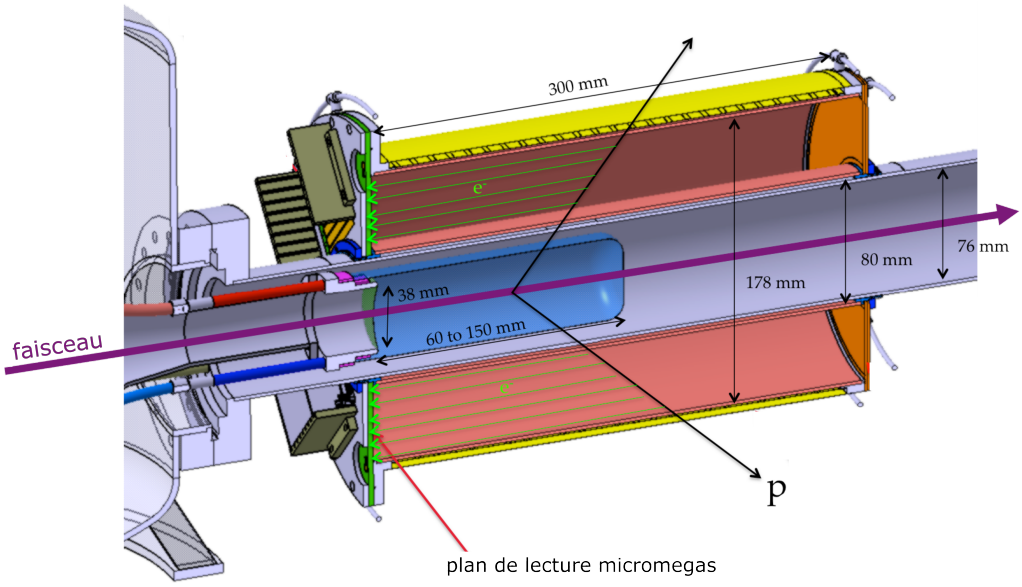


FIGURE 2.5 – Vue schématique de la cible de dihydrogène liquide MINOS couplée à une chambre à projection temporelle, avec une réaction (p,2p), les deux protons issus du vertex produisent des électrons de dérive le long de leur trajectoire au sein de la TPC.

2.3 Cible MINOS-TPC

MINOS, pour *Magic Number Off Stability*, est une cible de dihydrogène liquide d'une épaisseur pouvant aller jusqu'à 150 mm [76]. Cette épaisseur extrême lui octroie une très haute luminosité mais engendre de fortes pertes d'énergie pour les particules chargées. Afin de connaître la position du vertex de réaction dans la cible et d'évaluer ces pertes d'énergie, MINOS est couplée à une chambre à projection temporelle TPC (Time Projection Chamber) schématisées sur la figure 2.5. La position du vertex de réaction dans la cible pourra être, suivant la voie de réaction, reconstruite à partir de deux traces proton, ou d'une trace proton couplée à la trajectoire du faisceau.

Le dihydrogène liquide sous une pression de 1 025 mbar à une température de 20 K est obtenu à l'aide d'un système cryogénique. Le gaz de dihydrogène ainsi liquéfié est contenu dans une enveloppe cylindrique en mylar de 28 mm de rayon pour 152 mm de long. La cellule cible est placée au centre du cylindre creux de la TPC. Cette dernière, de rayon interne 40 mm, et externe 178 mm, pour 300 mm de long, est remplie d'un mélange de gaz Ar(82%)-C4H10(3%)-CF4(15%) soumis à un champ électrique E. La cage qui permet d'obtenir le champ le long des 300 mm de la TPC est formée de deux séries de bandes (larges de 1 mm) imprimées en quinconces sur les deux faces d'une feuille de Kapton, chaque bande est reliée à sa voisine par deux résistances en parallèles (de 3,9 MΩ). Deux feuilles ont ainsi été fabriquées, l'une enroulée sur le cylindre interne et l'autre sur le cylindre externe. Une haute tension de 6 kV est appliquée sur le cathode pour obtenir un champ de l'ordre de 200 V cm^{-1}. Lorsqu'une particule chargée traverse et ionise le gaz, les électrons produits sont acheminés sous

l'action du champ jusqu'à la base de la TPC où ils sont amplifiés et collectés par un détecteur de type Micromegas. Ce dernier, qui tapisse le fond de la TPC, est composé d'une grille placée à 100 µm au-dessus d'un réseau d'anodes (dont le paterne est visible au chapitre 3 sur la figure 3.5). Un champ électrique plus intense (30-70 kV cm^{-1}) situé entre la grille et le plan d'anodes, déclenche des avalanches d'électrons par collision d'électrons de dérive avec la grille. C'est une amplification des électrons de dérive, qui sont ensuite collectés par le plan d'anodes, le signal qui en résulte porte l'information sur le temps de dérive.

Ce temps de dérive des électrons, entre le point d'ionisation (passage de la particule) jusqu'à l'anode donne accès la position en Z de la particule si l'on connaît la vitesse de dérive. Les positions en X et Y sont directement données par la position du segment d'anode activée. La vitesse de dérive dépend de la composition du gaz ainsi que du champ électrique appliqué dans la TPC, elle doit être mesurée expérimentalement lors de chaque nouvelle utilisation (voir section 4.1.1).

2.4 Détection des protons autour de la cible

DALI2 (*Detector Array for Low Intensity radiation 2*) est un ensemble de 186 scintillateurs à iodure de sodium dopé au thallium (NaI(TI)) conçus pour de la spectroscopie de rayonnement gamma [77]. Sa haute granularité lui octroie une très bonne résolution en angle nécessaire à la correction d'effet Doppler. Chaque détecteur se compose d'un cristal NaI(TI) de $45 \times 80 \times 160$ mm^3 encapsulé dans une couche d'oxyde de manganèse MgO (1,4 mm) puis d'aluminium (1 mm), optiquement couplé à un tube photomultiplicateur pour la mesure en temps et en énergie.

Mais son utilisation première a été détournée, il nous sert ici de calorimètre afin de mesurer l'énergie des protons. DALI2 a été choisi pour deux raisons : d'une part, pour des protons à de telles énergies, environ 10 cm de plastique sont nécessaires pour les arrêter, lorsque 3 cm de cristal NaI suffisent ; d'autre part DALI2 est relativement facile à installer et à moduler en fonction de la géométrie.

La tranche des scintillateurs DALI2 suffit donc à arrêter les protons émis depuis la cible et leurs angles sont mesurés par la TPC. Les cristaux peuvent ainsi être installés longitudinalement au faisceau au dessus de la TPC offrant une couverture d'angle maximale. Les calculs de cinématique montrent que les protons sont émis vers l'avant dans un cône avec une ouverture autour de 87 °. DALI2 se place donc à l'avant de la TPC. Pour finir, lors de réactions de type (p,2p), les deux protons sont émis à 180 ° l'un de l'autre dans le plan (X,Y). Pour mesurer les deux protons il faut, à chaque détecteur, la présence d'un second en face, de l'autre côté de la TPC. La figure 2.6 présente la configuration pour DALI2 utilisée dans S034. Cette dernière a été optimisée selon les critères énoncés ci-dessus tout en étant la plus simple possible.

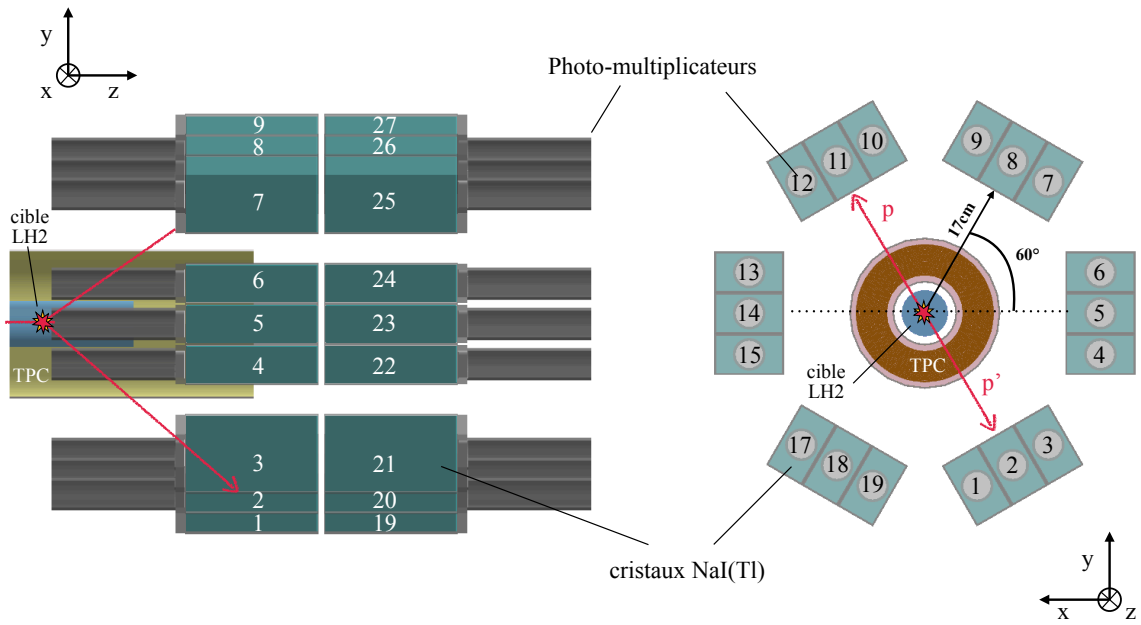


FIGURE 2.6 – Vues schématiques de l'ensemble MINOS-TPC + DALI2. Les cristaux NaI de DALI2 (bleu turquoise), numérotés de 1 à 34, sont disposés par triplets formant deux anneaux face à face, placés à l'avant de MINOS afin de mesurer l'énergie des protons.

2.5 Détection du fragment chargé

SAMURAI (Superconducting Analyser for MUlti-particle from RAdio Isotope beam), est le spectromètre qui identifie les fragments chargés tout en mesurant leur impulsion. En sortie de cible, les fragments sont déviés par un aimant afin d'être identifiés, utilisant la méthode $B\rho$-ΔE-ToF. Deux détecteurs de trajectoire, les FDCs (Forward Drift Chambers), placés en entrée et en sortie de l'aimant permettent de calculer la déviation des fragments chargés et d'en déduire leur rigidité magnétique ($B\rho$). Les fragments traversent ensuite les scintillateurs plastiques de l'hodoscope en y déposant de l'énergie (ΔE). Cette énergie est mesurée à l'aide de photomultiplicateurs ainsi que le temps de vol (ToF) des particules.

L'aimant supraconducteur se compose d'une grande chambre à vide avec une large fenêtre d'entrée 2 800 × 1 000 mm^2. Un champ magnétique allant jusqu'à 3,8 T est généré par deux bobines cylindriques de 2 m de diamètre espacées de 80 cm, toutes deux refroidies à l'hélium liquide. Ce champ a pour fonction de dévier le fragment chargé, produit de la réaction, de sa trajectoire initiale en sortie de cible. Nous pouvons ensuite mesurer la rigidité magnétique de ce fragment en mesurant cette déviation par le biais de détecteurs de trajectoire positionnés en entrée et en sortie de l'aimant.

Les détecteurs **FDC0 et FDC2** (*Forward Drift Chamber*) sont deux chambres à dérive basées sur le même principe de fonctionnement que les BDCs. La FDC0 nous donne la position des particules chargées à 1 m après la cible, à l'entrée donc de SAMURAI. Cette chambre à dérive possède un volume actif de 150 × 150 × 150 mm^3 contenant 14 plans de 16 fils d'anodes. La FDC2 possède une configuration des fils d'anodes différente due à son volume actif bien plus grand 2 696 × 836 × 635 mm^3.

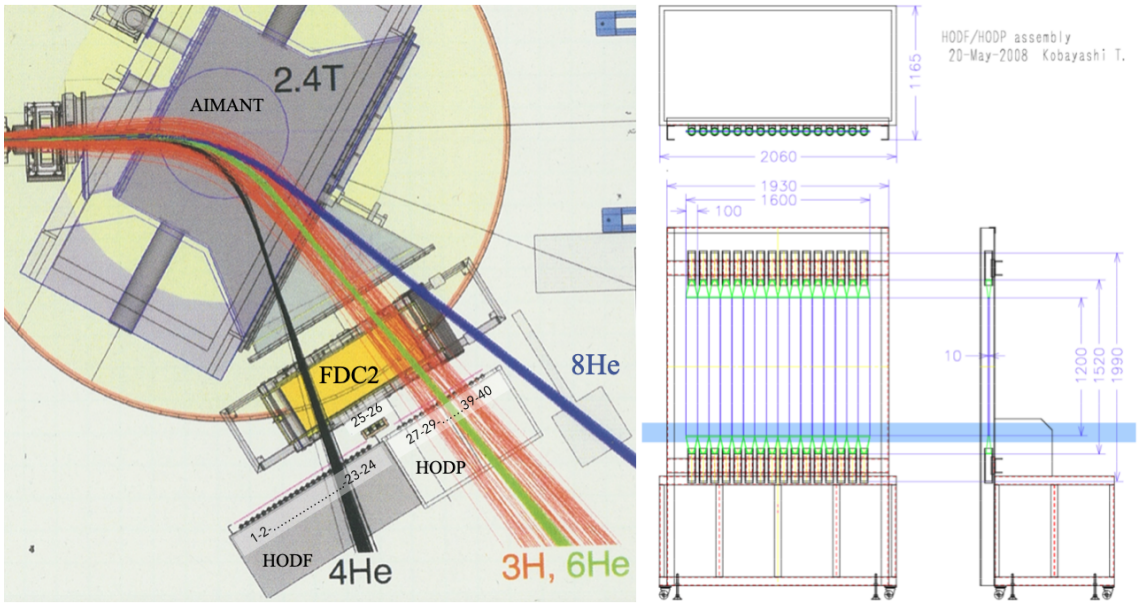


FIGURE 2.7 – Plan schématique de l'hodoscope, composé en deux parties, l'HODP et l'HODF, a été disposé afin de ne pas être touché par le faisceau. On retrouve (à gauche) les trajectoires simulées des fragments ^{4}He (noir), ^{3}H (orange), ^{6}He (vert) et du faisceau ^{8}He (bleu).

Cette dernière est placée en sortie de SAMURAI, elle permet de par sa taille de couvrir un large spectre en fragments déviés par l'aimant.

L'hodoscope est un ensemble de 40 lattes verticales de scintillateurs plastiques contigües mesurant la charge et le temps des particules en sortie de la FDC. Pour chaque latte de dimension $100 \times 1\,200 \times 10$ mm^3 un photomultiplicateur est couplé aux deux extrémités. Au passage d'une particule chargée dans le plastique, cette dernière interagit avec le cortège électronique des noyaux dans le milieu (composé de carbone et d'hydrogène). Cette interaction traduit un dépôt d'énergie de la particule incidente aux électrons du plastique. Ces mêmes électrons vont ensuite se désexciter en émettant une lumière (appelée scintillation) capable de se propager dans la latte jusqu'aux PMTs. Cette lumière est ensuite convertie par les PMTs en un signal électronique dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée dans le plastique. La différence en temps entre les signaux des deux photomultiplicateurs nous permet de remonter à la position du passage de la particule le long de la latte (suivant l'axe Y). La position en X et Z est donnée par l'emplacement de la latte. L'hodoscope se divise en deux murs distincts amovibles (voir figure 2.7), ils ont été placés côte à côte à 1 m de la FDC2 afin de couvrir une ouverture angulaire maximale.

2.6 Détection des neutrons

Comme pour l'hodoscope, les détecteurs de neutrons sont un ensemble de scintillateurs plastiques donnant la position et le temps. C'est un plastique composé de polvinytoluene (BC-408 [78]), ce choix repose essentiellement sur 3 propriétés : (i) sa forte densité en hydrogène ($5{,}23 \times 10^{23}$ atomes/cm^3) qui maximise la section efficace

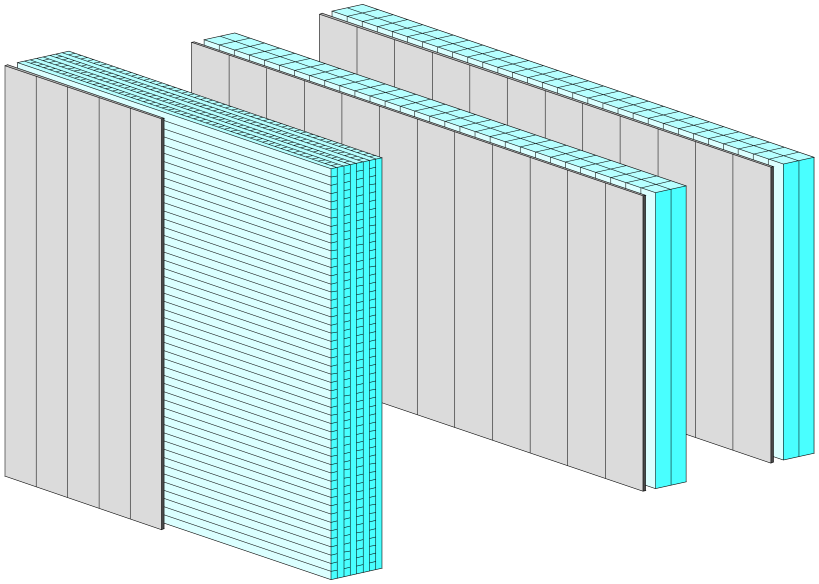


FIGURE 2.8 – Vue schématique du système de détection multineutrons avec le bloc NEULAND à l'avant, les deux murs NEBULA à l'arrière, avec les barres de détection neutron représentées en bleu turquoise et les Vétos en gris.

de diffusion élastique des neutrons ; (ii) le temps de désexcitation rapide (0 ns) afin d'atteindre une résolution temporelle de l'ordre de 0,4 ns ; (iii) la longueur d'atténuation de la lumière de l'ordre de 3 800 mm ce qui permet l'utilisation de barres longues de 2 mètres sans perte significative en photons de scintillation entre le point d'impact et les PMTs.

NEBULA est constitué de deux murs, chacun composé de deux couches comprenant 30 barres verticales, les deux murs sont espacés de 1 m. Les barres sont de section carrée et mesurent 1 800 $\times$ 120 $\times$ 120 mm^3 pour une surface totale de détection de 1 800 $\times$ 600 mm^2. Les coordonnées (X,Z) du neutron incident sont déterminées par le numéro de la barre, lorsque Y est donnée par la différence en temps des deux photomultiplicateurs placés aux extrémités de chaque barre.

NeuLAND est un seul bloc formé de 8 couches contenant chacune 50 barres dans une configuration ($V_1H_2; V_3H_4; V_5H_6; V_7H_8$) les barres sont également de section carrée (2 000 $\times$ 50 $\times$ 50 mm^3) pour une surface totale de détection de 2 500 $\times$ 2 500 mm^2.

Les **Vetos** sont un ensemble de lattes plastiques placées devant chaque mur de NeuLAND-NEBULA dans l'unique but d'identifier le passage éventuel d'une particule chargée. Ces détecteurs sont très fins (20 mm), la probabilité pour un neutron d'y interagir est très faible alors qu'une particule chargée y déposera systématiquement de l'énergie. Les événements pour lesquels les Vétos ont été activés sont donc rejetés.

Chapitre 3

Simulations

Sommaire

3.1 *Nptool* **42**
3.1.1 Présentation de *nptool* 42
3.1.2 Simulations MUGAST 42
3.2 MINOS-TPC + DALI2 . . . . . **45**
3.2.1 Simulation des électrons de dérive 45
3.2.2 Reconstruction de traces dans la TPC 47
3.2.2.1 La transformée de Hough 48
3.2.2.2 La méthode RANSAC 50
3.2.3 Test de l'analyse TPC 51
3.3 NEBULA et NeuLAND **52**
3.3.1 Simulation MANGA 53
3.3.1.1 Principe de fonctionnement 53
3.3.1.2 Paramètres ajustables 54
3.3.2 Acceptance 55
3.3.3 Résolution 56
3.3.4 Filtre diaphonie 57

Que ce soit pour l'étalonnage d'un détecteur, la compréhension de phénomènes géométriques ou encore pour connaître la réponse d'un ensemble de détection nécessaires à l'extraction d'observables, le développement de simulations est une étape devenue systématique depuis que nos puissances de calcul numérique le permettent. Celles-ci trouvent également toute leur utilité, par exemple, dans l'évaluation de performances (section efficace de détection, résolution) lors de la conception d'un détecteur ou d'une expérience. Ce chapitre présente les différentes simulations utilisées pour cette analyse. Il présente dans un premier temps le logiciel *nptool*, basé sur GEANT4 et ROOT, dans lequel ont été développées la simulation et l'analyse de la cible active MINOS-TPC. Les techniques d'analyse et notamment de reconstruction de traces dans la TPC sont l'objet de la deuxième section. La troisième et dernière section présente la simulation MANGA, un algorithme spécialement conçu pour reproduire la réponse de l'ensemble des détections SAMURAI. Ce même algorithme servira à l'ajustement des résonances observées (E, Γ) à partir des spectres en énergie relative dans les chapitres 4 et 5.

3.1 *Nptool*

3.1.1 Présentation de *nptool*

Nptool (*Nuclear Physics Tool*) [79] est une infrastructure logicielle d'analyse et de simulation, basée sur ROOT [80] et GEANT4 [81], spécialement développée pour les expériences de physique nucléaire de basse énergie. Cet outil, libre d'accès, a été pensé pour être modulable et facile d'utilisation. L'objectif est de mettre en commun et de pérenniser des travaux, aboutis et éprouvés, de simulation et d'analyse de dispositifs expérimentaux. Ces mêmes dispositifs sont utilisés chaque année par de nombreux groupes de recherches du monde entier. L'un des points essentiels de *nptool* est de pouvoir analyser des données réelles et simulées avec, rigoureusement, le même algorithme.

Aujourd'hui *nptool* bénéficie d'une évolution permanente, due à une collaboration ouverte, et a déjà été utilisé avec succès dans différentes thèses [82] et articles [83] pour des expériences auprès de grands accélérateurs tel que le GANIL, RIBF (RIKEN), ALTO et ISAC. Chacun est invité à participer à son développement ou simplement à en être utilisateur. Une documentation complète et précise sur son installation et son utilisation est accessible sur le site internet, http ://nptool.org.

Le développement de *nptool* a débuté en 2009 pour l'analyse et la simulation des détecteurs MUST2, des DSSSDs (*Double-Sided Stripped Silicon Detector*). Ces détecteurs font actuellement partie de MUGAST, un ensemble de détection plus important. Ce dernier était au coeur de campagnes expérimentales au GANIL auxquelles j'ai participé durant cette thèse. L'article qui suit présente le travail de simulation réalisé pour MUGAST avec *nptool*.

3.1.2 Simulations MUGAST

Cet article est une courte parenthèse dont l'objectif est de présenter un autre dispositif expérimental, dédié aux réactions de transfert, pour lequel j'ai pu appréhender et appliquer les outils de simulation et d'analyse *nptool* existants. La réaction de transfert d'un ou plusieurs nucléons est un autre moyen d'étudier la structure de noyaux exotiques. Contrairement à la réaction de *knockout*, la réaction de transfert n'a lieu qu'à basse énergie ($1-10$ MeV/nucléon). Ces deux réactions sont complémentaires, le transfert permet de peupler des états de *particule simple* offrant un accès direct à l'ordre des couches dans le cadre du modèle en couche, là où la réaction de *knockout* peuple des états de *particule⁻trou* et des systèmes non-liés. MUGAST est un ensemble de détecteurs DSSSDs développé pour l'étude, par masse manquante, de réactions directes de transfert. Il est l'étape intermédiaire du projet GRIT [84] (Granularity, Résolution, Identification and Transparency), qui sera composé de DSSSDs carrés et trapézoïdaux formant une couverture angulaire de 4π. MUGAST comprend une partie des futurs DSSSDs de GRIT couplés aux MUST2 cf. figure 3.1 (gauche). Il a été associé au traqueur de gammas AGATA (*Advanced GAmma Tracking Array*) et au spectromètre VAMOS (*VAriable MOde Spectrometer*). Ce dernier identifie en masse et en charge, pour des campagnes de mesures prises entre 2019 et 2021 auprès de l'accélérateur SPIRAL1 au GANIL.

Dans MUGAST et pour les dispositifs basés sur les DSSSDs en général, seuls l'angle

et l'énergie du fragment léger issu de la réaction de transfert sont mesurés. Ces deux observables suffisent à la reconstruction de l'énergie d'excitation du fragment lourd par masse manquante (voir annexe A). Pour la suite de cet article, nous nous concentrerons sur un type de réaction : le transfert d'un neutron de la cible (très souvent du CD_2) vers l'élément du faisceau, notée $^{A}X(d,p)^{A+1}X$ le fragment léger mesuré est donc un proton. Les efforts sont mis sur l'éjectile léger car sa grande dispersion angulaire facilite sa mesure, contrairement aux fragments lourds, faiblement dispersés et émis vers l'avant (cf. figure 3.1) à de petits angles. Cependant, VAMOS a été ajouté à l'avant pour identifier les particules lourdes dans le but de ne sélectionner que la voie de réaction d'intérêt, éliminant ainsi la présence parasite et relativement importante de fusion-évaporation, réactions entre le faisceau et les noyaux de carbone présents dans la cible.

Pour l'analyse de telles expériences, le vertex de la réaction est considéré, par approximation, comme étant fixe au centre de la cible. Ceci induit une erreur sur le calcul des pertes d'énergie dans la cible et sur l'angle mesuré. Plus la cible est épaisse, plus l'approximation sur la position du vertex sera grande. Il faut ajouter à cela la dispersion en énergie et en angle due au caractère stochastique des interactions de la particule chargée dans la cible. Ces deux effets, directement reliés à l'épaisseur et la nature de la cible, vont dominer à eux seuls la résolution sur l'énergie d'excitation.

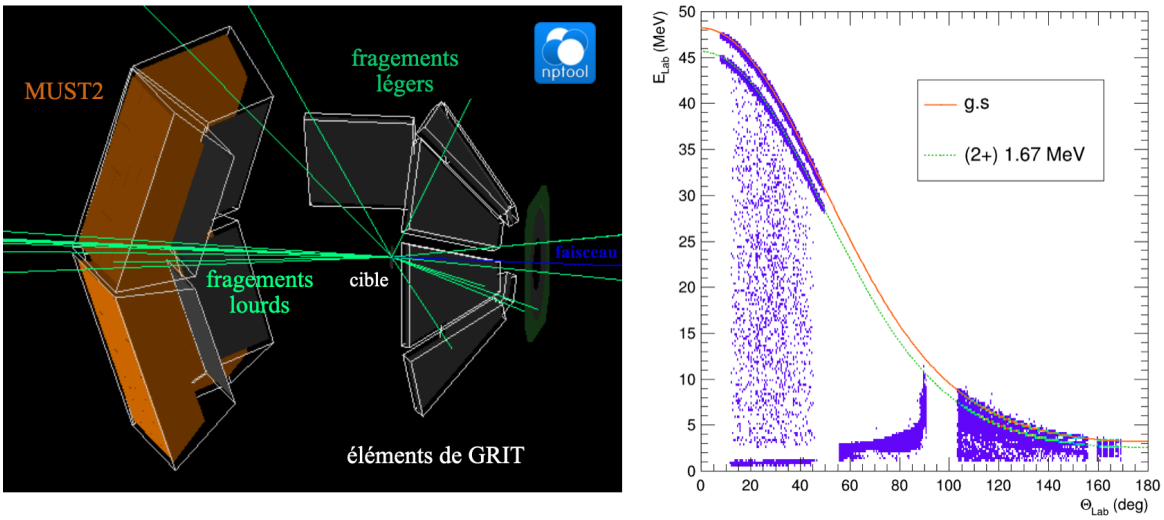


FIGURE 3.1 – À gauche, simulation *nptool* de MUGAST, qui comprend les détecteurs MUST2 et les autres DSSSDs trapézoïdaux, carrés et annulaires de GRIT. Le faisceau est représenté en bleu, avec en vert les trajectoires des produits de réaction. Les fragments lourds sont peu déviés, alors que les protons sont rétrodiffusés. À droite, énergie du proton en fonction de son angle dans le repère du laboratoire, pour des données simulées $^{19}O(d,p)$ avec la présence de deux états de l'^{20}O.

Si l'on trace l'énergie en fonction de l'angle du fragment léger, on obtient pour chaque état peuplé ce que l'on appelle une ligne cinématique, très caractéristique, qui dépend de l'énergie du faisceau, du type de réaction et de l'état d'excitation du fragment lourd en sortie. En voici un exemple, à droite de la figure 3.1, pour une réaction $^{19}O(d,p)^{20}O$ simulée, peuplant l'état fondamental du ^{20}O et son premier état excité (2+) à 1,67 MeV. On distingue bien deux lignes cinématiques, qui correspondent

aux deux états, reconstruites par MUGAST à partir des données simulées. Les données sont regroupées en trois plages angulaires différentes qui correspondent dans l'ordre des plus petits angles aux plus grands : aux MUST2, aux carrés, aux trapèzes puis à l'annulaire. Les points qui se trouvent bien en dessous de la ligne cinématique correspondent aux cas où le proton a traversé la couche de silicium du détecteur sans s'arrêter. Il n'y a donc déposé qu'une partie de son énergie. On apprendra par exemple ici que l'épaisseur des couches de silicium dans les carrés ne suffit pas à arrêter les protons à de telles énergies. Lors d'une prise de données, en temps réel, cette matrice est un excellent guide : on s'assure alors d'être en présence des réactions d'intérêt.

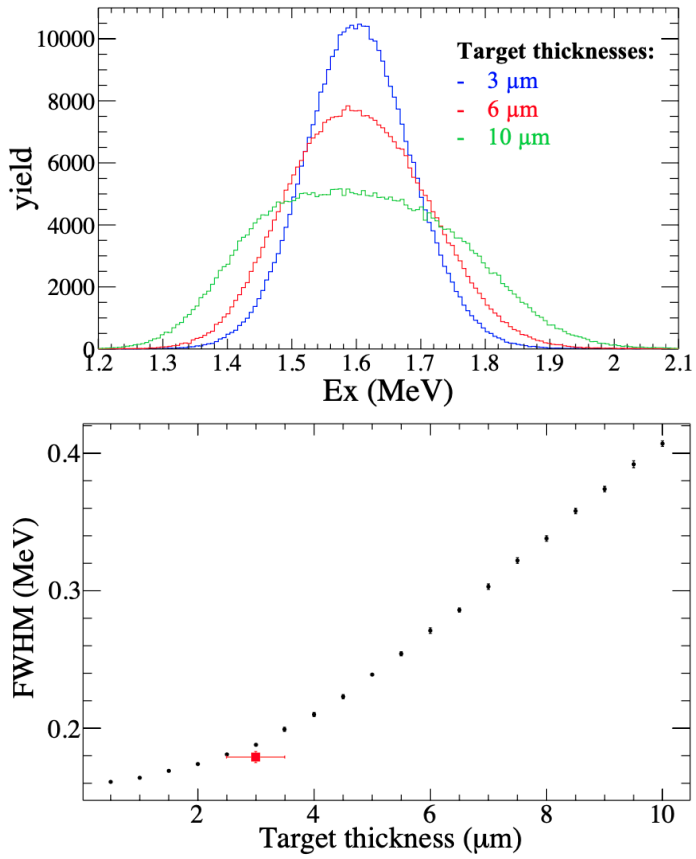


FIGURE 3.2 – En haut, spectre en excitation d'énergie reconstruite pour 3 épaisseurs de cible différentes pour la réaction ^{19}O(d,p)^{20}O peuplant l'état 2+ à 1,67 MeV. En bas, évolution de la résolution sur l'énergie d'excitation en fonction de l'épaisseur de cible. Le carré rouge représente la valeur expérimentale.

Pour évaluer l'impact de l'épaisseur de cible sur la résolution en énergie d'excitation, nous avons produit une série de simulations pour différentes épaisseurs de cible allant de 1 à 10 µm. Cette étude a été réalisée pour la réaction de transfert ^{19}O(d,p), peuplant l'état (2+) à 1,67 MeV de l'^{20}O, sujet d'une expérience MUGAST en 2020. L'évolution de la résolution en fonction de l'épaisseur de cible est présentée sur la figure 3.2. Le graphe du haut présente le changement de forme, passant d'une gaussienne vers une forme en cloche pour les plus grandes épaisseurs. Les simulations montrent qu'au-delà de 7 µm, la convolution d'une fonction gaussienne avec une fonction « cré-

neau » est nécessaire pour ajuster le pic en énergie d'excitation. La résolution (LMH) en fonction de l'épaisseur de cible, présentée sur le graphe du bas, laisse percevoir un point d'inflexion à 3 µm au-delà duquel la dégradation de la résolution s'accélère. Enfin, le bon accord avec le point expérimental s'ajoute aux multiples validations dont bénéficiait la simulation *nptool* avec les expériences antérieures. Ce résultat a été publié dans la référence [83].

3.2 MINOS-TPC + DALI2

Pour la première fois, MINOS-TPC a été couplée avec DALI2 dans le but de reconstruire l'énergie relative d'une particule par masse manquante. Le rôle de DALI2 ici est la mesure en énergie des protons. La méthode de la masse manquante nécessite une grande précision sur la reconstruction des trajectoires des protons dans la TPC, d'une part pour connaître leur angle mais aussi pour le calcul d'énergie. La position du vertex de réaction reconstruit à partir des traces permet d'évaluer la perte importante en énergie des protons dans la cible épaisse ($\sim$ 150 mm). Pour les types de mesures précédentes utilisant DALI2 pour la mesure de gammas, la résolution sur le vertex donnée par MINOS ($\sim$ 5 mm) était suffisante pour la correction de l'effet Doppler [85]. De même, sur la mesure de masse invariante, la résolution est largement dominée par celle de la mesure des neutrons. Cependant, la résolution sur la mesure de l'angle des protons (et le vertex) devient le facteur limitant dans la résolution en énergie d'excitation obtenue par masse manquante.

Pour comprendre au mieux cet ensemble de détection, d'une part, mais aussi pour évaluer et valider le code d'analyse relativement complexe associé à la TPC, le développement d'une simulation était nécessaire. Dans cette optique, les données en sortie de la simulation devaient pouvoir être analysées par le même code que pour les données réelles. Les codes de simulation pour MINOS et DALI2 que nous allons présenter ici ont été développés au sein de l'infrastructure logicielle *nptool* (cf. sous-section 3.1.1) et sont en libre accès sur le dépôt *GitLab* de l'IN2P3 : https ://gitlab.in2p3.fr/np/nptool.

3.2.1 Simulation des électrons de dérive

Afin d'avoir une simulation la plus réaliste possible et de pouvoir explorer des effets fins de géométries ou de dérives des électrons, nous modélisons la dérive des électrons dans la TPC allant de leur propagation individuelle jusqu'à leur amplification et la reproduction des signaux électroniques. Cette simulation est microscopique mais aussi effective, puisque l'on attribue « manuellement » au gaz les propriétés des électrons de dérive que sont : l'énergie nécessaire à la création de pairs électron-ion ; la vitesse de dérive ; les coefficients de dispersion transversale et longitudinale. Dans un code de simulation classique, les électrons de dérive sont simulés par paquets (en quasi-particule), que l'on peut visualiser comme une tâche (ou un nuage électronique) diffuse, avec une certaine distribution en vitesse et une distribution spatiale centrées autour d'une valeur moyenne. Ce nuage s'élargit au cours de sa propagation, suivant les paramètres de diffusion, jusqu'au plan (ou fil) de détection. Dans cette approche, on simule donc un déplacement moyen au détriment de comportements individuels, contrairement à notre approche dans laquelle nous traquons individuellement

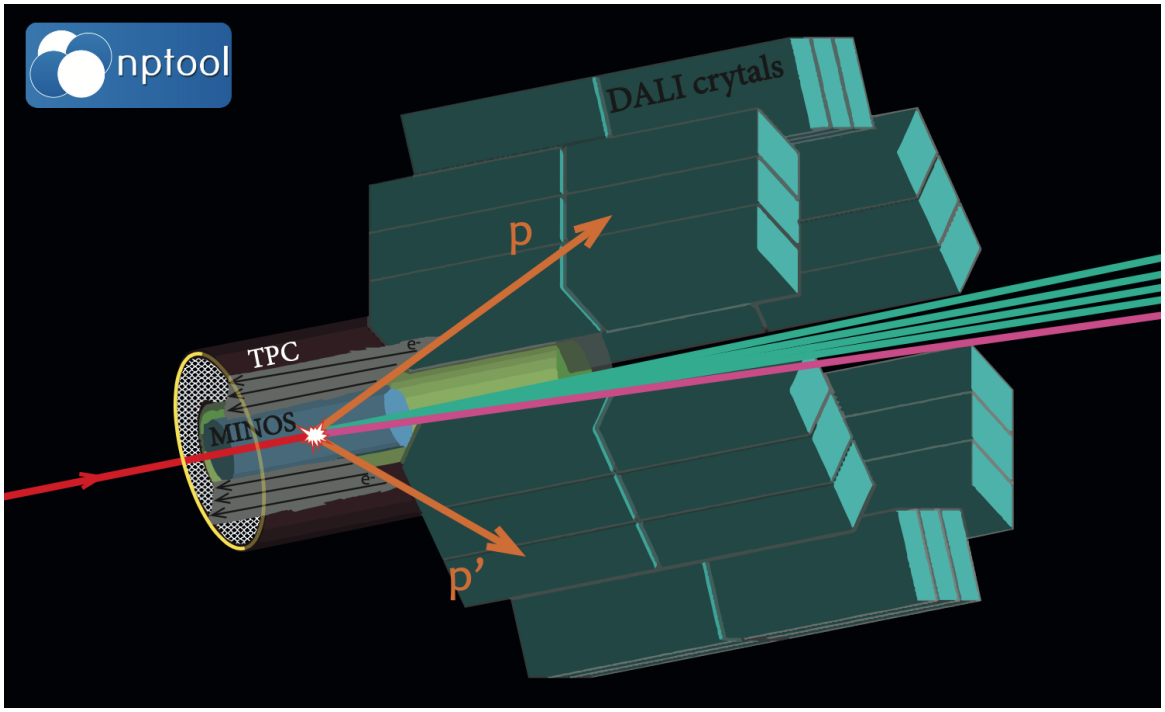


FIGURE 3.3 – Simulation GEANT4 de l'ensemble cible⁻détecteurs MINOS-TPC+DALI2 dans la configuration employée pour l'expérience S034. Cette simulation a été réalisée avec *nptool*, une réaction ^{8}He(p,2p)^{7}H est schématisée avec les neutrons représentés en vert et le triton en rose.

un nombre significativement représentatif d'électrons. Cela nécessite en contrepartie un temps de simulation très important de l'ordre de 200 événements/s. Il s'agit là du prix à payer pour explorer d'éventuels effets de bord, tel que la perte d'électrons sur les parois de la TPC.

Les paramètres de dérive des électrons utilisés pour cette simulation sont résumés dans le tableau 3.1. Pour la simulation de diffusion proton-proton nous avons utilisé la section efficace différentielle mesurée par l'expérience [86] à 155 MeV/nucléon. Nous pouvons séparer la simulation de la TPC en trois étapes principales : la production des électrons de dérive ; leur transport jusqu'aux anodes ; leur amplification et formation du signal qui seront ensuite analysées.

1) Production : Le long de la trajectoire de l'ion dans le gaz, tous les 1 mm on simule 50 électrons répartis aléatoirement sur cet intervalle. On leur attribue un poids fictif correspondant au nombre d'électrons qui seraient produits en conditions réelles. Pour chaque pas, on calcule le nombre réel d'électrons N_{e^-} produits à partir de l'énergie ΔE déposée dans le gaz (voir eq. 3.1). Ainsi, chaque électron simulé et traqué représente $N_{e^-}/50$ électrons réels.

$$N_{e^-} = \frac{\Delta E}{dE_{e^- ions}} \tag{3.1}$$

2) Transport : À chaque étape, gérée par *Geant4* en fonction de son libre parcours moyen dans le gaz, l'impulsion et la position de l'électron sont re⁻calculées. Pour simuler la dispersion des électrons due aux diverses interactions avec le

milieu, le vecteur vitesse évolue à l'aide d'un tirage aléatoire, tenant compte des coefficients de diffusion transversale et longitudinale. Les composantes transverse et longitudinale de la vitesse de dérive sont déterminées aléatoirement suivant les distributions de probabilités décrites par les équations (3.2) et (3.3), avec σ_{trans}(mm s^{-1}) définie en 3.4 et C_{trans} (mm^2 s^{-1}) le coefficient de diffusion transverse des électrons dans le gaz. Les termes Δd et Δt sont respectivement, la distance parcourue par l'électron et le temps écoulé durant l'étape, déterminés par GEANT4.

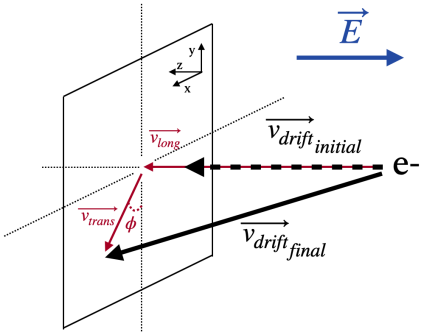


FIGURE 3.4 – Schéma représentant une étape de propagation des électrons de dérive dans *nptool*, le calcul du vecteur vitesse est décrit dans le texte.

$$P_{v_{trans}} = \frac{1}{\sigma_{trans}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(v_{trans}-0)^2}{2\sigma^2_{trans}}} \tag{3.2}$$

$$P_{v_{long}} = \frac{1}{\sigma_{long}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(v_{long}-v_{inital})^2}{2\sigma^2_{long}}} \tag{3.3}$$

$$\sigma_{trans} = \sqrt{\frac{2\Delta d \times C_{trans}}{v_{dérive}}} \frac{1}{\Delta t} \tag{3.4}$$

$$\sigma_{long} = \sqrt{\frac{2\Delta d \times C_{long}}{v_{dérive}}} \frac{1}{\Delta t} \tag{3.5}$$

3) Amplification : Pour chaque pad touché, à chaque électron « physique » collecté, on en produit 1500 qui sont répartis aléatoirement en temps dans un histogramme, suivant une loi de probabilité qui suit la fonction 3.6 afin de reproduire un signal électronique, avec t_{pad} le temps d'arrivée de l'électron, A l'amplitude du signal, τ qui paramétrise la largeur et q_b la ligne de base. Cette fonction qui reproduit la forme des signaux expérimentaux a été déterminée de manière empirique dans la référence [87]. C'est en ajustant les signaux avec cette dernière que nous extrayons le temps de dérive des électrons t_{pad} proportionnel à la position de la trace.

$$q(t) = A \times \exp\left(-3\frac{t-t_{pad}}{\tau}\right) \sin\left(\frac{t-t_{pad}}{\tau}\right) \left(\frac{t-t_{pad}}{\tau}\right)^3 + q_b \tag{3.6}$$

dE_{e^-ions}	$v_{dérive}$	C_{trans}	C_{long}
30 eV	3,347 5 mm µs^{-1}	7×10^{-5} mm^2 s^{-1}	7×10^{-5} mm^2 s^{-1}

TABLEAU 3.1 – Paramètres utilisés dans la simulation des électrons de dérive dans MINOS-TPC.

3.2.2 Reconstruction de traces dans la TPC

Lorsqu'une particule passe au travers de la TPC, le gaz s'ionise et les électrons produits dérivent sous l'action d'un champ électrique jusqu'au réseau d'anodes. Chaque

anode touchée nous renseigne trois coordonnées correspondant au point de passage de la particule dans la TPC, X et Y donnés par la position de l'anode, et Z déduit du temps de dérive des électrons (le processus est schématisé sur la figure 3.5).

Pour chaque trace, un certain nombre d'anodes sont activées fournissant en sortie un nombre équivalent de points (X,Y,Z). Dans la pratique, ces points sont également accompagnés de fond qu'il va falloir dissocier des traces d'intérêt. De même, il faut pouvoir, si plusieurs particules chargées sont passées, trier quels points appartiennent à quelles traces. Une fois les points appartenant aux traces identifiés et isolés, un ajustement de ces derniers à l'aide de régressions linéaires permet d'en extraire les équations de droite. Nous calculons la position du vertex à partir de ces dernières, définie comme étant le centre de la distance minimale qui sépare les deux droites (ce calcul est explicité dans la thèse [74]). Pour des raisons exposées plus haut, la simulation a été développée de manière à ce que les données en sortie puissent être analysées par un code rigoureusement identique à celui utilisé pour les données réelles. La reconstruction des traces dans la TPC que nous décrivons ici s'applique donc autant à la simulation qu'à l'expérience.

Il existe un certain nombre d'algorithmes spécialement conçus pour la reconnaissance de formes, dans notre cas les formes sont des lignes droites. Il fallait un algorithme qui puisse identifier et isoler les traces tout en supprimant les points contaminants sans savoir à l'avance le nombre de traces présentes. À l'origine de son développement, l'analyse de MINOS-TPC se basait sur l'utilisation de la transformée de Hough modifiée. Dans une démarche visant à améliorer les performances en temps de calcul mais visant aussi à simplifier le code, nous avons testé un autre algorithme, basé sur la méthode RANSAC (*RANdom SAmple Consensus*). Nous présentons ici le principe de ces deux méthodes appliquées à la TPC de MINOS.

3.2.2.1 La transformée de Hough

La transformée de Hough appliquée à la détection d'une ligne droite consiste à représenter cette dernière dans un espace de paramètres à deux dimensions. Ces deux paramètres sont l'angle θ et la distance minimale ρ entre l'origine du repère et la droite, représentés sur la figure 3.6(a). Si l'on considère à présent l'ensemble des droites passant par un même point, l'image de cet ensemble est une courbe dans l'espace de ces paramètres que l'on appelle également espace de Hough. Ainsi, à chaque point (coloré) sur le l'image (b) correspond une courbe dans l'espace de Hough (c). Pour cet exemple simple, dans le plan de Hough (c), l'intersection des courbes correspond à une forme qui passe par tous les points en (b) : la droite noire.

Si nous en revenons à la géométrie de notre détection, pour les réactions de *knockout*, les deux protons sont émis dans un même plan qui inclut l'axe du faisceau. En conséquence, les traces mesurées appartiennent systématiquement à la même droite dans le plan formé par les anodes (voir sur la figure 3.5), et ne sont donc pas distinguables dans le plan de Hough. Pour cette raison, une version adaptée de la transformée de Hough a dû être développée. Les détails de cette version d'analyse sont présentés au chapitre 3 de la thèse [74], j'en résume ici simplement le principe.

Les paramètres θ et ρ utilisés pour définir une ligne dans l'espace de Hough sont remplacés par θ_{int} et θ_{ext} : l'angle du point d'intersection de la droite avec l'entrée et respectivement la sortie de la TPC, voir figure 3.7 (à gauche). Les traces que nous

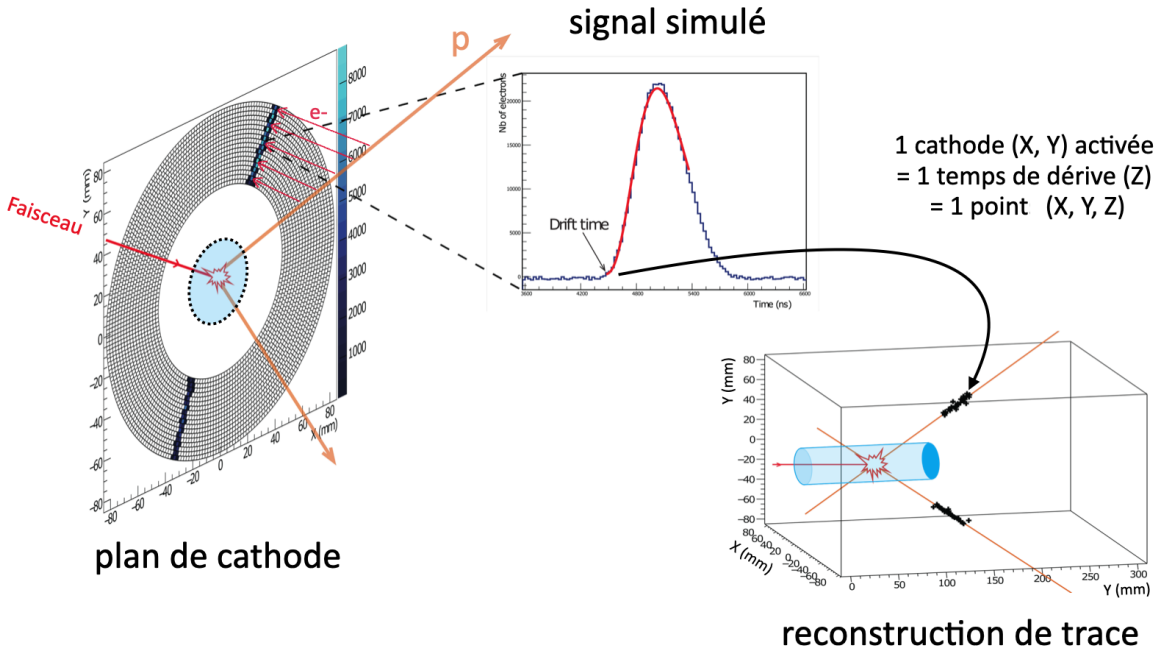


FIGURE 3.5 – Schéma présentant les étapes de la reconstruction de trace au sein de la TPC. De gauche à droite : le passage d'une particule chargée dans la TPC ionise le gaz, les électrons dérivent sous l'action d'un champ et sont collectés par le réseau d'anodes ; à chaque anode touchée, un signal électronique issu de l'amplification des électrons permet d'en déduire le temps de dérive et la position Z de la trace (X et Y sont données par la position de l'anode) ; un fit 3D de chaque trace permet de reconstruire la position dans la cible du vertex de réaction (définit comme étant le centre de la distance minimale entre les deux traces).

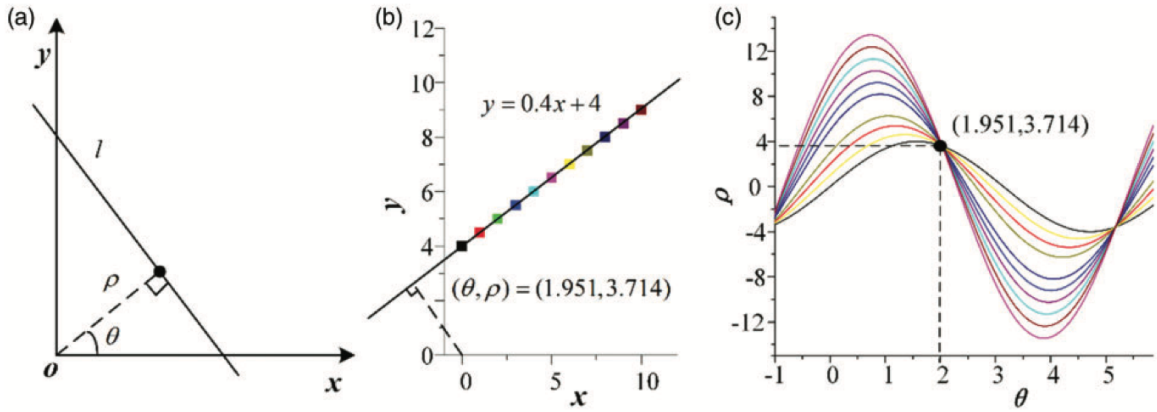


FIGURE 3.6 – Principe de transformée de Hough comme technique de reconnaissance de trace, ces trois panneaux sont expliqués dans le texte. Figure reproduite de la référence [88].

cherchons doivent forcément provenir de l'intérieur de la TPC. Afin de gagner du temps, l'ensemble des droites testées à chaque point est restreint entre deux limites (représentées en pointillés orange), qui sont les deux tangentes au rayon interne de la TPC passant par le point considéré. Un exemple de deux traces sur le plan de détection est présenté sur le graphe au centre de la figure 3.7. À ces deux traces, correspondent deux groupes de courbes dans le plan de Hough modifié, visibles sur le

graphe de droite. À ce stade, des groupes de points appartenant à une même trace sur le plan de détection (X,Y) sont isolés. Chaque groupe est ensuite traité une seconde fois, mais dans les plans (X,Z) et (Y,Z) avec une transformation de Hough classique, afin d'éliminer les contaminants invisibles au premier plan.

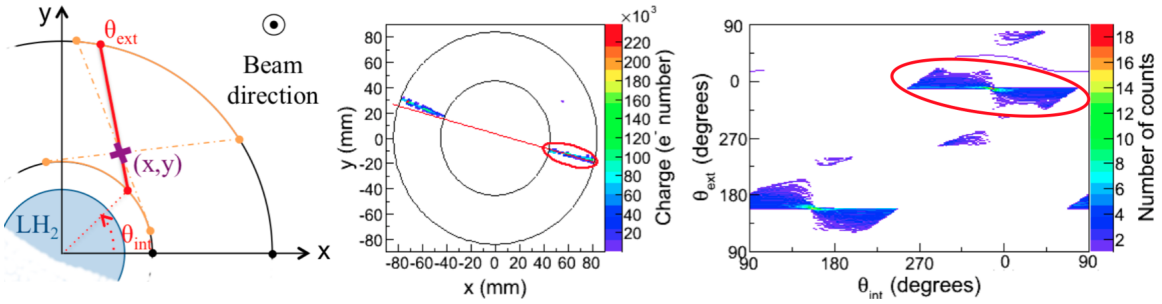


FIGURE 3.7 – (À gauche) Schéma présentant les deux paramètres, θ_{int} et θ_{ext}, adaptés à la géométrie de MINOS-TPC pour caractériser les droites dans le plan de Hough modifié. (Au centre) Exemple de points relevés pour deux traces dans le plan des anodes de la TPC. (À droite) Transposition dans le plan de Hough "modifié" (θ_{int}, θ_{ext}) des droites testées pour chaque point, on distingue bien deux groupes correspondants. Figure reproduite de la référence [74].

3.2.2.2 La méthode RANSAC

La méthode RANSAC (*RANdom SAmple Consensus*) se base sur l'hypothèse faite qu'un nombre relativement réduit de points, sur l'ensemble testé, soient aberrants ou n'appartiennent pas au modèle recherché (une ligne droite dans notre cas). Cette hypothèse est vraie dans le cas de MINOS-TPC, la très grande majorité des points reconstruits dans la TPC appartiennent bien à une trace. Si l'on tire deux points au hasard, alors la probabilité que ces deux points fassent partie d'une trace est grande. La méthode RANSAC propose de tester notre modèle (une ligne droite) à partir d'un sous-ensemble de données (deux points) tirées aléatoirement, un certain nombre de fois. La véracité de chaque droite aléatoirement construite est évaluée à l'aide du nombre de points situés à moins de 5 mm de celle-ci. L'algorithme est donc le suivant :

i) On tire au hasard 2 points, qui doivent être ni trop éloignés (<40 mm), afin qu'ils appartiennent au même *cluster*, ni trop près (>15 mm), deux points très proches ont plus de chance de donner une droite éloignée du modèle recherché.

ii) On considère la droite l qui relie ces deux points.

iii) On teste la distance d_{pl} entre chaque point et l. Si $d_{pl} < 5$ mm, alors le point est affilié au *cluster* considéré.

iv) Ces trois opérations sont réitérées au maximum 100 fois, et s'arrêtent si tous les points sont affiliés à au moins un *cluster*.

v) On parcourt les points de chaque *cluster* repéré par ordre de taille (nombre de points qui y sont affiliés). Si le point est déjà affilié à un *cluster* plus grand, alors on le retire du *cluster* plus petit.

vi) Les clusters restants avec moins de dix points sont rejetés. On supprime ainsi les points aberrants qui sont éloignés des traces.

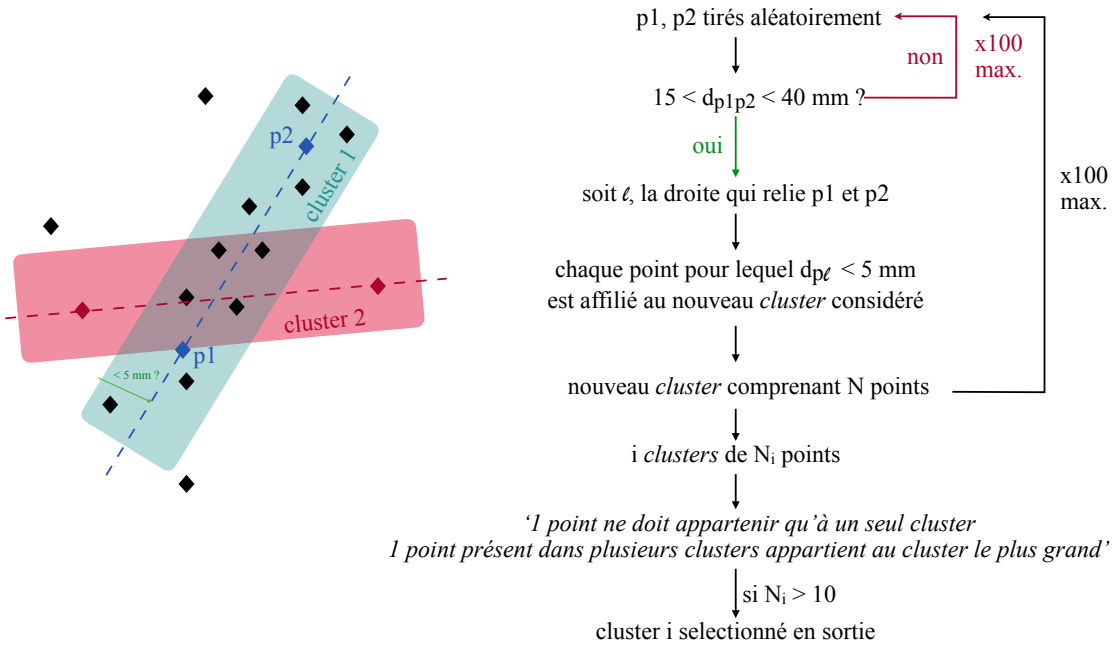


FIGURE 3.8 – Représentation schématique du principe de l'algorithme RANSAC appliqué à la reconstruction de traces linéaires. Le dessin de gauche présente le cas simple d'une trace en deux dimensions, avec deux exemples de *clusters* testés. Les étapes de l'algorithme détaillées ici sont transposables en trois dimensions, et les paramètres sont ceux adaptés à la TPC de MINOS. Le code dans lequel s'inscrit cet algorithme est accessible dans *nptool* [89].

Une étude comparative entre les deux algorithmes nous a montré qu'à efficacité de reconstruction (nombre d'événements avec 1, 2 et 3 traces détectées) et à résolution en position égales, la méthode RANSAC est de l'ordre de sept fois plus rapide.

3.2.3 Test de l'analyse TPC

Nous avons précisé dans la section précédente avoir conservé l'algorithme RANSAC pour le reste de l'analyse S034, ainsi tous les résultats qui suivront impliquant MINOS-TPC utilisent cette méthode. La figure 3.9 présente une comparaison entre les vertex simulés et reconstruits à partir du code d'analyse de la TPC. Ce sont des données simulées de diffusion élastique d'un faisceau de protons dans MINOS dans des conditions similaires aux premiers *runs* de l'expérience à 170 MeV/nucléon. Cette réaction est le premier « banc de test », qui devait servir d'une part à étalonner la TPC de MINOS, d'autre part à valider la méthode de la masse manquante. L'histogramme de gauche représente la position en Z vertex simulé en fonction de celle reconstruite par le code d'analyse. La bonne corrélation linéaire et l'absence de biais notable montrent le bon fonctionnement du code d'analyse, autrement-dit la recons-

truction du vertex de réaction fonctionne. Ce qui valide toutes les étapes de l'analyse de MINOS-TPC dans l'ordre : l'ajustement des signaux électroniques ; construction des points 3D ; identification des traces ; ajustements des traces et reconstruction du vertex. On trouve une résolution intrinsèque de 4 mm (sigma) sur la position en Z du vertex (voir histogramme de droite). À la différence des données simulées, les données réelles nécessitent d'étalonner le détecteur. Par exemple, en conditions réelles, la vitesse de dérive des électrons n'est pas connue, elle doit être déterminée de manière effective. De plus, nous ne mesurons pas un temps absolu (de dérive) mais un temps relatif entre un déclenchement (T_{start}) et un temps d'arrivée (T_{stop}). Le T_{stop} est directement déterminé depuis l'anode mais le T_{start} doit également faire l'objet d'un étalonnage. Nous verrons au chapitre 4 comment cette simulation a directement été impliquée dans l'étalonnage.

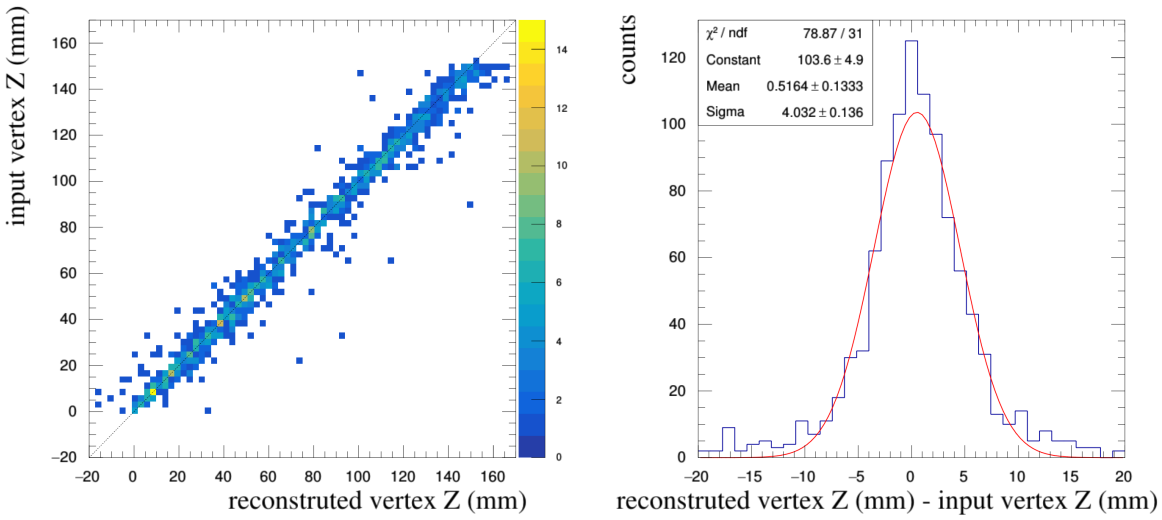


FIGURE 3.9 – Vertex simulé en fonction du vertex reconstruit par l'analyse pour une réaction de diffusion inélastique proton-proton.

3.3 NEBULA et NeuLAND

Nous avons vu dans la section précédente à quel point il était possible de réaliser une simulation complexe et complète pour s'approcher au plus près des données réelles. Cependant, de telles simulations microscopiques nécessitent un temps de calcul conséquent. Si l'on veut simuler le dispositif dans son ensemble, une juxtaposition de simulations aussi précises aurait été trop lourde à mettre en place, du moins dans les temps impartis d'une thèse. Cela reste tout de même un projet, inscrit sur le long terme dans *nptool*. Mais une simulation générale reste nécessaire si l'on veut connaître la fonction de réponse des détecteurs, c'est-à-dire l'impact sur la mesure des détecteurs (résolution, biais, déformation, élargissement *etc.*). Connaître cette fonction de réponse est indispensable si l'on veut pouvoir extraire les observables des données réelles.

Une fois l'ensemble de détection des particules chargées bien compris, notamment grâce aux simulations des différents éléments et aux expériences passées, il est possible

d'inscrire ce dernier dans une simulation plus générale du dispositif au travers d'un simple jeu de paramètres effectifs. Ceux-ci peuvent être, entre autres, une acceptance géométrique, une efficacité de détection, une résolution en angle, en énergie *etc.* Par exemple, la simulation de MINOS-TPC devient un simple tirage aléatoire autour du vertex simulé avec une dispersion correspondant à la résolution mesurée.

La nature fondamentalement différente de l'interaction des neutrons avec la matière implique une détection qui l'est tout autant. La détection dans NeuLAND et NEBULA est plus indirecte, puisqu'on ne mesure en réalité que l'énergie déposée par le recul d'un noyau H ou C de la barre induite par le neutron incident. Il peut en réalité s'y produire d'autres réactions plus complexes produisant des particules alpha ou du Bore mais avec une section efficace négligeable compte tenu de l'énergie incidente des neutrons dans notre cas. Plus exactement, on mesure la lumière de scintillation, générée par le noyau de recul, qui s'est propagée jusqu'aux extrémités de la barre (ce qui rejoint le fonctionnement de détection des particules chargées dans l'hodoscope). Ce sont la charge et le temps des deux signaux qui, combinés, vont caractériser l'interaction du neutron (temps de vol, énergie déposée et position dans la barre). Il est en conséquence difficile de résumer la réponse de l'ensemble NeuLAND-NEBULA avec une solution simple et effective comprenant les résolutions en angle, en temps et en énergie.

Une approche différente a donc dû être développée par le passé pour pouvoir simuler la réponse de l'ensemble de détections. Le temps de calcul était un paramètre très important, dans la mesure où un grand nombre de simulations sont nécessaires à l'extraction des observables (voir 5). Le code de simulation ainsi développé s'appelle MANGA (Multiparticle Analysis in a Neutron Geometrical Array). Cette méthode fut employée avec succès dans des expériences SAMURAI plus anciennes [70], [90], [72] et [71], nous résumons ici le principe.

3.3.1 Simulation MANGA

3.3.1.1 Principe de fonctionnement

Dans le cas le plus simple, la détection d'événements à un neutron : la réponse des deux détecteurs NeuLAND et NEBULA est principalement dominée par deux paramètres que sont la géométrie des barres (section, longueur et placement) et la résolution en temps. Les barres sont soit verticales soit horizontales, la géométrie nous donne les coordonnées XZ (respectivement YZ) et les temps nous donnent la coordonnée complémentaire Y (respectivement X) en plus du temps de vol qui, combiné à la distance, nous donne l'énergie. Les résolutions primaires des détecteurs en temps et position sont donc intriquées et non utilisables directement pour une simulation globale. Dans MANGA, l'ensemble des barres NeuLAND et NEBULA sont placées dans l'espace avec leur taille respective, le temps d'arrivée de la lumière à chaque extrémité est calculé, et on y applique la résolution temporelle avant de reconstruire l'impulsion du neutron détecté. Dans ce cas, les résolutions primaires (Δr, Δt) sont convoluées avec le placement des détecteurs pour obtenir, avec un code purement géométrique, la fonction de réponse de l'ensemble des 520 barres.

En définitive, ce code présente l'avantage d'être relativement simple et rapide, puisqu'il est purement géométrique et effectif, ne nécessitant qu'un seul paramètre

« physique » pour compléter la description du dispositif : la probabilité de détection du neutron dans le plastique scintillant. Cette dernière a été caractérisée lors de la mise en service de NEBULA, où l'on a mesuré une efficacité intrinsèque de 35 % des neutrons mono-énergétiques émis avec un angle faible, c'est-à-dire traversant les deux murs (48cm) de NEBULA. On prend en compte cette valeur en fixant dans MANGA la probabilité de détection par cm traversé, de telle sorte à ce que plateau observé dans la figure 3.11 corresponde à 35 %.

Cette simulation est facilement transposable pour les événements à plusieurs neutrons, mais les effets de diaphonie n'y sont pas modélisés (diaphonie ou *crosstalk* : lorsqu'un neutron interagit plusieurs fois dans le détecteur, phénomène présenté à la section 4.7). L'algorithme n'est pas microscopique, on ne simule pas le processus d'interaction du neutron dans le plastique, nous n'avons donc pas l'énergie déposée, et chaque neutron n'interagit au maximum qu'une seule fois. Cependant, comme nous le verrons par la suite, le filtre utilisé réduit très fortement le taux de diaphonie dans les données, ce qui rend l'absence de diaphonie dans MANGA moins dramatique. Chaque barre touchée dans la simulation est donc un événement « réel » (c.a.d. qui ne soit issu d'une diaphonie), qui permettra, en revanche, de simuler le taux d'élimination par le filtre des événements réels.

Le schéma de la figure 3.10 résume l'ensemble des variables et paramètres, injectés et simulés, liés à l'événement généré et aux différents points de détection. Les événements sont tirés aléatoirement selon une distribution de type *Breit-Wigner* (voir chapitre 1) qui décrit la nature d'un état résonant. Cette fonction nous donne les impulsions du fragment et des neutrons en sortie de réaction, MANGA gère ensuite leur dispersion angulaire et énergétique dans la cible puis leur détection. Lors de la génération de l'événement, on peut choisir plusieurs types d'espace des phases en sortie. MANGA offre la possibilité de ne pas générer d'état résonant, les particules en sortie de réaction ne sont donc pas corrélées et sont générées de façon indépendante selon les distributions en moment mesurées respectivement. On appellera ce mode BCK (*Background*), il permet de simuler un fond non résonant souvent présent dans les données expérimentales et dont les origines peuvent être multiples et complexes (résonance non systématique, neutrons issues d'autre voie de réaction *etc.*).

Parmi les différents espaces des phases accessibles à la décroissance des résonances, certaines voies de réaction mènent à des états résonants excités qui peuvent décroitre en passant par un autre état résonant. MANGA permet de simuler des décroissances passant par une résonance secondaire, selon une deuxième distribution de type Breit-Wigner. Une dernière option dans la décroissance est la possibilité d'ajouter une interaction entre les neutrons en sortie. Nous le verrons au chapitre 5, la présence ou non de cette interaction aura un impact non négligeable sur la distribution angulaire des neutrons ainsi que sur leur énergie relative.

3.3.1.2 Paramètres ajustables

Pour la détection du fragment, nous avions besoin de connaître la résolution sur la mesure de son angle $d\theta$ et plus largement sur celle de son impulsion dP. Dans les expériences précédentes, l'utilisation d'un « faisceau pinceau », une simple sélection d'événements dont le faisceau est proche de l'axe Z avec une dispersion angulaire aussi fine que possible et sans cible, avait permis d'extraire ces valeurs [72]. Dans notre cas,

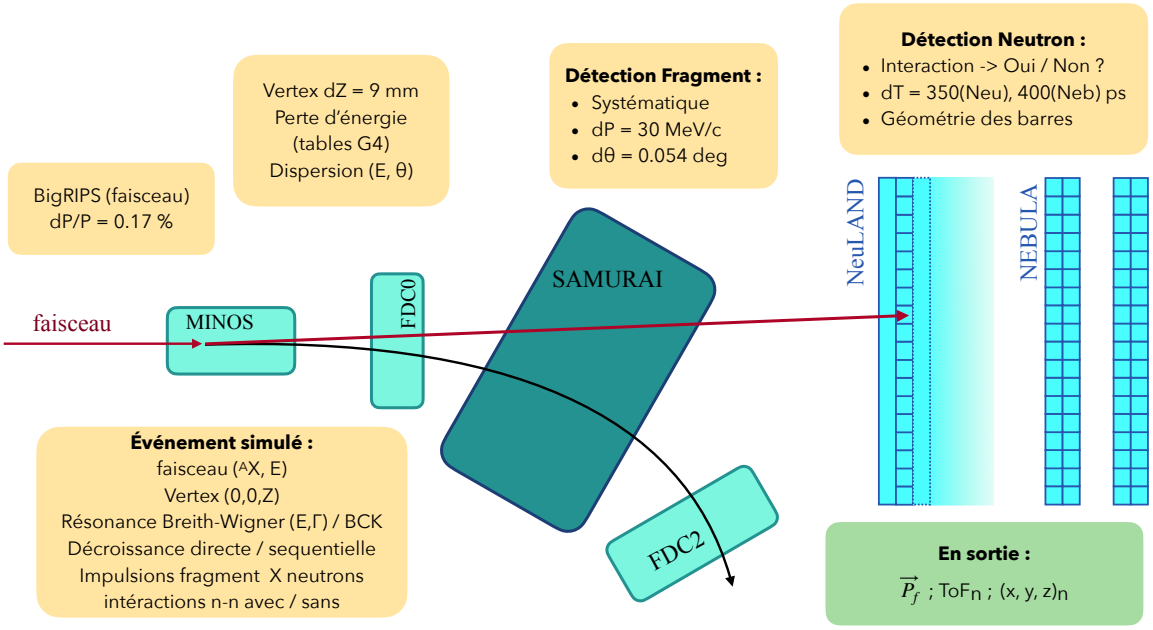


FIGURE 3.10 – Schéma résumant les différentes étapes et les paramètres ajustables dans la simulation MANGA.

le faisceau d'^{8}He n'était pas détecté dans l'hodoscope, nous ne mesurons donc pas son impulsion. Nous avons utilisé une autre méthode basée sur le spectre en énergie relative très caractéristique du système ^{6}He+n une fois ce dernier bien compris. Nous le verrons au chapitre 5, les spectres expérimentaux sont reproduits en les comparant à une matrice de simulations (E_r^i, Γ_r^j). Nous avons donc testé plusieurs matrices en faisant varier un troisième paramètre, la résolution dP, autour de la valeur trouvée dans les autres expériences. Nous avons ainsi conservé pour le reste des simulations qui vont suivre, la valeur $dP = 30$ MeV/c qui nous permettait de reproduire au mieux la voie ^{6}He+n.

La dispersion mesurée des impulsions fragment et neutron(s) n'est pas seulement due à la résolution de la détection mais également au mécanisme de réaction, puisque la résonance n'est pas produite au repos dans le repère du projectile mais avec une distribution en moment donné. Cette distribution en moment, qui est mesurée, doit être ajoutée à la simulation. Pour chaque voie de réaction que nous allons analyser nous devons ajuster cet impact, qui se résume en l'ajout d'une dispersion gaussienne de l'impulsion dans les directions transversales (X et Y) et longitudinale (Z), de manière à reproduire la largeur des distributions observées dans l'expérience.

3.3.2 Acceptance

Comme nous l'avons énoncé plus haut, la simulation permet d'évaluer l'efficacité géométrique d'un ensemble de détection trop complexe pour être calculée autrement. Cette dernière dépend de la disposition des détecteurs et de l'émission des particules, elle-même due au mécanisme de réaction (énergie du faisceau, nature de la réaction, nature de la décroissance *etc.*). La figure 3.11, qui provient de la thèse [90], présente

l'acceptance de NEBULA en fonction de l'énergie relative d'un système fragment-neutron. Sur le graphe de gauche, on observe une acceptance de 100 % à bas E_{rel}, puis celle-ci chute à partir de 1,8 MeV. Ce qui s'illustre, sur le dessin de droite, par le fait qu'à partir d'une certaine énergie relative la dispersion des neutrons dans le plan (X,Y) devient supérieure à la surface de NEBULA, une partie des neutrons ne passent donc plus par les détecteurs. Bien évidemment, il ne s'agit là que de l'acceptance géométrique, qui devra par la suite être convoluée avec la probabilité d'interaction du neutron dans le plastique pour obtenir son efficacité de détection.

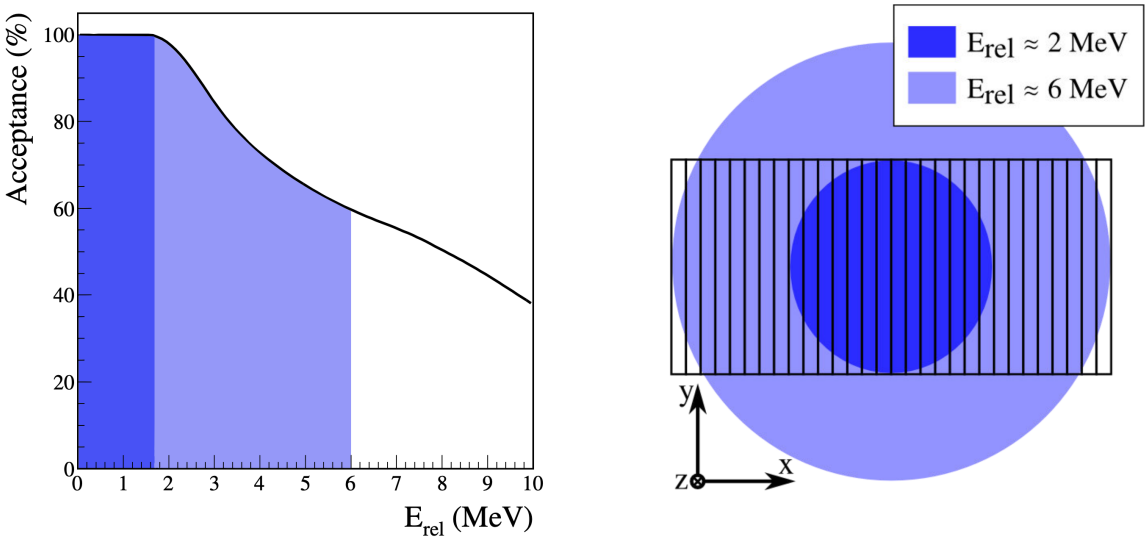


FIGURE 3.11 – À gauche, évolution de l'acceptance géométrique de NEBULA pour la détection d'un neutron en fonction de l'énergie relative fragment-neutron pour une résonance 20C+n produite à 250 MeV/nucléon. À droite, représentation schématique de NEBULA vue de face. Le plus petit disque délimite la dispersion des neutrons avec une énergie relative f+n proche de 2 MeV, le grand disque pour 6 MeV. Les cercles bleus représentent la dispersion en position autour de l'axe faisceau de neutrons possédant une énergie relative de respectivement 2 MeV à 6 MeV. Ces deux énergies correspondent au minimum pour que les neutrons puissent sortir de l'acceptance verticale et horizontale de NEBULA ce qui cause les décrochements observés sur la figure de gauche. Figure reproduite de la référence [90]

3.3.3 Résolution

Grâce à la simulation, une fois les paramètres (résolution en impulsion, en angle, et en temps) correctement établis, nous pouvons évaluer la résolution sur l'énergie relative pour une voie de réaction donnée. La méthode consiste à générer un état résonant « fictif » avec une distribution en énergie de type « delta », la largeur de ce pic en sortie d'analyse donne directement la résolution finale. La figure 3.12, à gauche, présente l'énergie relative pour différentes résonances E_r simulées d'un système ^{4}He + 3n avec une distribution « delta ». À droite, la largeur à mi hauteur (FWHM) de ces distributions en fonction de l'énergie E_r pour des systèmes avec 1, 2, 3 et 4 neutrons. On constate une dégradation de la résolution lorsque l'on augmente l'énergie relative. Alors que l'on pouvait s'attendre également à une baisse de résolution avec

le nombre de neutrons à mesurer, MANGA nous apprend que c'est le contraire qui se produit. En effet, plus l'on veut détecter de neutrons plus on favorise NeuLAND par rapport à NEBULA de part son efficacité de détection supérieure, or NeuLAND possède une meilleure résolution spatiale et temporelle. La résolution peut être approximée, au premier ordre, à l'aide d'une loi simple : $FWHM = p_1 {E_0}^{p_2}$ avec p_1 et p_2 deux constantes, les valeurs trouvées pour S034 sont rangées dans le tableau 3.2.

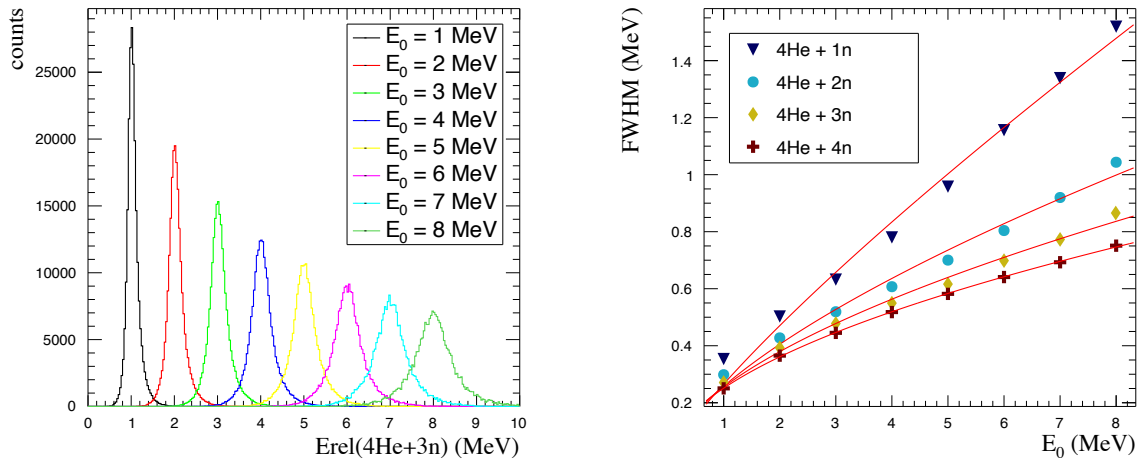


FIGURE 3.12 – Évolution de la résolution pour différents pics de résonances étroites simulées pour un système ^{4}He + 3n à 156,5 MeV/N. À droite, résolution en fonction de l'énergie relative pour différents systèmes ^{4}He + 1n, 2n, 3n et 4n.

	1n	2n	3n	4n
FWHM (MeV)	$0.27{E_0}^{0.83}$	$0.26{E_0}^{0.65}$	$0.26{E_0}^{0.57}$	$0.25{E_0}^{0.52}$

TABLEAU 3.2 – Loi approximative pour calculer la résolution de l'ensemble du dispositif sur l'énergie relative pour un système fragment ^{4}He avec 1 à 4 neutrons.

3.3.4 Filtre diaphonie

Comme nous le verrons au chapitre suivant, section 4.7, un neutron seul peut-être à l'origine de plusieurs signaux dans les détecteurs NeuLAND et NEBULA. À l'impact du neutron dans le plastique, le noyau de recul ou bien des gammas issus de désexcitation peuvent sortir de la barre et produire un signal dans une autre barre. Un neutron peut également interagir dans plusieurs barres à la fois. Ces deux effets produisent ce que l'on nomme des diaphonies qui simulent la détection de « faux » neutrons. Il faut donc créer un algorithme pour éliminer au maximum cet effet. Mais un tel filtre aura également un impact sur le résultat dans la mesure où il supprime aussi une part des bons signaux. Il est donc important de caractériser son effet sur l'efficacité de détection grâce aux simulations. Cet effet sera différent suivant l'énergie relative des particules, par exemple, des neutrons à basse énergie relative seront plus proches

spatialement et auront donc plus de chance d'être perçus comme de la diaphonie (voir description de l''algorithme figure 4.29). Nous pouvons retrouver l'évolution de l'efficacité de détection avec et sans filtre de diaphonie en fonction de l'énergie relative sur la figure 3.13, à gauche, pour des événements $^4\mathrm{He} + 2n$. Le rapport entre les deux histogrammes est présenté à droite, mettant en relief l'effet du filtre, avec notamment une très forte baisse d'efficacité proche de 0 MeV. MANGA ne simule pas le processus d'interaction des neutrons, il ne simule donc pas la diaphonie. On peut en revanche l'utiliser pour voir l'impact du filtre sur les bons signaux.

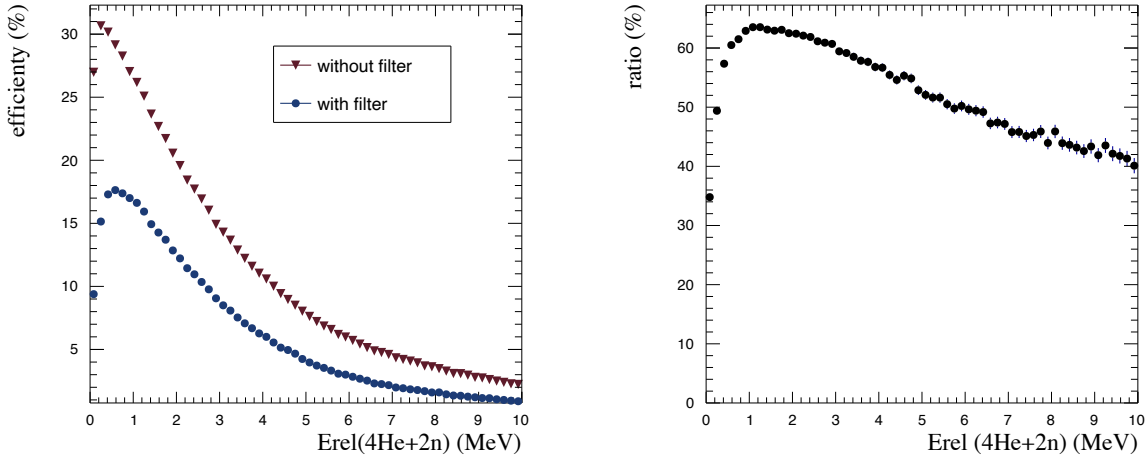


FIGURE 3.13 – Évolution de l'efficacité de détection avec et sans filtre de diaphonie pour un système ^{4}He+2n simulé. À droite, rapport entre la courbe d'efficacité avec et sans filtre.

Chapitre 4

Analyses de données

Sommaire

4.1 MINOS-TPC **60**
4.1.1 Mesure de la vitesse de dérive 60
4.1.2 Résultat MINOS-TPC 64
4.1.3 Rotation de la TPC 65
4.2 Chambres à dérive BDCs et FDCs **66**
4.2.1 Étalonnage 66
4.2.2 Reconstruction des traces 67
4.2.3 Identification des fragments 70
4.2.4 Reconstruction du $B\rho$ 72
4.3 Alignements FDCs, BDCs et MINOS **75**
4.3.1 FDC0, FDC2 et MINOS-TPC 75
4.3.2 BDC1 et BDC2 76
4.3.3 Contrôle des positions 76
4.4 NEBULA et NeuLAND **79**
4.4.1 La charge 79
4.4.2 La position 80
4.4.3 Le temps de vol 81
4.5 Reconstruction des observables **86**
4.5.1 Le faisceau 86
4.5.2 Énergie-Impulsion du fragment 87
4.5.3 Énergie-Impulsion du neutron 88
4.5.4 Énergie relative 89
4.6 Alignement Fragment-Neutron **90**
4.7 Filtre diaphonie **91**
4.7.1 Principe 91
4.7.2 Optimisation 93
4.7.2.1 Test de causalité 93
4.7.2.2 *Clusterisation* et performance 95

Ce chapitre retranscrit l'ensemble du travail d'étalonnage et d'analyse réalisé pendant cette thèse. Nous présentons les différentes techniques d'analyse « *offline* » permettant d'étalonner chaque détecteur à partir des données recueillies. Nous verrons ensuite comment les détecteurs ont été spatialement alignés par rapport à l'aimant de SAMURAI, pour continuer sur la reconstruction des observables, à partir de chaque détecteur, nécessaires au calcul de l'énergie relative. Enfin, la détection de plusieurs neutrons en coïncidence doit s'accompagner d'un filtre permettant de réduire les signaux de diaphonie. Ce filtre fera l'objet de la dernière section, où nous traiterons des différents aspects d'optimisation possibles après en avoir présenté le principe.

4.1 MINOS-TPC

4.1.1 Mesure de la vitesse de dérive

Dans la TPC (*Time Projection Chamber*) qui accompagne MINOS, les électrons produits dans le gaz au passage d'une particule se propagent, sous l'action d'un champ électrique, jusqu'aux anodes où ils sont amplifiés et collectés par un système de type micromegas [91, 92]. La propagation des électrons suit la direction opposée au champ électrique. C'est le temps de dérive mesuré, connaissant la vitesse des électrons dans le gaz, qui permet de remonter à la position de la trace. La vitesse de dérive des électrons dépend d'un certain nombre de paramètres que l'on ne peut connaître avec suffisamment de précision : l'intensité du champ électrique, la composition et la densité du gaz. À cela, s'ajoute le traitement des signaux électroniques qui induisent un décalage temporel dont il faut tenir compte également. Nous devons donc mesurer la vitesse de dérive des électrons et le décalage temporel de manière effective.

La TPC produit en sortie un signal électronique pour chaque électrode touchée suite au passage d'une particule. L'intégrale de ce signal est proportionnelle au nombre d'électrons secondaires, et sa forme dépend du temps de dérive. L'extraction de ce dernier est décrite au chapitre 3.

Dans les expériences précédentes, les événements déclenchant les SBTs étaient analysés en flux réduit laissant la possibilité d'avoir des particules chargées issues de la queue du faisceau qui pouvaient traverser la TPC dans sa longueur. Ces dernières pouvaient donc produire des signaux avec un temps de dérive correspondant à une distance de dérive nulle (lorsque l'anode est traversée) et avec un temps correspondant à une distance de dérive maximale (de la longueur de la TPC : 300 mm) en activant le fond de la chambre (côté cathode). Cela apportait deux points de références utilisées pour l'étalonnage de la vitesse de dérive. Dans le cas de S034, les faisceaux de protons et d'^{8}He étaient trop fins et/ou trop collimatés pour pouvoir traverser directement la TPC. Seuls les événements issus de réactions dans la cible MINOS étaient analysés. La cinématique particulière de ces réactions (quasi-élastiques ou diffusions proton-proton) offre, en voie de sortie, des protons avec une couverture angulaire restreinte laissant des zones de gaz non activées (voir figure 4.1). La distance de dérive maximale parcourue par les électrons n'est donc pas de 300 mm, et celle-ci dépend du rayon dans la TPC donc de l'anneau d'anode considéré. Une nouvelle méthode d'étalonnage, utilisant notamment la simulation, a donc dû être développée.

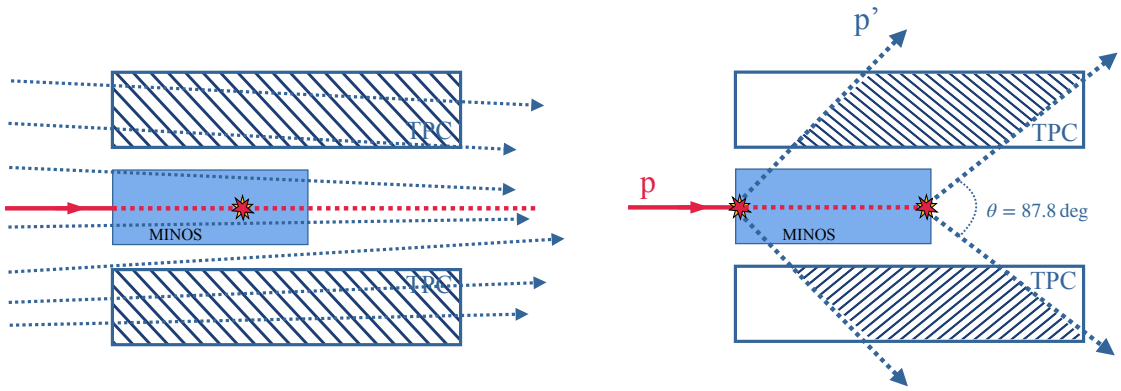


FIGURE 4.1 – Schéma de MINOS-TPC montrant la couverture angulaire. À gauche, lors des précédentes expériences, une partie du faisceau pouvait traverser directement la TPC. À droite, pour S034 le faisceau de protons utilisé pour l'étalonnage ne pouvait pas traverser la TPC, seuls les deux protons issus de diffusions dans la cible traverse la TPC mais avec un angle relatif restreint.

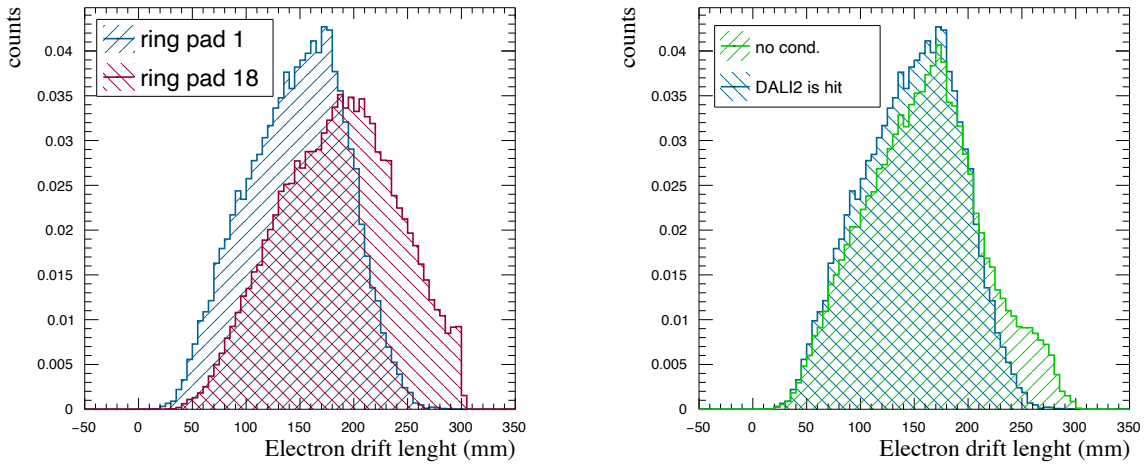


FIGURE 4.2 – À gauche, distribution en distance de dérive des électrons dans la simulation de la TPC pour l'anneau d'anodes 1 (le plus proche de l'axe) et 18 (le plus éloigné). À droite, distributions en distance de dérive issue de la simulation avec et sans condition sur DALI2 pour l'anneau n° 1.

Nous pouvons voir l'effet de la cinématique des deux protons sur la distance de dérive dans la TPC issue de la simulation sur la figure 4.2. Les distributions à gauche présentent le résultat pour les anodes les plus proches de l'axe (dans l'anneau n° 1) et les plus éloignées (dans l'anneau n° 18). Dans les deux cas, la distribution ne couvre pas le début de la TPC entre 0 et 50 mm, et le bout de la distribution dépend de la position de l'anneau d'anode considéré. La figure de droite montre l'impact sur cette distribution de l'utilisation de DALI2 comme déclencheur, la condition selon laquelle au moins un proton est détecté par DALI2 change le point d'arrivée du spectre.

Nous venons donc de voir deux effets notables sur la distribution en distance de

dérive qui rendent la méthode initiale d'étalonnage non applicable. L'objectif est de retrouver les valeurs de $v_{dérive}$ et Δ_t de la formule 4.1 permettant de convertir un temps de dérive expérimental en distance de dérive Z (qui correspond à la position de la trace suivant l'axe de la TPC) :

$$Z = (t + \Delta t) \times v_{dérive} \tag{4.1}$$

Avec $v_{dérive}$ la vitesse de dérive des électrons dans le gaz, et Δt le retard individuel de chaque voie d'électronique. Cette dernière prend en compte la distance parcourue par les signaux dans les circuits électroniques entre les anodes et l'amplificateur d'entrée de l'ASIC (*Application-Specific Integrated Circuit*), et peut varier d'un pad à un autre.

Puisque la simulation possède la même géométrie que l'expérience, les distributions en distance de dérive doivent être identiques. La nouvelle méthode d'étalonnage, indépendante du type de réaction utilisé, consiste donc à ajuster les paramètres de la formule 4.1 de sorte à reproduire la distribution en distance de dérive simulée à partir des données. Cette méthode est la suivante :

Pour chaque anneau d'anode, on ajuste les paramètres d'étalonnage afin de superposer au mieux les distances de dérive de l'expérience avec celles issues de la simulation. Un exemple, présenté sur la figure 4.3, montre que la simulation reproduit bien la forme du spectre en distance de dérives issu des données. L'étalonnage s'effectue en plusieurs étapes :

i) Un premier ajustement des variables Δt et $v_{dérive}$ est réalisé afin de superposer, au mieux, les deux spectres à l'aide d'une minimisation du χ^2.

ii) La moyenne des valeurs pour $v_{dérive}$ trouvées pour chaque anneau est utilisée comme référence pour la suite. Physiquement, si l'on néglige d'éventuelle fluctuation du champ électrique, la vitesse des électrons de dérive dans la TPC doit être la même dans tout le volume de la TPC.

iii) Un deuxième ajustement est effectué, en fixant cette fois la $v_{dérive}$ à la valeur trouvée en ii), donc seul Δt est laissé libre.

Une fois la vitesse de dérive et le décalage temporel connus, nous pouvons remonter aux coordonnées Z des traces. Ces dernières sont traquées à l'aide d'un algorithme basé sur la méthode de RANSAC (détaillé au paragraphe 3.2.2.2) puis ajustées à l'aide d'une régression linéaire en trois dimensions afin de reconstruire la position du vertex. Pour vérifier la justesse de notre étalonnage, nous pouvons regarder les distributions dans la figure 4.4. À gauche, l'angle relatif entre deux traces dans la TPC pour les runs utilisant un faisceau de protons. La distribution de cet angle est centrée en 87,8 °, proche de la valeur théorique. Notons cependant la dépendance en Z_{vertex} de l'angle θ_{p1-p2}, cette dernière est trop importante pour être due à la perte d'énergie dans le faisceau (qui induit un décalage de l'ordre de 0,1 °). Il s'agit d'un biais également observé durant la prise données et dont l'origine n'a pas pu être résolue avec la simulation et le nouvel étalonnage présenté ici. La piste d'une distorsion du champ électrique semble également avoir été écartée [93]. Une autre piste à explorer serait un éventuel décalage entre la cible MINOS et la TPC. À droite, la figure 4.4 présente la distribution de la position Z du vertex de réaction en fonction de sa position en X, on retrouve les limites données par les dimensions de la cible MINOS (150×40 mm^2).

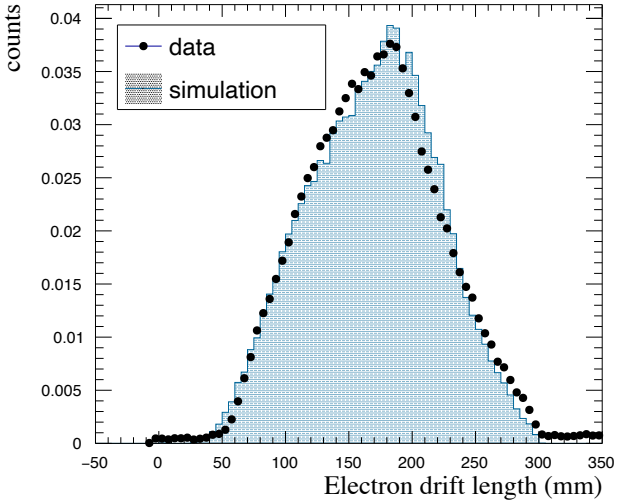


FIGURE 4.3 – Distribution en distance de dérive, de l'anneau n° 10 d'anodes, pour les données p(p,p')p" étalonnées à partir de la simulation (voir texte).

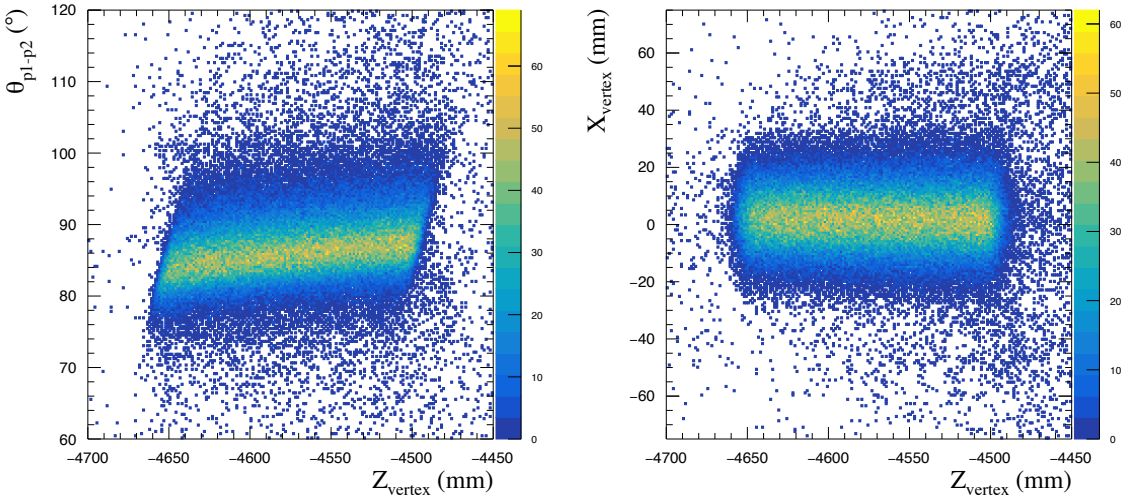


FIGURE 4.4 – L'angle relatif entre les protons en fonction de la position Z du vertex (à gauche). La position suivant X en fonction de Z du vertex de réaction à droite.

Plusieurs causes possibles dont les effets couplés à l'acceptance de DALI, à première vue non triviaux, ont été testées grâce à la simulation pour tenter de trouver l'origine de cette dépendance. Nous avons vérifié l'impact qu'aurait un décalage de l'ordre du 5 mm des positions relatives entre les détecteurs la cible, la TPC et DALI. De tels écarts ne font que décaler, sans modifier la pente, dans une direction donnée ($\sim$ mm) la distribution θ_{p1-p2} vs Z_{vertex}. De même nous avons testé d'employer un décalage temporel graduel anneau par anneau de l'intérieur vers l'extérieur tel que $\Delta t_{ring} = 200 + ring \times 10$ ns, $ring$ étant le numéro de l'anneau considéré allant de 1 à 18 (de l'intérieur vers l'extérieur). Les effets dûs à la perte d'énergies du faisceau dans la cible, mais aussi à la différence du temps de vol en entrée et en sortie, ont

également étés vérifiés et restent de second ordre. Les temps de dérives des électrons vont de 0 à 9 µs lorsque la différence de temps de vol du faisceau entre le début et la fin de la cible est de l'ordre de 0 à 10 ns.

En fin de compte, seule l'utilisation d'un gradient de vitesse de dérive dans la TPC de l'intérieur vers l'extérieur nous a permis de corriger cette dépendance (voir figure **??**). Ce gradient à été déterminé dans une première approche effective dans le but de corriger cette dépendance, la formule utilisée est celle-ci :

$$Z = (t + t) \times v_{dérive} \times (0.98 + 0.2 \times \text{ring}/18) \tag{4.2}$$

À travers cette formule on trouve une différence maximale de l'ordre de 2 % entre l'anneau 1 et 18 nécessaire pour corriger l'angle θ_{p1-p2}. Si ce gradient est réel alors il devrait provenir d'une divergence de champs électriques au sein de la TPC. Cette explication pourrait correspondre avec les dernières observations faites par Anna Corsi [93] sur la cage de champ de la TPC. Lors de tests comparatifs une hausse de la résistance totale de la cage ($\sim$ 2,1 %) par rapport à la valeur nominale a été mesurée, explicable par la présence d'une ou plusieurs résistances déconnectées qui sont toutes placées en parallèle le long de l'axe. Une simulation COMSOL a démontré que cela pouvait en effet suffire à distordre le champ électrique et *in fine* la vitesse de dérive de manière significative. Ils observent en particulier une divergence des traces qui augmente avec la distance de dérive, ce qui va dans le sens de nos propres observations : avec la cinématique (p,2p) les anodes des anneaux extérieurs collectent les électrons avec la plus grande distance de dérive. Actuellement, ces résistances étant physiquement inaccessibles, un recours à une imagerie scanner n'a présenté aucune aspérité visible pouvant confirmer cette hypothèse qui reste néanmoins la plus probable.

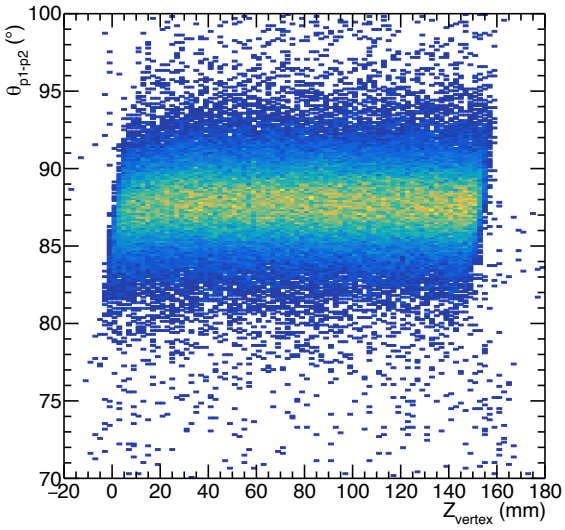


FIGURE 4.5 – L'angle relatif entre les protons en fonction de la position Z du vertex corrigée de manière effective grâce à l'utilisation d'un gradient de vitesse de dérive (voir texte).

4.1.2 Résultat MINOS-TPC

À la fin de l'expérience, des acquisitions de données ont été effectuées avec le même faisceau d'^{8}He mais en laissant la cible MINOS vide. Dans ces données, les

traces menant aux vertex reconstruites par la TPC correspondent à des événements pour lesquels le faisceau a interagi dans la fenêtre d'entrée ou de sortie. Si l'on trace la distribution en Z du vertex pour ces données (à gauche de la figure 4.6), nous devons retrouver deux pics correspondant aux positions de la fenêtre d'entrée et de sortie de MINOS dans le repère de la TPC, à respectivement 0 et 150 mm. Sur la courbe bleue, on constate la présence d'une contamination à gauche du premier pic à 0 mm issu de la fenêtre d'entrée. Pour comprendre l'origine de cette contamination, il nous a fallu observer la position de ces vertex dans le plan vertical (X,Y) (figure de droite). Sur cette figure, on retrouve la position des vertex de réaction qui ont bien eu lieu sur les fenêtres d'entrée et de sortie concentrés dans un cercle de rayon 15 mm. Cependant, on constate également quatre autres regroupements de points en dehors de MINOS probablement dus à l'interaction du faisceau avec une pièce mécanique servant au support de MINOS. Enfin, un troisième point remarquable : un cercle à 40 mm de rayon se dessine, il s'agit du cylindre interne de la TPC. Donc, une condition selon laquelle la distance du vertex de réaction à l'axe Z doit être inférieure à 15 mm s'impose. On peut apprécier le gain en résolution spatiale, dû à cette coupure, sur la distribution en Z des vertex avec la courbe rouge à gauche.

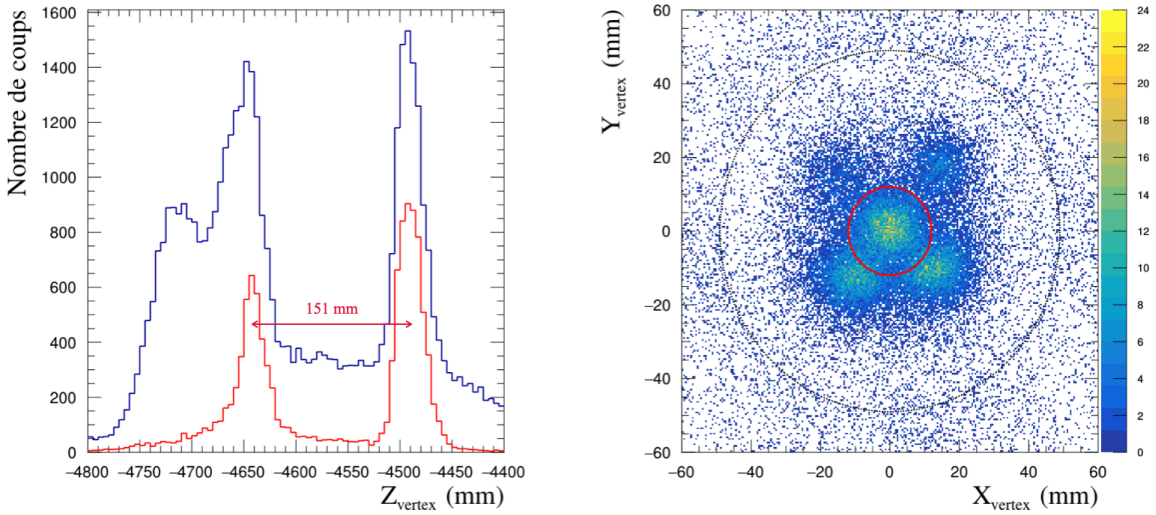


FIGURE 4.6 – Distribution de la position du vertex suivant l'axe du faisceau Z (à gauche) pour événements avec la cible MINOS vide, en bleu sans condition, en rouge en conditionnant sur la distance entre l'axe Z et le vertex. Position X du vertex en fonction de Y (à droite) avec le cercle rouge délimitant la coupure utilisée (fenêtre d'entrée). On distingue également le contour de l'entrée de la TPC à 40 mm du centre.

4.1.3 Rotation de la TPC

La reconstruction de la position du vertex de réaction vue jusqu'ici s'inscrit dans le repère de la TPC, il faut à présent la transposer dans celui du laboratoire. En effet, la TPC possède une symétrie cylindrique et aucune marque ne permet de connaître l'angle de rotation suivant l'axe Z avec lequel elle a été installée. Pour avoir la bonne position (X,Y) du vertex de réaction, il est donc nécessaire de corriger d'une rotation suivant l'axe Z l'ensemble des points mesurés par la TPC. Pour retrouver cet angle

nous utilisons la position des cristaux DALI2 comme repère. Pour chaque cristal de DALI2, nous regardons la distribution des angles azimutaux ϕ des traces dans la TPC correspondantes. Le centre de cette distribution doit correspondre à l'angle du cristal considéré (voir figure 4.7). Pour S034 nous trouvons une rotation moyenne à appliquer de 40 ± 1 °. Pour être totalement coordonné dans le repère du laboratoire avec les autres détecteurs, une translation (X,Y,Z) devra également être appliquée sur le détecteur. La méthode pour réaliser cet alignement se base sur la minimisation de la déviation standard de la distribution en $B\rho$ du fragment reconstruit à partir de l'ensemble de détection SAMURAI. Cette méthode est utilisée pour d'autres détecteurs et permet aussi de calculer la rotation de la TPC, venant corroborer le résultat trouvé ici. Tous les détails de cet alignement se trouvent à la section 4.3.

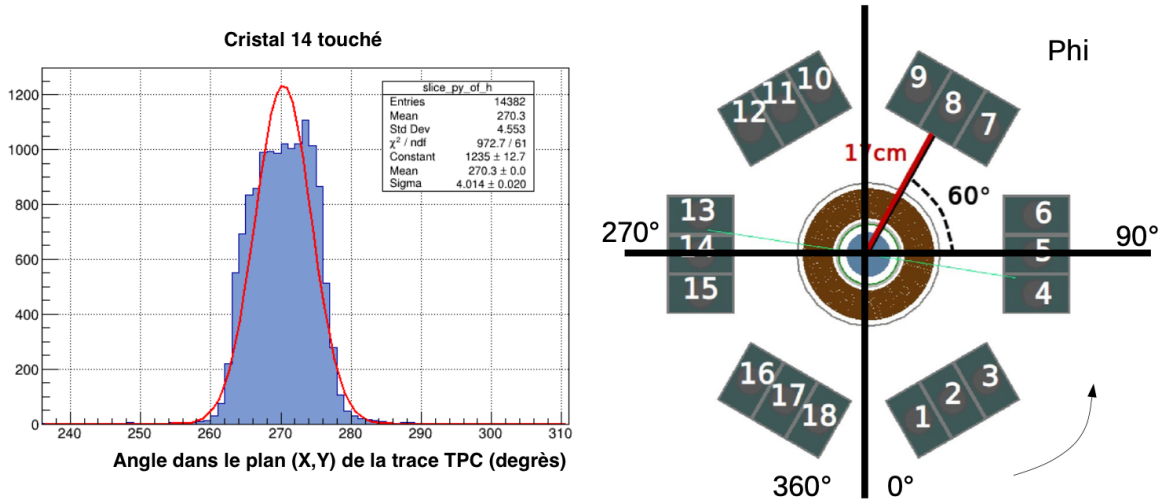


FIGURE 4.7 – À droite, schéma représentant MINOS-TPC vu de dos surmonté des cristaux numérotés de 1 à 18 du premier anneau de DALI. À gauche, distribution de l'angle azimutale (dans le plan X, Y) de la trace dans MINOS-TPC lorsque la particule touche le cristal 14.

4.2 Chambres à dérive BDCs et FDCs

4.2.1 Étalonnage

Dans les chambres à dérive, les électrons générés au passage d'une particule chargée sont collectés par des fils d'anode placés à équidistances. L'organisation et la géométrie de ces fils par plans diffèrent d'un détecteur à un autre, ils sont détaillés au chapitre 2. Lorsque le signal perçu par un fil dépasse un certain seuil, l'acquisition du temps entre les SBTs et la chambre à dérive se déclenche. On mesure donc le temps de dérive t des électrons depuis la trace jusqu'au fil le plus proche. Nous voulons ensuite connaître la distance de dérive $D_{dérive}$ minimale parcourue par ces électrons, afin de remonter *in fine* à la position de la trace (point de départ des électrons). Dans une symétrique cylindrique avec pour axe un fil d'anode, la distance de dérive peut s'écrire en fonction de la vitesse tel que :

$$D_{dérive} = \int_{t_{start}}^{t_{stop}} v_{dérive}(t)dt = \int_{t_{start}}^{t_{stop}} \frac{dr}{dt}dt \tag{4.3}$$

Avec $v_{dérive}$ la vitesse radiale des électrons de dérive et r la distance au cours du temps par rapport au fil. Nous travaillons avec des intégrales afin de mieux définir les extrémités de la distribution. Puisque nous n'avons pas directement accès à $r(t)$, nous utilisons un changement de variable :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{dN} \times \frac{dN}{dt} \tag{4.4}$$

En injectant (4.4) dans (4.3) nous pouvons retrouver la relation suivante :

$$D_{dérive} = \frac{dr}{dN} \int_{t_{début}}^{t_{fin}} \frac{dN}{dt}dt \tag{4.5}$$

Avec $\frac{dN}{dt}$ la distribution en temps de dérive des porteurs de charge mesurés et $\frac{dr}{dN}$ leur distribution radiale que l'on peut supposer indépendante du temps. Le lecteur pourra trouver les détails de la démonstration dans la thèse [70]. La figure 4.8 montre un exemple de distribution en temps, à gauche, pour un plan de fils de la FDC0. L'équation 4.5 nous indique donc que nous pouvons convertir cette distribution en distance de dérive sans passer par un calcul de vitesse. Puisque le terme $\frac{dr}{dN}$ est constant, nous pouvons directement convertir la valeur de l'intégrale en distance de dérive au cours du temps connaissant sa valeur maximale et minimale. Ainsi sur l'histogramme de droite qui représente l'intégrale de la distribution en temps, le haut de la distribution doit correspondre à la distance de dérive maximale, connue pour chaque détecteur, et le bas doit correspondre à une distance minimale qui est nulle. Cette intégrale peut être ajustée à l'aide d'une fonction sigmoïde :

$$f(t) = D_{max} \frac{1}{\exp(\alpha - t) + 1} \tag{4.6}$$

Avec D_{max} la distance de dérive maximale, soit la distance au-delà de laquelle l'électron produit dérivera vers un autre fil plus proche. La fonction ajustée servira d'étalonnage pour la conversion du temps de dérive en distance de dérive. Un étalonnage est réalisé pour chaque plan à chaque *run*.

4.2.2 Reconstruction des traces

Dans l'article précédent, nous avons vu la manière dont est calculée la distance de dérive des électrons entre la trace et les fils d'anode. En trois dimensions, cette distance de dérive correspond donc à un cylindre centré sur chaque fil touché dont la surface entière est le potentiel point de départ de ces électrons. Pour la reconstruction des traces en trois dimensions, nous passons par la résolution du problème dans plusieurs plans. Par exemple pour les BDCs, on considérera le plan (X,Z) pour les fils verticaux puis le plan (Y,Z) pour les fils horizontaux.

Le schéma à droite, figure 4.9, illustre de manière simplifiée la reconstruction d'une trace en deux dimensions dans une chambre à dérive à partir de ce que l'on appelle les disques de dérive. Les électrons produits par ionisation du gaz migrent sous l'action

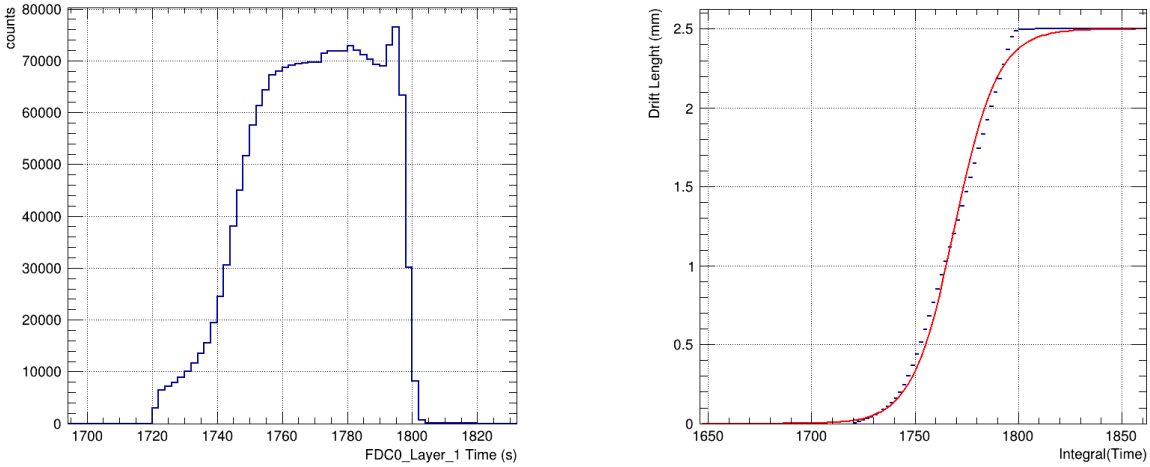


FIGURE 4.8 – À gauche, distribution des temps mesurés par les fils du premier plan de la FDC0. À droite, intégrale de la distribution de gauche avec l'axe des ordonnées converti en distance de dérive. La ligne rouge représente l'ajustement par une fonction sigmoïde.

d'un champ électrique, généralement produit à l'aide de cathodes qui peuvent être des plaques ou d'autres fils placés autour des fils d'anode. Ces disques, dont le rayon correspond à la distance de dérive minimale des électrons, représentent la position potentielle de la trace à chaque fil. Dans le cas idéal, avec un détecteur parfait, la trace serait tangente à tous les disques (comme la flèche rouge pleine sur le schéma), laissant une unique solution possible lors de la reconstruction de cette dernière. En réalité, la résolution en temps du détecteur associée à la dispersion des électrons dans le gaz induisent une incertitude sur le rayon des disques. Une trace peut donc passer à l'intérieur ou à l'extérieur d'un disque de dérive. Dans ces conditions, les solutions sont alors multiples.

L'algorithme qui permet de reconstruire la trace se base sur la puissance minimale entre cette dernière et le cercle de dérive. La puissance d'un point permet d'évaluer sa position par rapport à un cercle. La puissance $P(M)$ d'un point M quelconque par rapport à un cercle de centre O et de rayon R se définit comme tel :

$$P(M) = OM^2 - R^2 \tag{4.7}$$

Plus le point s'éloigne du cercle, plus la norme de sa puissance augmente, d'après l'équation 4.7, cette dernière est positive à l'extérieur du cercle, négative à l'intérieur et nulle lorsque le point est sur le cercle. Ainsi, le long d'une droite, la puissance minimale est représentative de la distance de la droite au cercle. Plus la norme de la puissance minimale est grande, plus la droite est éloignée de la tangente du cercle, à pente égale. La puissance minimale d'une droite est analytique et s'écrit :

$$P_{min} = \left[\left(\frac{ad - ab + c}{1 + a^2} - c \right)^2 + \left(a \frac{ad - ab + c}{1 + a^2} + b - d \right)^2 - R^2 \right] \tag{4.8}$$

Avec c et d les coordonnées du centre du cercle et R son rayon, a le coefficient directeur de la droite et b son ordonnée à l'origine. Le lecteur trouvera la démonstration de ce résultat à l'annexe B. Nous avons donc une variable, P_{min}, qui représente la

distance d'une droite à un cercle. Les paramètres de l'équation de droite que l'on cherche sont ceux qui minimisent $SumP$, la somme des puissances minimales de la droite avec l'ensemble des cercle de dérive, normalisée par le nombre de fils touchés N :

$$SumP = \frac{\sum P_{min}}{N} \tag{4.9}$$

Nous cherchons les paramètres de droite a et b pour lesquels $SumP$ est minimum. Nous utilisons pour cela la bibliothèque *Minuit2* de ROOT [80] spécialement conçue pour la minimisation de fonctions multi-paramétriques.

Une fois tous les plans de fils analysés et les droites en deux dimensions reconstruites, nous devons réunir les résultats pour trouver la trace en trois dimensions correspondante. Comme exposé précédemment dans le chapitre de présentation des détecteurs, certaines chambres à dérive comme la FDC2 contiennent des plans de fils inclinés, rendant la transposition en trois dimensions plus complexe. L'astuce utilisée consiste à calculer le plan P_n normal au plan dans lequel a été construite la droite et qui contient cette dernière pour chaque plan de fils. La trace en trois dimensions sera donc définie par l'intersection entre deux plans P_n. Si plus de deux plans de fils sont présents dans le détecteur, alors la moyenne des paramètres de droite calculée à chaque paire de plans P_n est sélectionnée.

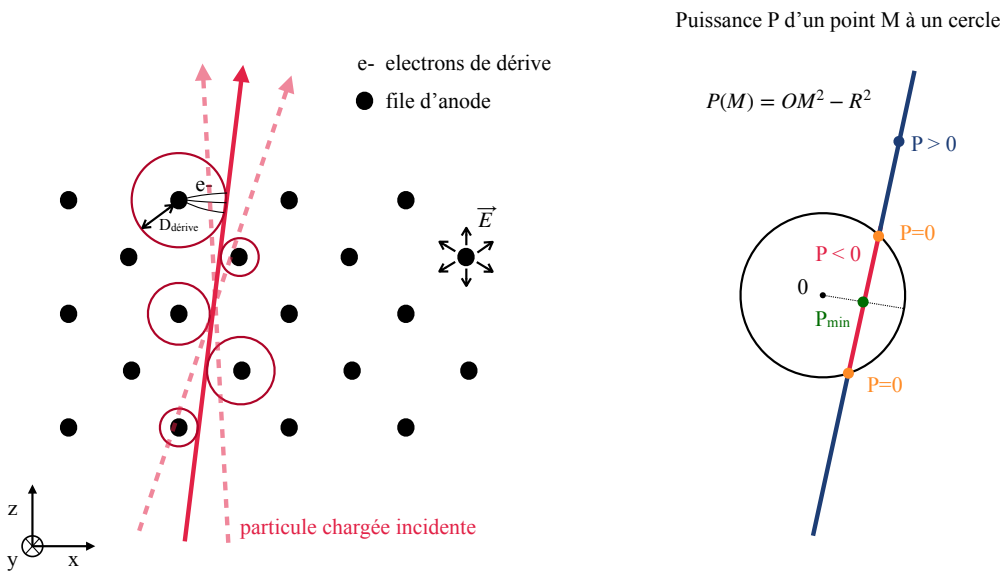


FIGURE 4.9 – Schéma du principe de reconstruction de traces dans les chambres à dérive. À gauche, représentation simplifiée d'un plan de fils vue du dessus, avec une trace et les cercles de dérive en rouge (voir texte). À droite, schéma représentant la puissance d'un point M, le long d'une droite, à un cercle dans le cas ou la droite traverse le cercle.

4.2.3 Identification des fragments

Identification en A/Z :

Dans le cas d'un aimant dipolaire comme celui de SAMURAI, les produits de réaction chargés sont simplement déviés en fonction de leur rigidité magnétique, notée $B\rho$, avec B l'intensité du champ ($\sim$ 4 T) et ρ le rayon de courbure de la trajectoire à travers l'aimant. Pour un isotope entièrement ionisé, la rigidité magnétique s'écrit :

$$B\rho = \frac{\gamma m v}{Ze} \tag{4.10}$$

avec e, la charge élémentaire, m, la masse du noyau et $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, le facteur de Lorentz. Plus un fragment sera courbé par l'aimant, plus sa position suivant X dans la FDC2 sera petite. Ce qui signifie que la position suivant X dans la FDC2 est directement corrélée à $B\rho$. Par conséquent, d'après la relation 4.10, il est possible d'écrire :

$$X_{FDC2} \propto B\rho \propto \frac{A}{Z}\gamma v \tag{4.11}$$

La dépendance avec le terme γv reste à traiter pour pouvoir identifier en A/Z les particules. C'est pourquoi les scintillateurs plastiques de l'hodoscope ont été développés afin de permettre la mesure en temps de vol des fragments avec une résolution de l'ordre de 100 ps. La position en X en sortie de l'aimant mesurée par la FDC2 et la mesure du temps de vol par l'hodoscope permettent donc de discriminer les fragments chargés en fonction de leur rapport A/Z. Pour S034, la dispersion en vitesse du faisceau était suffisamment faible pour pouvoir séparer les fragments suivant A/Z sans mesurer leur vitesse. Comme on peut le voir sur la figure 4.10, si l'on projette suivant l'axe Y qui correspond à la position en X du fragment dans la FDC2, on sépare bien les groupes d'événements $A/Z = 3$ (^{3}H et ^{6}He) des événements $A/Z = 2$ (^{2}H et ^{4}He).

Identification en Z :

Comme énoncé plus haut, l'hodoscope mesure en plus du temps de vol l'énergie déposée au passage d'une particule. Sa fonction n'est pas de mesurer l'énergie totale des fragments mais seulement une fraction de celle-ci, d'où l'épaisseur relativement faible des scintillateurs (2 cm). À de telles énergies, les fragments en sortie de l'aimant ne font que traverser l'hodoscope, mais cela peut suffire à les séparer suivant leur charge Z. Conformément à la formule de Bete-Bloch, la perte d'énergie, ΔE, d'une particule chargée dans un matériau, pour une épaisseur donnée, peut s'écrire :

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E} \tag{4.12}$$

En théorie, le calcul de la vitesse et du ΔE, connaissant le $B\rho$ du fragment chargé, permet alors de remonter précisément à sa charge Z et sa masse A. Il faut pour cela au préalable étalonner la mesure en charge Q ($\propto \Delta E$) et en temps de l'hodoscope, ce qui a souvent été fait lors d'expériences antérieures (par exemple dans cette référence [70]). Pour rappel, ces lattes de scintillateurs plastiques couplées à deux PMT situés aux extrémités fonctionnent sur le même principe que les barres de NEBULA et

NeuLAND (voir section 4.4). Dans notre cas, la très faible diversité de fragments en sortie fait qu'un tel étalonnage n'a pas été nécessaire ici. En effet, pour l'expérience S034 nous avions un faisceau d'^{8}He à haute énergie et une cible de proton pure ($\sim$ 156 MeV/nucléon), ce qui restreint grandement le nombre de réactions possibles. À cette énergie, la probabilité d'avoir une réaction de transfert est très faible, et au vu de la composition de la cible, les fragments susceptibles d'être produits ne peuvent qu'être plus légers que l'^{8}He.

Ces derniers doivent également avoir un temps de vie suffisamment élevé pour pouvoir atteindre l'hodoscope. Le fragment qui est produit en plus grande quantité est l'^{6}He par réaction de *knockout* ^{8}He(p,pn)^{7}He$\rightarrow^{6}$He+n. L'^{6}He est également le fragment le plus lourd que l'on puisse identifier en sortie de SAMURAI, étant donné que l'^{7}He est non lié dans son état fondamental avec un temps de vie trop court pour être directement détecté. De plus, l'hodoscope à été placé en lien avec le champ réglé dans l'aimant de manière à intercepter à la fois les tritons et les alphas. Dans cette configuration le faisceau d'^{8}He ne traverse pas la FDC2 ni l'hodoscope (voir figure 2.7). Ce qui permet aussi d'éviter un taux de comptage trop élevé, qui serait alors de l'ordre de 10^{5} pps, soit plusieurs ordres de grandeurs supérieures aux expériences précédentes.

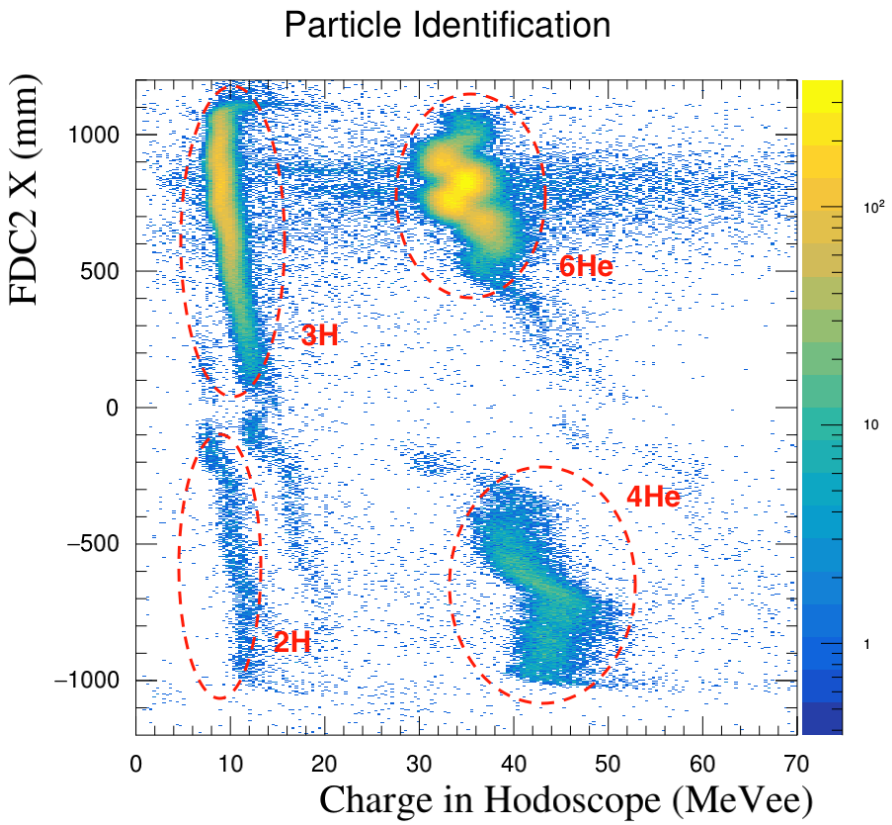


FIGURE 4.10 – Position en X donnée par la FDC2 en fonction de la charge déposée dans l'Hodoscope par le fragment.

On peut également noter sur ces simulations la position d'arrivée des ^{6}He du côté des X positifs (pour les grands A/Z) et peu dispersés par rapport aux ^{3}H. Si l'on se concentre à présent sur la position en X ($\propto A/Z$) dans la FDC2 en fonction de

la charge ($\propto \Delta E$) mesurée par l'hodoscope, visible sur la figure 4.10, nous pouvons identifier sans ambiguïté les fragments ^{6}He, ^{4}He, ^{3}H ainsi que les ^{2}H présents en sortie de la FDC2.

4.2.4 Reconstruction du $B\rho$

L'aimant fonctionne comme une boîte noire : nous connaissons le champ magnétique qui s'y trouve mais n'avons pas accès à la trajectoire des fragments à l'intérieur dont la courbure dépend directement du $B\rho$. Nous connaissons, néanmoins, leur trajectoire à l'entrée et en sortie de l'aimant grâce à la FDC0 (et MINOS-TPC) et respectivement à la FDC2. La méthode consiste à chercher quelle valeur de $B\rho$ permet de reconstruire, à l'aide des équations de Lorentz, la trajectoire dans l'aimant qui relie la position mesurée à l'entrée à celle mesurée en sortie. Pour cela, nous scannons toutes les valeurs possibles de $B\rho$ en calculant la trajectoire correspondante.

La trajectoire totale de l'ion sous l'action du champ magnétique dans l'aimant est discrétisée en pas de 1 ns. Nous calculons la trajectoire entre chaque pas à l'aide d'une méthode itérative de type Runge-Kutta d'ordre 4 (communément noté RK4). Cet algorithme est largement répandu et permet de résoudre des équations différentielles avec une grande précision. Il présente l'avantage de ne prendre en entrée que le point de départ. Ici, ce sont la position et l'impulsion du fragment à l'entrée de l'aimant qui seront ensuite propagées pas à pas. Considérons à présent une fonction arbitraire $Y(t)$ dépendante du temps et $f(t_n, \boldsymbol{Y_n})$ sa dérivée à l'instant t_n. Dans notre cas $\boldsymbol{Y}$ est plus exactement un vecteur de fonctions contenant la position et l'impulsion de la particule dans les trois directions, ce qui ne modifie pas la description qui va suivre :

$$\boldsymbol{Y} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \tag{4.13}$$

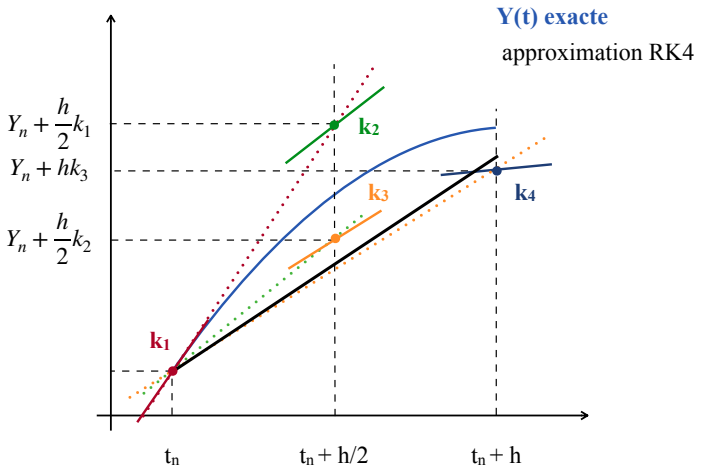
$$f(t_n, \boldsymbol{Y_n}) = \frac{\boldsymbol{dY}}{dt} \tag{4.14}$$

Entre chaque intervalle de temps h fixe, la méthode RK4 évalue la pente de la fonction quatre fois en tenant compte du résultat précédent à chaque itération. Seule la moyenne des quatre pentes statistiquement pondérées est retenue. Le schéma (figure 4.11) illustre le principe de RK4, avec le détail des quatre pentes, k_1, k_2, k_3 et k_4, calculées successivement, à l'origine de l'intervalle t_n, à mi-parcours $t_n + \frac{h}{2}$ puis au bout à $t_n + h$. La courbe bleue représente une fonction $\mathbf{Y(t)}$ arbitraire et le trait noir son approximation calculée avec la méthode RK4.

La solution $\mathbf{Y}$ à l'étape $n+1$ en fonction de son état à l'étape n s'écrit :

$$\mathbf{Y}_{n+1} = \mathbf{Y}_n + \frac{h}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \tag{4.15}$$

Nous venons de décrire la méthode RK4 de résolution d'équations différentielles.



$$k_1 = f(t_n + h, \mathbf{Y}_n)$$
$$k_2 = f(t_n + \frac{h}{2}, \mathbf{Y} + \frac{h}{2}k_1)$$
$$k_3 = f(t_n + \frac{h}{2}, \mathbf{Y} + \frac{h}{2}k_2)$$
$$k_4 = f(t_n + h, \mathbf{Y} + \frac{h}{2}k_3)$$

FIGURE 4.11 – Schéma du principe général de la méthode Runge-Kutta d'ordre 4 pour une fonction quelconque Y(t).

Dans l'expérience S034, six équations 4.13 qui décrivent la position et l'impulsion du fragment dans l'aimant doivent être propagées. Il nous reste maintenant à écrire ces équations. En considérant que le fragment chargé dans l'aimant sera soumis à la seule force de Lorentz, nous pouvons écrire :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \tag{4.16}$$

Avec $\mathbf{p}$ le vecteur impulsion de la particule, q sa charge, $\mathbf{v}$ son vecteur vitesse, $\mathbf{E}$ le champ électrique, et $\mathbf{B}$ le champ magnétique. Dans notre cas, seul un champ magnétique $\mathbf{B}$ est présent. Ce dernier a été préalablement cartographié dans l'enceinte de l'aimant, on connaît sa valeur par pas de 1 mm. Nous pouvons donc décomposer l'eq. 4.16 dans les trois directions :

$$\frac{dp_x}{dt} = q(v_y B_z - v_z By) \tag{4.17}$$
$$\frac{dp_x}{dt} = q(v_z B_x - v_x Bz) \tag{4.18}$$
$$\frac{dp_x}{dt} = q(v_x B_y - v_y Bx) \tag{4.19}$$

Nous cherchons à présent à exprimer les vitesses v_x, v_y et v_z. Rappelons ici les expressions de l'énergie et de l'impulsion d'une particule relativiste :

$$E = \sqrt{m^2c^4 + \mathbf{p}^2c^2} = \gamma mc^2 \qquad \mathbf{p} = \gamma mv \tag{4.20}$$

Avec $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ le facteur de Lorentz, m la masse de la particule et c la vitesse

de la lumière. Nous pouvons aisément isoler la vitesse et la décomposer comme tel :

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}c^2}{\sqrt{m^2c^4 + \mathbf{p}^2c^2}} \tag{4.21}$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{p_x c^2}{\sqrt{m^2c^4 + (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)c^2}} \tag{4.22}$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{p_y c^2}{\sqrt{m^2c^4 + (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)c^2}} \tag{4.23}$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{p_z c^2}{\sqrt{m^2c^4 + (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)c^2}} \tag{4.24}$$

Nous avons les équations différentielles de la position, il nous suffit à présent de les injecter dans celle de l'impulsion :

$$\frac{dp_x}{dt} = q\left(\frac{p_y c^2}{\sqrt{m^2c^4 + (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)c^2}}B_z - \frac{p_z c^2}{m^2c^4 + (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)c^2}B_y\right) \tag{4.25}$$

$$\frac{dp_y}{dt} = q\left(\frac{p_z c^2}{\sqrt{m^2c^4 + (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)c^2}}B_x - \frac{p_x c^2}{m^2c^4 + (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)c^2}B_z\right) \tag{4.26}$$

$$\frac{dp_z}{dt} = q\left(\frac{p_x c^2}{\sqrt{m^2c^4 + (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)c^2}}B_y - \frac{p_y c^2}{m^2c^4 + (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)c^2}B_x\right) \tag{4.27}$$

Ces six équations nous permettent donc de calculer la position et l'impulsion au cours du temps dans l'aimant, en partant de la direction initiale, mesurée par la FDC0 et MINOS-TPC. La norme de la vitesse est tirée du $B\rho$ que l'on choisit de tester. La démonstration complète de ces résultats appliqués à la méthode RK4 provient de la référence [94]. Aussi le lecteur pourra trouver son implémentation concrète, développée dans le cadre de cette analyse, dans *nptool*. Comme énoncé plus haut, la trajectoire du fragment est reconstruite pour une multitude de valeurs de $B\rho$ comprises entre 0 et 10 par pas de 0,1. Une fois l'ensemble des valeurs testées, les positions suivant X obtenues en bout de trajectoire dans la FDC2 sont rangées dans un graphe en fonction du $B\rho$ correspondant. Sur ce dernier, nous extrayons le $B\rho$ recherché à l'aide d'une interpolation linéaire entre les deux points les plus proches de la position X réelle mesurée par la FDC2. La figure 4.12 présente la distribution en $B\rho$ calculés à partir de cette méthode pour les trois principaux éléments détectés.

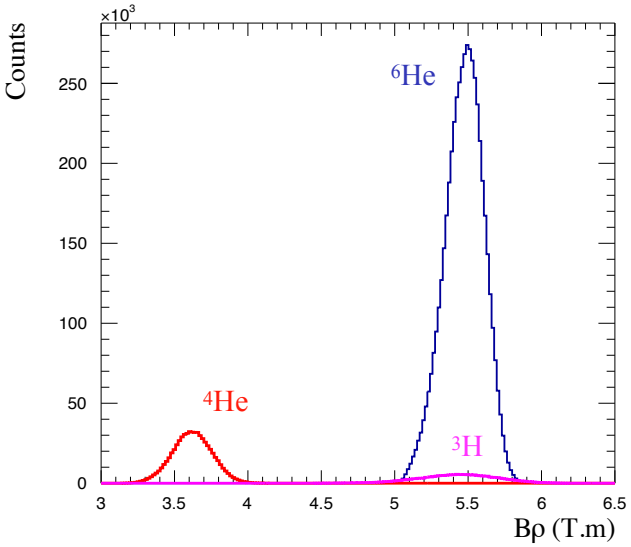


FIGURE 4.12 – Rigidité magnétique reconstruite à partir de la méthode Runge-Kutta pour les différents fragments identifiés dans la figure 4.10.

4.3 Alignements FDCs, BDCs et MINOS

Bien que des mesures sur la position de chaque détecteur aient été effectuées par photogrammétrie avant l'expérience, il est nécessaire de réajuster les positions afin d'être parfaitement cohérent sur l'ensemble du dispositif expérimental, notamment car les mesures sont faites sur les contenants et non les détecteurs directement. Cela permet également de tenir compte de potentiels désalignements pouvant avoir eu lieu entre ces mesures et l'expérience et dont les causes sont multiples : manipulations, micro-tremblements, dilatations des supports, déplacements involontaires ou non répertoriés *etc.*... Tous les détecteurs ont donc été alignés par rapport à l'aimant de SAMURAI, le centre du repère que nous utiliserons. Les différentes étapes de cet alignement sont détaillées dans cette section.

4.3.1 FDC0, FDC2 et MINOS-TPC

La reconstruction de la rigidité magnétique $B\rho$ du fragment nécessite à la fois la FDC0, la FDC2, MINOS-TPC et la déviation du fragment par l'aimant dont le champ magnétique est connu. Cette observable relie donc les trois détecteurs à l'aimant, qui fera office de point de référence spatiale. Nous nous servons ainsi de la justesse de la reconstruction du $B\rho$ pour aligner la position des détecteurs. Pour rappel, la méthode de reconstruction du $B\rho$ nécessite de connaître la direction du fragment à l'entrée de l'aimant, construite à partir de la position du vertex dans MINOS et de la position dans la FDC0, ainsi que sa direction à la sortie, calculée par la FDC2.

L'ajustement fin des positions (X,Y,Z) des FDCs et MINOS-TPC ainsi que l'angle de rotation de cette dernière ont donc été trouvés à l'aide de l'algorithme de minimisation de fonction *Minimizer* de ROOT [80] appliqué à la distribution du $B\rho$ des noyaux ^{4}He identifiés. Les paramètres des positions que l'on cherche sont ceux pour

lesquels on minimise la déviation standard du $B\rho$ reconstruit d'^{4}He, autrement dit, ceux pour lesquels on obtient la meilleure résolution.

4.3.2 BDC1 et BDC2

Nous utilisons la même méthode, décrite dans le paragraphe précédent, pour aligner les deux détecteurs de traces faisceau BDCs. Nous nous basons cette fois sur le vertex de réaction dans MINOS calculé par la TPC, cette dernière ayant été préalablement alignée avec l'aimant et les FDCs. En comparant la position dans le plan transversal (X,Y) du faisceau extrapolée à partir des BDCs avec celle du vertex de réaction calculé par la TPC, nous pouvons évaluer le bon alignement entre ces détecteurs. De la même manière que pour les détecteurs précédents, nous avons défini une variable à minimiser représentative du bon ajustement des positions (X,Y,Z) des deux BDCs. La variable en question est la moyenne des distances R entre le vertex et la position du faisceau extrapolée dans le plan (X,Y) (voir figure 4.13) multipliée par la déviation standard de la distribution de R.

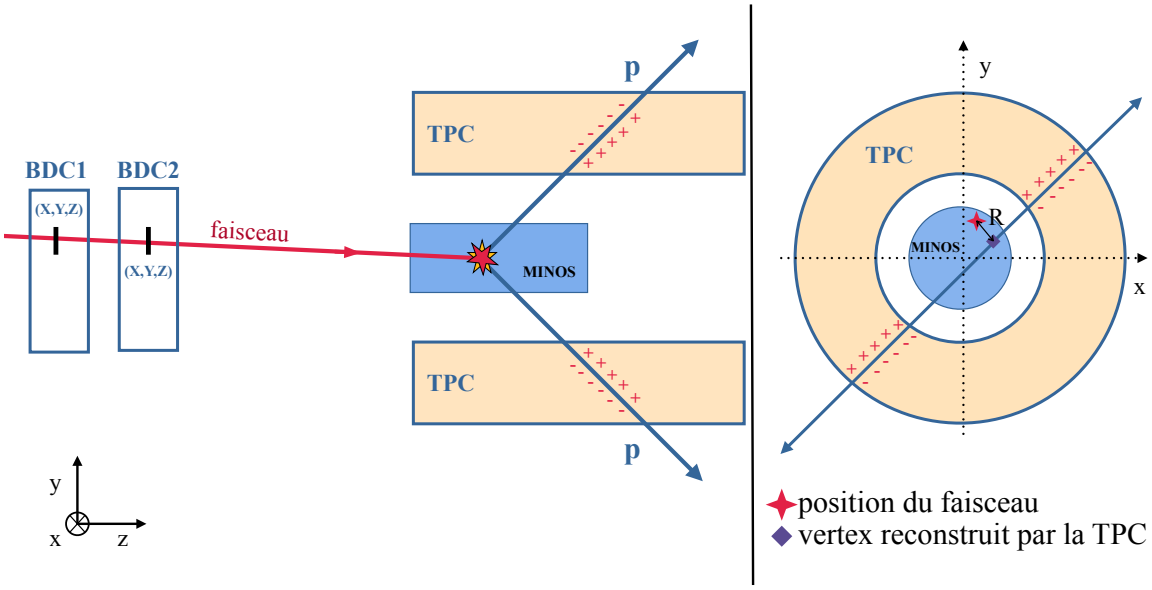


FIGURE 4.13 – Schéma de la configuration BDCs + MINOS-TPC, pour un événement lorsque deux traces sont détectées dans la TPC.

4.3.3 Contrôle des positions

Les résultats après l'ajustement fin de la position de chaque détecteur, dans le repère tenant pour origine le centre de l'aimant, sont répertoriés dans le tableau 4.1. Nous vérifions ici la cohérence de cet alignement à l'aide d'autres observables.

FDC2 : Un moyen de vérifier la bonne reconstruction des traces par la FDC2 est d'extrapoler celles-ci jusqu'à la position de l'hodoscope lorsque deux scintillateurs ont

	FDC0	FDC2	BDC1	BDC2	MINOS-TPC
X (mm)	−0,01	−252,41	0,96	−0,69	0,35
Y (mm)	0,10	−0,23	−0,18	0,29	1,02
Z (mm)	−3 370,01	4 122,57	−6 876,34	−5 876,70	−4 650,00

TABLEAU 4.1 – Positions des différents détecteurs dans le référentiel de SAMURAI.

été touchés (voir schéma 4.14). Pour ces événements, le résultat de cette extrapolation doit correspondre à l'interface entre deux plastiques de l'hodoscope. La figure 4.15 présente la distribution de ces extrapolations suivant l'axe X, chaque pic représente donc l'interface entre deux barres de l'hodoscope. Sur la même figure, un zoom sur deux des pics nous permet d'apprécier la résolution sur la position en X extrapolée (σ = 2,26 mm), on vérifie par la même occasion que la distance qui sépare deux pics corresponde bien à la longueur d'une barre ($\sim$ 10 cm). La régularité et la bonne résolution des pics, compte-tenu des expériences précédentes, valident donc la reconstruction des traces par la FDC2. Au centre de l'hodoscope entre les deux sous-structures HODP et HODF (voir schéma 2.7), deux scintillateurs plastiques (n° 25 et 26) ont été ajoutés pour combler l'interstice. Ces derniers sont plus larges et disposés en quinconce l'un par rapport à l'autre, d'où la présence d'un plateau au centre de la distribution, figure 4.15.

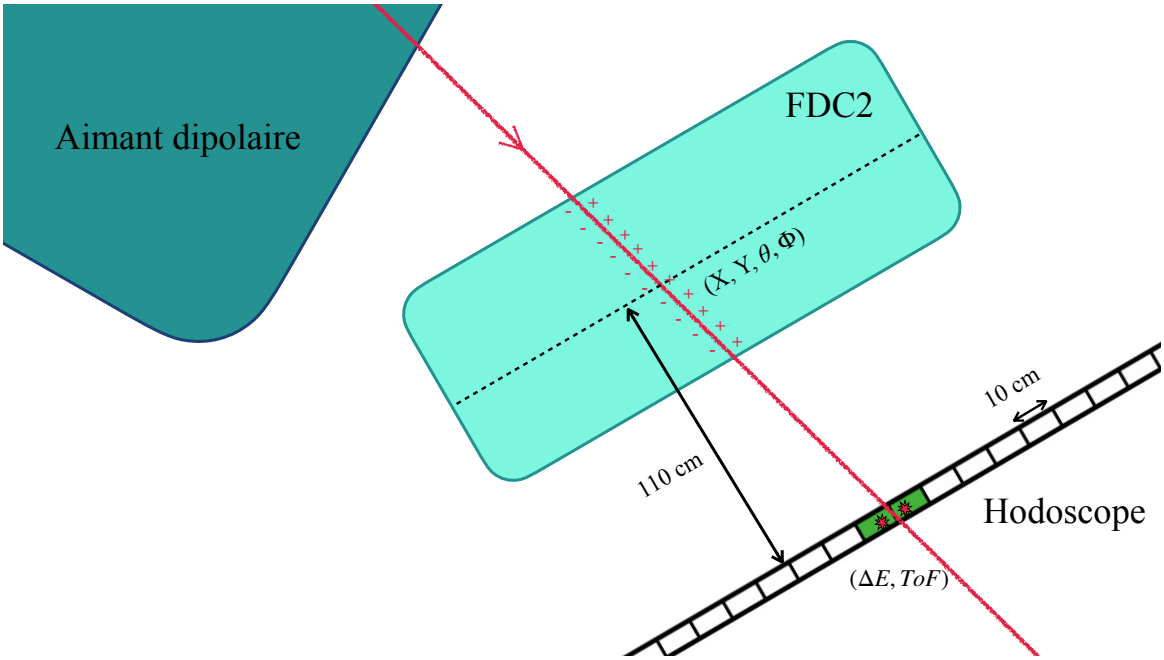


FIGURE 4.14 – Schéma de la disposition des détecteurs FDC2 et Hodoscope avec l'aimant. La ligne rouge représente le passage d'un ion à l'interface entre les deux lattes de l'hodoscope produisant deux signaux contigües, ces types d'événements sont utilisés pour reproduire le spectre fig.4.15. Par soucis de visibilité les proportions n'ont pas été respectées.

BDCs et FDC0 : nous utilisons ici les runs avec la cible MINOS vide. Il s'agit d'événements pour lesquels le faisceau n'a pas, ou très peu, interagi entre les BDCs

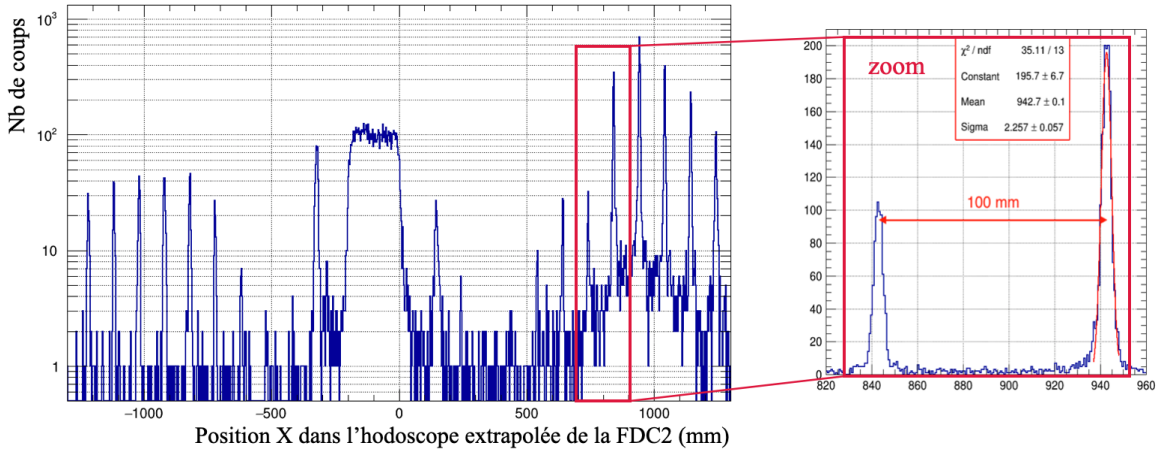


FIGURE 4.15 – Position des fragments dans l'hodoscope extrapolée à partir de la FDC2 lorsque deux barres contiguës de l'hodoscope ont été touchées (voir schéma 4.14).

et la FDC0 (voir figure 4.16). La figure 4.15 présente la position en X mesurée par la FDC0 en fonction de celle extrapolée à partir des BDCs. La bonne linéarité observée atteste du bon accord entre les 3 détecteurs et donc de leur position respective.

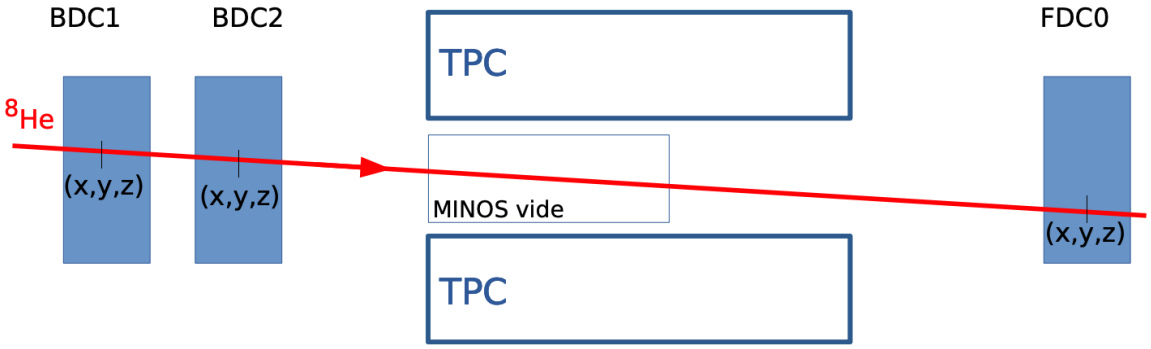


FIGURE 4.16 – Schéma de la disposition des détecteurs dans le plan focal, lorsque la cible est vide, le faisceau passe à travers les BDCs et atteint directement la FDC0. Une proportion très faible des ions ^{8}He interagit cependant avec les fenêtres d'entrée et de sortie de la cellule MINOS, ces événements en particulier sont utilisés pour vérifier la résolution sur la position en Z du vertex reconstruit par la TPC (voir figure 4.17).

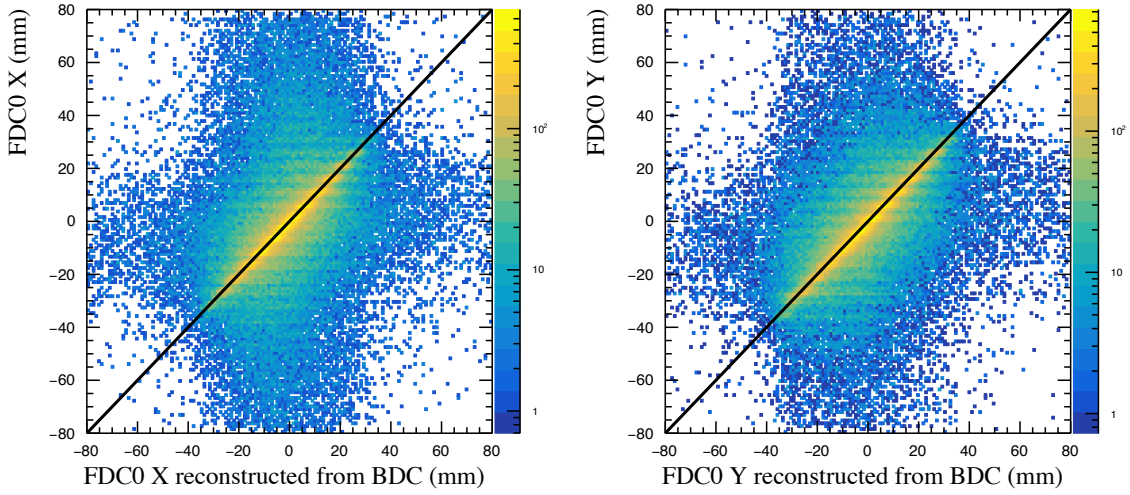


FIGURE 4.17 – Positions données par la FDC0 en X et Y, respectivement à gauche et à droite, en fonction de celle extrapolée à partir des BDCs.

4.4 NEBULA et NeuLAND

Ces deux détecteurs sont deux ensembles de barres de plastiques scintillateurs avec un PMT à chaque extrémité de chaque barre (voir la description au 2).

4.4.1 La charge

Les neutrons interagissent par diffusion élastique sur l'un des noyaux du plastique, les détecteurs sont sensibles au recul de ce noyau. Lorsqu'une particule chargée traverse une barre (scintillateur plastique), cette dernière y dépose de l'énergie, causant la création d'un nombre de photons proportionnel à l'énergie déposée. Ces photons sont émis de manière isotrope et sont atténués, suivant une exponentielle décroissante en fonction de la distance parcourue jusqu'aux PMT (eq. 4.28) :

$$N = N_0 e^{x_1 \mu} \tag{4.28}$$

avec μ le coefficient linéique globale d'atténuation (cm^{-1}) qui dépend de l'énergie des photons et de la nature du matériau scintillant.

Les photons qui parviennent jusqu'à ces derniers sont collectés, convertis en charge puis amplifiés. La charge qui en résulte en bout de chaque PMT est proportionnelle au nombre de photons collectés. Suivant la position de l'interaction le long de la barre, les deux PMT reçoivent ainsi deux fractions différentes de l'énergie déposée. Afin de reconstruire une charge totale (Q) qui soit proportionnelle à la charge générée par la particule, nous utilisons la moyenne géométrique entre le charge mesurée par le PMT du haut (Q_{haut}) et celle mesurée par le PMT du bas (Q_{bas}) (eq.4.29) :

$$Q \propto \sqrt{Q_{haut} * Q_{bas}} \tag{4.29}$$

Les neutrons transfèrent une énergie au milieu qui n'est pas proportionnelle à leur énergie initiale. Pour reconstruire cette dernière, nous utilisons leur temps de vol et

la distance parcourue. Mais nous avons tout de même besoin d'étalonner la charge, afin de discriminer les signaux issus des neutrons de ceux issus des gammas. Cet étalonnage, décrit en détail dans la thèse [70], utilise trois références : le piédestal électronique, les muons cosmiques et une source gamma de AmBe. Comme évoqué plus haut, à ces énergies, un neutron interagit dans une barre essentiellement par diffusion inélastique ou élastique impliquant l'émission d'un noyau de Bore avec un proton, ou d'un noyau de carbone. c'est le ralentissement de ces derniers dans la barre qui produit la scintillation mesurée. Ces dépôts d'énergie s'accompagnent parfois de création de gammas capables de traverser et de produire un signal dans une autre barre. Mais il y a aussi la présence de gammas dans l'environnement à considérer. Ces gammas ne peuvent déposer que des petites quantités d'énergie ($\sim$ MeV), elles se retrouvent concentrées dans le pic à basse charge visible sur les spectres en charge collectée de la figure 4.18. Une coupure pour les charges déposées dans NeuLAND et NEBULA inférieures à 4 MeVee est appliquée.

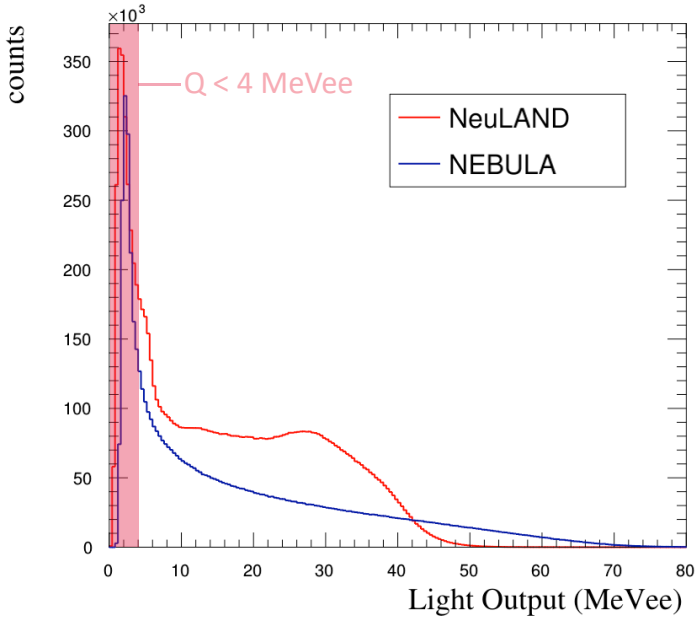


FIGURE 4.18 – Distribution en charges Q collectées dans NeuLAND et NEBULA.

4.4.2 La position

Pour rappel, la position d'une interaction le long d'une barre est estimée à partir de la différence en temps $\delta T = T_{bas} - T_{haut}$ entre les deux PMT. La distance au PMT$_{bas}$, donc la position de l'interaction dans la barre, est proportionnelle à δT. La relation qui relie la position et δT se détermine à l'aide de 3 points remarquables. Lorsque la réaction a lieu au centre de la barre, $\delta T = 0$, et les limites inférieures et supérieures de la distribution δT correspondent aux extrémités de la barre. La reconstruction de la position avec cette méthode est une première estimation de cette dernière. En effet, nous venons de décrire comment retrouver la position au sein d'une barre, il faut à présent la transposer dans le référentiel du laboratoire et prendre en compte

l'erreur faite sur l'installation de chaque barre dans le dispositif. Après l'installation de l'expérience, avant de démarrer le faisceau, un étalonnage plus précis est effectué. De petits détecteurs gazeux de type compteurs proportionnels (HPC) sont répartis autour des barres NEBULA et NeuLAND afin de reconstruire les traces de muons cosmiques. Un deuxième étalonnage est donc appliqué en comparant les positions données par les barres (méthode δT) et la trace reconstruite par les HPC.

Nous venons de décrire l'étalonnage réalisé lors de la mise en place de l'expérience. Il faut donc vérifier cet étalonnage et le bon alignement relatif entre chaque barre au sein de NeuLAND et NEBULA. On utilise pour cela les rayonnements cosmiques (muons) mesurés en plus à la fin de l'expérience lorsque le faisceau était éteint. Par exemple pour NEBULA nous utilisons deux cas de figure : i) le muon a traversé au moins 8 barres d'une même couche (voir figure 4.19), ii) le muon a traversé toutes les couches. Dans le premier, on aligne les barres entre elles dans le plan (X,Y), dans le second on aligne les barres dans le plan (Y,Z). Pour procéder à l'alignement, on ajuste la trace à l'aide d'une régression linéaire sur les différents points d'un événement. Pour chaque point, qui correspond à une barre, on note sa distance à l'ajustement. On ajuste la distribution de cette distance, pour chaque barre, avec une fonction gaussienne. Le centre de toute ces distributions doit être de zéro et la largeur représente la résolution spatiale. Le centre de la fonction est donc le décalage à appliquer sur chaque barre. L'opération est faite pour les deux cas de figure.

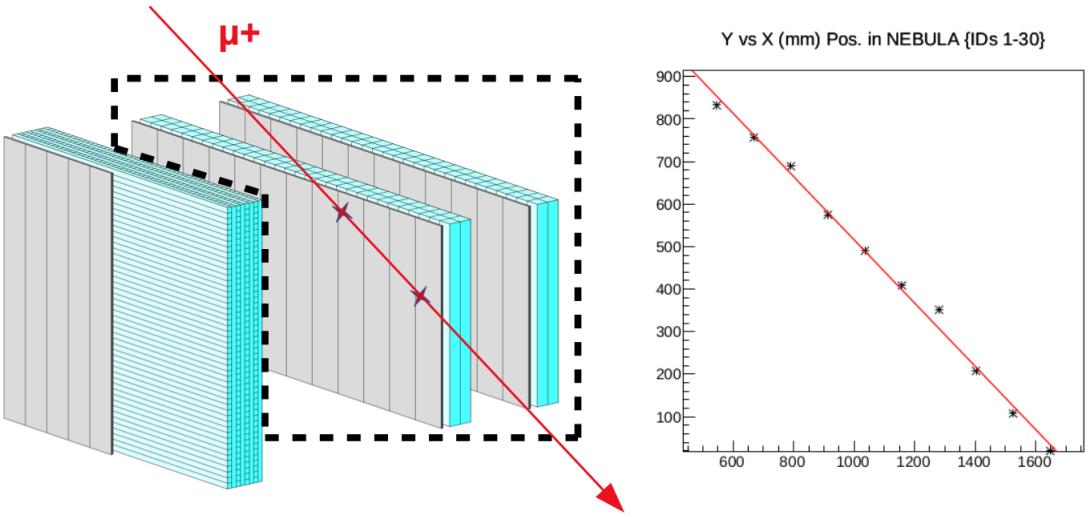


FIGURE 4.19 – Vue schématique d'un muon traversant une seule couche de NEBULA (à gauche). Trace mesurée par NEBULA (à droite) pour ce type d'événement, on s'assure ainsi du bon alignement suivant l'axe Y des barres au sein d'une même couche NEBULA.

4.4.3 Le temps de vol

Sur le même principe que pour la mesure en temps par l'hodoscope, pour chaque barre de NeuLAND et NEBULA le temps est donné par la moyenne des temps mesurée par les deux PMT :

$$T_{neutron} = \frac{T_{haut} + T_{bas}}{2} \tag{4.30}$$

Le temps mesuré par NeuLAND et NEBULA est un temps relatif à celui mesuré par les SBTs au passage d'une particule du faisceau. Le temps de vol des neutrons s'écrit donc :

$$T_{vol-n} = T_{SBT-barre} - T_{SBT-cible} \tag{4.31}$$

Avec $T_{SBT-cible}$ le temps de vol du faisceau entre le centre des SBTs et la position de l'interaction dans la cible :

$$T_{SBT-cible} = \frac{D_{SBT-cible}}{c\beta_{faisceau}} \tag{4.32}$$

Tous les temps de vol mesurés lors de l'expérience (comprenant entre autres, l'hodoscope et les SBTs) ont dû être corrigés d'un biais communément appelé l'effet de *walk* ou de *slew*. Il s'agit d'une corrélation entre la forme du signal (liée à la charge déposée) et le temps de déclenchement mesuré. L'influence de ces effets sur la mesure du temps de vol est détaillée dans [70] et [72].

Pour étalonner ce temps de vol, nous nous sommes référés à la vitesse de la lumière, la géométrie de l'ensemble de détection étant connue et étalonnée (position des détecteurs, position de l'interaction dans les barres NeuLAND et NEBULA *etc...*). Durant la même campagne de mesures, sur le même dispositif, une autre expérience utilisant une cible de plomb puis de cuivre a été menée juste avant S034. Ces cibles d'éléments lourds présentent l'avantage de produire un certain nombre de gammas lors d'interactions avec le faisceau, que nous avons pu utiliser pour l'étalonnage de notre propre analyse. Les gammas sont facilement identifiables sur le spectre en temps de vol, avec un temps plus court et beaucoup moins dispersé que celui des neutrons.

La figure 4.20 (à gauche) présente un exemple de spectre en temps de vol pour les *runs* avec cible de plomb et de cuivre, mesuré par la barre n° 1 de NEBULA.

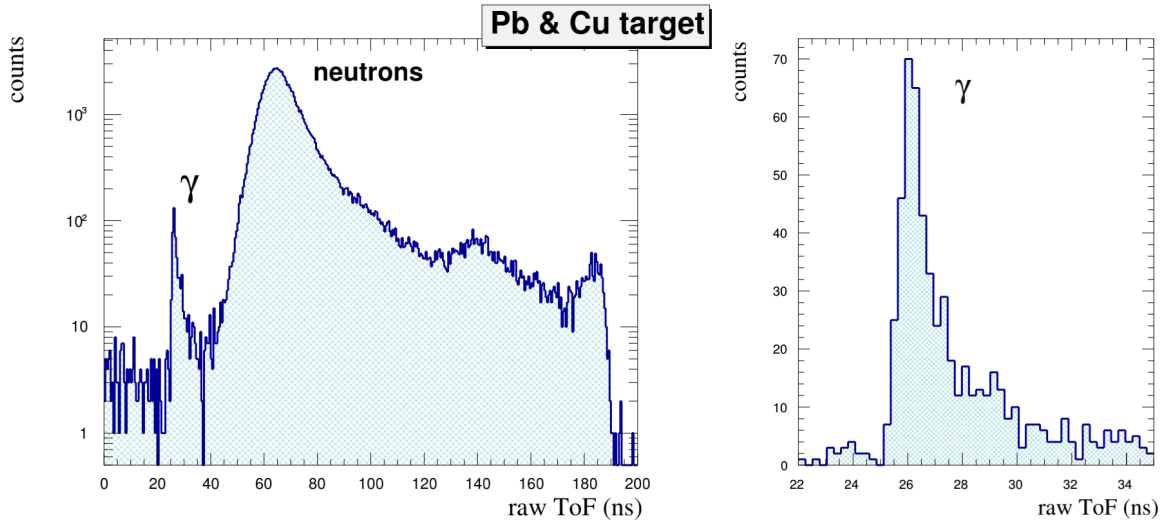


FIGURE 4.20 – Spectre en temps de vol de la barre n° 1 de NEBULA, pour des données avec une cible de plomb puis de cuivre. Sur le graphe de gauche, on distingue aisément le pic issu des gammas de celui des neutrons qui sont plus lents et dispersés en vitesse et donc en temps de vol. À droite, fenêtre en temps vol sur laquelle nous avons travaillé l'étalonnage.

Si l'on zoome sur le pic correspondant aux gammas, ce dernier comprend des détections qui ont pu avoir lieu tout le long de la barre avec des distances de parcours

donc différentes depuis la cible. Nous devons extraire un temps et une distance de ce pic pour calculer la vitesse et le décalage temporel à appliquer afin d'obtenir c. Pour y parvenir nous travaillons avec une variable, ToF_0, indépendante de la distance parcourue, qui correspond au temps de vol estimé de chaque gamma s'il arrivait au centre de la barre :

$$ToF_0 = ToF - \frac{D - D_0}{c} \tag{4.33}$$

Avec D la distance réelle parcourue par le gamma, ToF son temps de vol et D_0 la distance entre la cible (points de départ) et le centre de la barre. On serait tenté de penser pouvoir corriger l'asymétrie présente sur le pic gamma figure 4.20 (visible à droite) en utilisant cette variable ToF_0 qui s'affranchit de la position d'interaction au sein de la barre. Mais ces effets géométriques sont négligeables sur le temps de vol. La différence de temps entre une particule gamma qui intercepte le centre de la barre ou son extrémité est de l'ordre de 0,01 ns, lorsque l'épaulement responsable de l'asymétrie du pic s'étale sur plusieurs ns.

En réalité, cette asymétrie est en grande partie due à un effet de *walk* (décrit plus haut) mal corrigé. Ce biais issu de la dépendance du temps mesuré avec la forme du signal électronique transmis par les PMT est d'autant plus important que lorsque la charge mesurée (*in fine* l'amplitude du signal) est faible. Or, d'une part, les gammas déposent des faibles doses d'énergie dans les plastiques (quelques MeVee), d'autre part, la correction du *walk* mise au point durant l'expérience se base sur les mesures de neutrons pour lesquels typiquement les événements à basse charge ont été retirés (voir section 4.4.1).

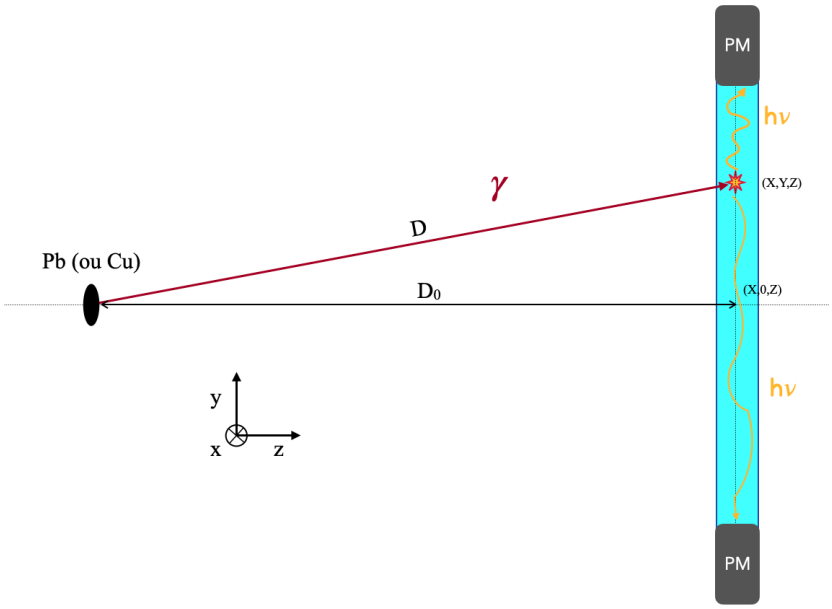


FIGURE 4.21 – Représentation schématique du parcours d'un gamma émis depuis la cible jusqu'à une barre verticale NEBULA ou NeuLAND.

Une première correction consiste à retirer du « pic gamma » les événements ayant déposé le moins d'énergie, tout en maintenant une statistique suffisante pour distinguer le pic, une coupure de 2 MeVee a été utilisée. Nous pouvons apprécier le léger

gain en résolution obtenu à partir de cette coupure sur la figure 4.22. Ensuite, un autre effet est à considérer : plus une interaction est éloignée du centre de la barre, plus la charge récoltée entre les PMT est asymétrique. La forte atténuation de la charge d'un côté, due à une longue distance à parcourir dans la barre pour les photons, entraîne un fort effet de *walk* faussant davantage le temps de vol. On retrouve ce phénomène sur la figure 4.22 à gauche, qui représente la position suivant Y de l'interaction dans une barre verticale de NEBULA en fonction du temps de vol mesuré. Sur ce graphique, on perçoit nettement la dérive en temps de vol aux extrémités de la barre par rapport au centre. Nous n'avons gardé que les événements dont l'interaction a eu lieu à moins de 700 mm du centre de la barre. Malgré le fait que le « pic gamma » ait été nettoyé autant que possible, ce dernier n'est pas totalement symétrique, mais sa largeur est compatible avec la résolution en temps mesurée par le passé ($\sigma \sim 400$ ps). Toujours dans le but de minimiser une éventuelle erreur systématique, la distribution des ToF_0 gamma a été ajustée à l'aide d'une fonction gaussienne couplée avec un fond plat sur un intervalle réduit comprenant le front de montée et le sommet du pic. Toute la procédure que nous venons de décrire ici s'applique de la même manière pour les barres horizontales de NeuLAND avec donc un effet de *walk* dépendant de la direction X.

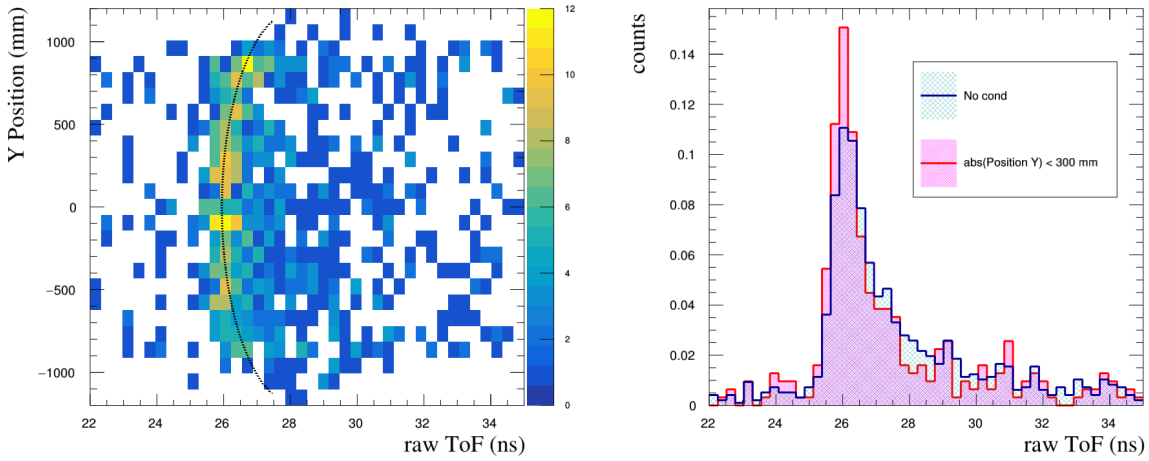


FIGURE 4.22 – À gauche, la position suivant Y mesurée le long de la barre n° 20 dans NEBULA en fonction du temps de vol mesuré au centre brute (avant étalonnage). La ligne en pointillés symbolise le sens de courbure de la distribution (non à l'échelle) due à l'effet de *walk*. À droite, pic gamma en temps de vol pour la barre n° 20 avec et sans condition sur la position le long de la barre. L'intégrale des deux histogrammes a été normalisée.

La figure 4.23 presente la vitesse calculée à partir de NEBULA en fonction de la barre touchée avant (à gauche) puis après l'étalonnage (à droite). On distingue bien les événements gammas, et la vitesse des neutrons est beaucoup plus dispersée et plus faible. Le reste des événements correspondent à d'autres pulsations du faisceau espacés de 80 ns.

À la fin de cet étalonnage basé sur la vitesse des gammas, en vérifiant la vitesse des neutrons dans NeuLAND et NEBULA, nous avons constaté un écart de 0,002 c pour la voie de réaction 1n (figure 4.24, à gauche). Cette légère divergence en vitesse aurait un impact non négligeable sur l'énergie relative du système de particules, on remarque également une asymétrie plus forte pour NEBULA. Nous avons calculé qu'il

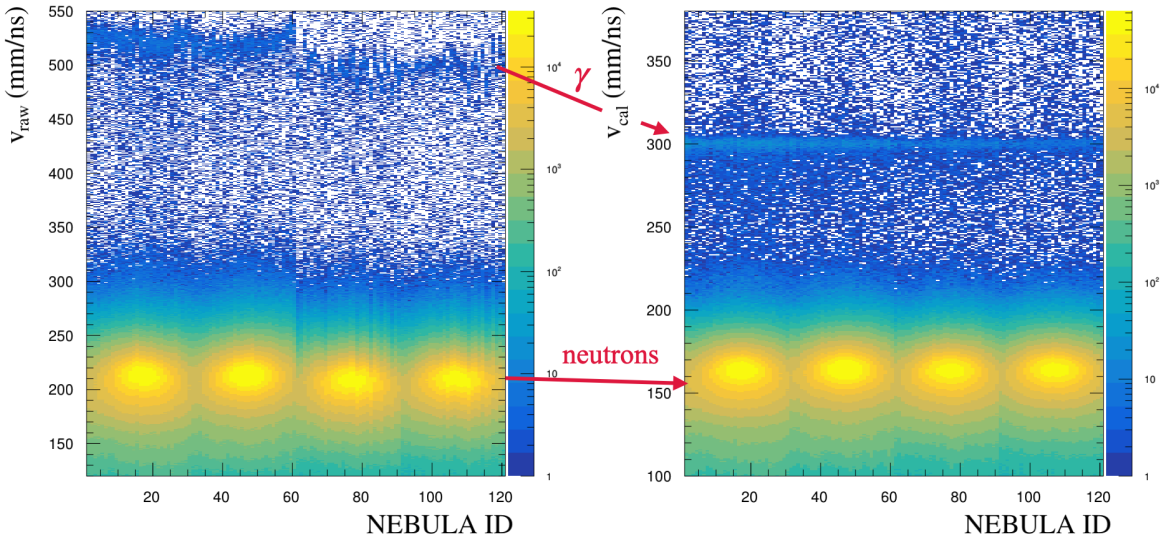


FIGURE 4.23 – Valeurs des vitesses mesurées brutes par NEBULA versus le numéro de la barre touchée (à gauche). Un décalage en temps a été appliqué barre par barre (à droite) de sorte à ce que les gammas soient à la vitesse de la lumière.

aurait fallu ajouter 0,23 ns aux temps mesurés dans NEBULA pour être alignés avec NeuLAND. À de telles vitesses, ce décalage temporel reviendrait à reculer NEBULA de 35 mm, au-delà de la précision sur les mesures de positions qui sont de l'ordre du mm.

C'est l'utilisation même de NeuLAND couplée à NEBULA qui s'est avérée être l'origine du problème. Il a été énoncé plus haut dans cette section qu'une coupure sur la charge a été appliquée. Les signaux dans les barres qui font moins de 4 MeVee ne sont pas conservés. Cependant, il arrive qu'un neutron dépose une énergie suffisamment faible pour être rejeté, dans une première barre avant d'interagir et d'être retenu dans une deuxième barre. Ce type d'événements biaise les calculs de la vitesse et de la trajectoire initiale du neutron. Ces événements relativement peu probables suffisent malgré tout à augmenter l'asymétrie de la distribution en vitesse des neutrons dans NEBULA, faussant le centre de l'ajustement gaussien. Cet effet est visible sur la figure 4.24, à droite, où nous avons superposé la distribution β des neutrons mesurés par NEBULA pour la voie de réaction ^{8}He(p,pn)^{6}H+1n avec le cas où NeuLAND n'a pas été touché. Un nouvel ajustement gaussien avec cette condition donne une moyenne à $\langle\beta_n\rangle = 0{,}51$ égale à celle mesurée pour NeuLAND. Ceci confirme la qualité de notre étalonnage en temps, objectivement basé sur la vitesse des gammas, réalisé indépendamment pour les deux détecteurs.

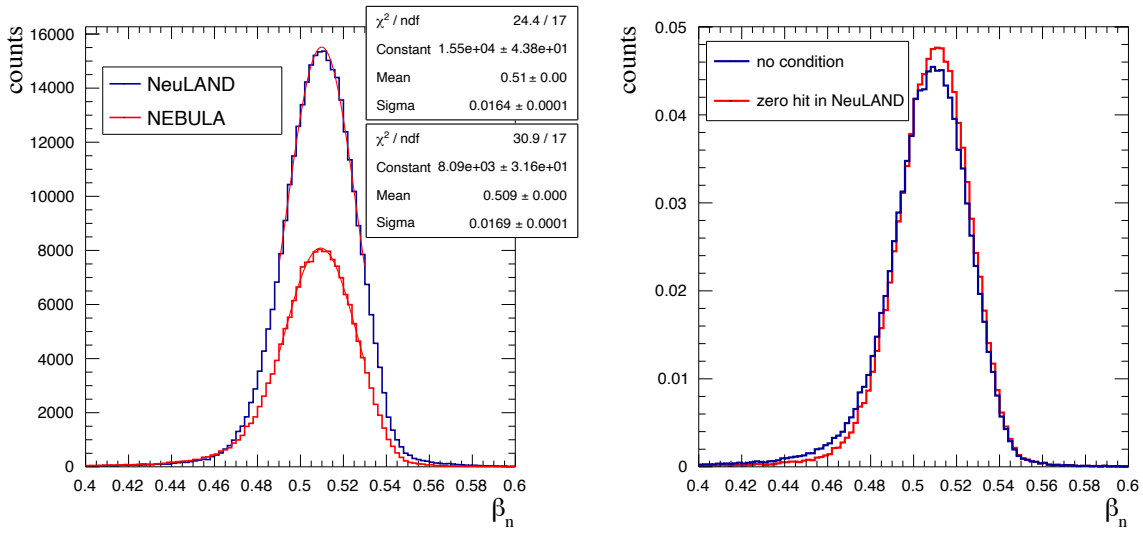


FIGURE 4.24 – À gauche : vitesse $\beta = \frac{v}{c}$ des neutrons issus de la voie de réaction ^{8}He(p,pn)^{6}He+n mesurée par NeuLAND (ligne bleu) et NEBULA (ligne rouge). À droite, effet de la détection dans NeuLAND sur la β_n dans NEBULA pour la voie 1n.

4.5 Reconstruction des observables

4.5.1 Le faisceau

Nous présentons ici les caractéristiques du faisceau, son énergie et sa dispersion. Comme énoncé plus haut, l'installation de RIKEN et la méthode de fragmentation en vol utilisée permettent l'obtention en bout de ligne d'un faisceau extrêmement pur en ^{8}He. Seule reste en contaminant une petite proportion du faisceau ayant traversé davantage de matériaux pour des raisons géométriques (événements aux extrémités de la dispersion). Ces événements sont moins rapides, et déposent donc plus d'énergie dans les scintillateurs plastiques. On les retrouve sur la figure 4.25, où le contour rouge représente la sélection appliquée sur les événements du faisceau utilisés dans le reste de cette analyse. La figure 4.26 (à gauche) représente la dispersion en vitesse du faisceau, calculée à partir du temps de vol mesuré entre le plan focal F7 (au sein de BigRIPS) et F13 (l'entrée de la salle SAMURAI). On trouve une vitesse $\beta = 0{,}517$ avec une dispersion $\sigma = 0{,}000\ 4$.

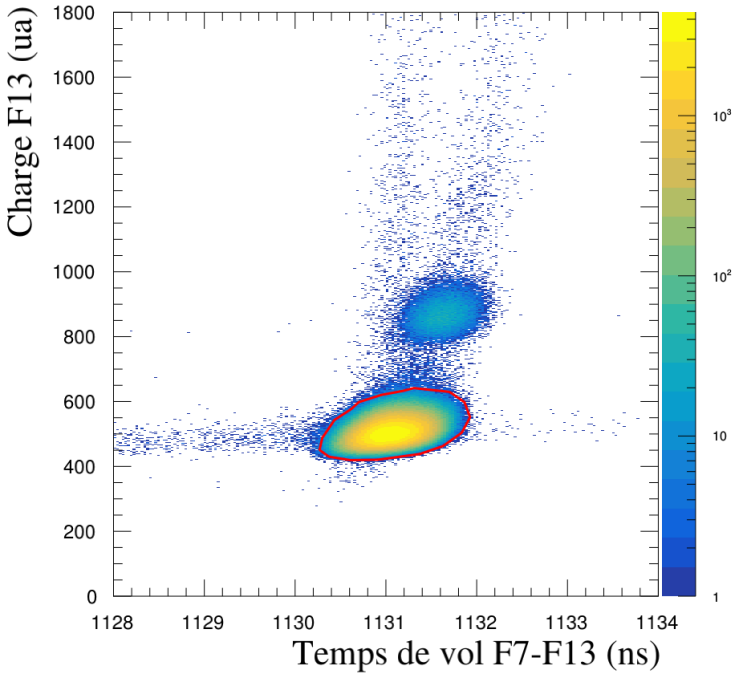


FIGURE 4.25 – Charge déposée dans les plastiques en F13 en fonction du temps de vol du faisceau mesuré entre F7 et F13. Le faisceau est purement composé d'^{8}He, le groupe de points secondaire représente une petite partie du faisceau qui a perdu davantage d'énergie en traversant plus de matériaux entre F3 et F13. La coupure utilisée ne sélectionnant que les bons événements est représentée en rouge.

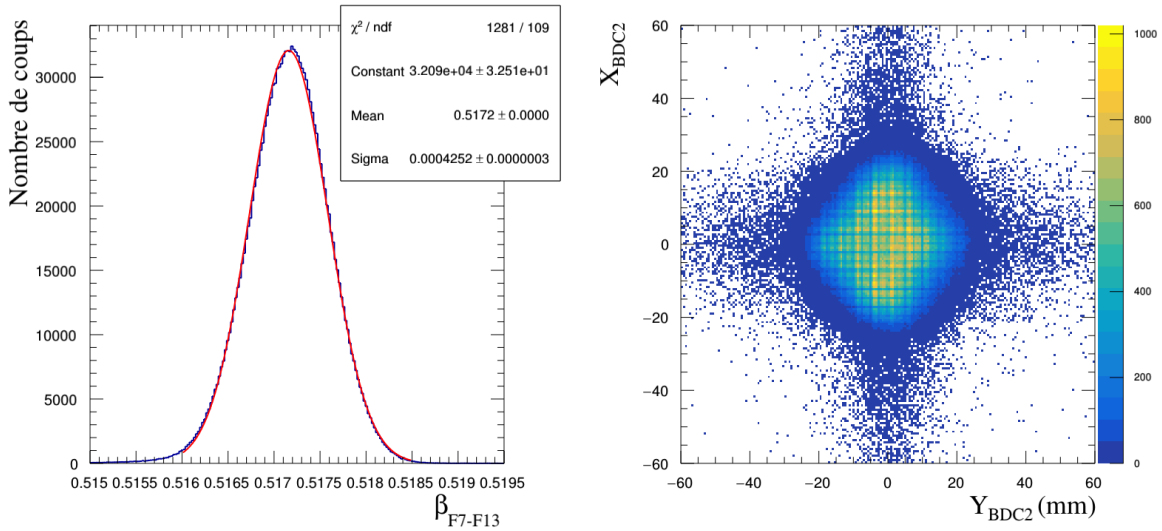


FIGURE 4.26 – À gauche, vitesse du faisceau calculée entre les plans focaux F7 et F13. À droite, position dans le plan (X,Y) du faisceau mesuré par la BDC2.

4.5.2 Énergie-Impulsion du fragment

L'énergie du fragment est calculée à partir de sa rigidité magnétique $B\rho$ déterminée à l'aide d'une méthode itérative de type Runge-Kutta d'ordre 4 (voir détails à la section 4.2.4) :

$$B\rho = \beta\gamma\frac{Amc}{Qe} \tag{4.34}$$

Nous pouvons en déduire l'énergie cinétique E_c :

$$E_c = \sqrt{(\frac{B\rho * cQe}{e})^2 + m_f^2} - m_f \tag{4.35}$$

Puis la vitesse $\beta = \frac{v}{c}$:

$$\beta = \frac{\sqrt{E_c^2 + 2E_c * m_f^2}}{E_c + m_f} \tag{4.36}$$

Ce qui nous permet d'écrire le quadri-moment du fragment P_f :

$$P_f = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E = \gamma m_f \\ \beta E * \frac{X_{FDC0} - X_{Vertex}}{D} \\ \beta E * \frac{Y_{FDC0} - Y_{Vertex}}{D} \\ \beta E * \frac{Z_{FDC0} - Z_{Vertex}}{D} \end{pmatrix} \tag{4.37}$$

Avec $E = \gamma m_f$ l'énergie totale de la particule, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ le facteur de Lorentz, m_f sa masse au repos, Z_{FDC0} la position suivant Z du centre de la FDC0 et D la distance parcourue par la particule entre le vertex de réaction et le centre de la FDC0 :

$$D = \sqrt{(X_{FDC0} - X_{Vertex})^2 + (Y_{FDC0} - Y_{Vertex})^2 + (Z_{FDC0} - Z_{Vertex})^2)}$$

Connaissant l'énergie et la direction du fragment, il est important ensuite de tenir compte des pertes d'énergie dans la cible événement par événement. Pour cela nous utilisons *nptool* qui se base sur une méthode itérative utilisant les tables de perte d'énergie générées par GEANT4.

4.5.3 Énergie-Impulsion du neutron

Le calcul de l'énergie d'un neutron passe ici par la détermination de sa vitesse, nous utilisons donc la mesure de son temps de vol (ToF) et de sa position dans la barre touchée. La distance parcourue du neutron depuis le vertex de réaction jusqu'à sa détection s'écrit :

$$D = \sqrt{(X_{barre} - X_{Vertex})^2 + (Y_{barre} - Y_{Vertex})^2 + (Z_{barre} - Z_{Vertex})^2)}$$

Avec $(X, Y, Z)_{barre}$ la position de l'interaction du neutron dans la barre NeuLAND ou NEBULA considérée. Selon si la barre est verticale, ou horizontale, la coordonnée X, ou respectivement Y, est calculée à partir de la différence en temps entre les deux PMT, les autres coordonnées sont données par la position de la barre dans la salle. Nous pouvons ainsi directement écrire le quadri-moment du neutron :

$$P_n = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E = \gamma m_n \\ \beta E * \frac{X_{barre} - X_{Vertex}}{D} \\ \beta E * \frac{Y_{barre} - Y_{Vertex}}{D} \\ \beta E * \frac{Z_{barre} - Z_{Vertex}}{D} \end{pmatrix} \tag{4.38}$$

Avec $\gamma = \sqrt{1-\beta^2}^{-1}$ le facteur de Lorentz et $\beta = v/c$ la vitesse relativiste du neutron.

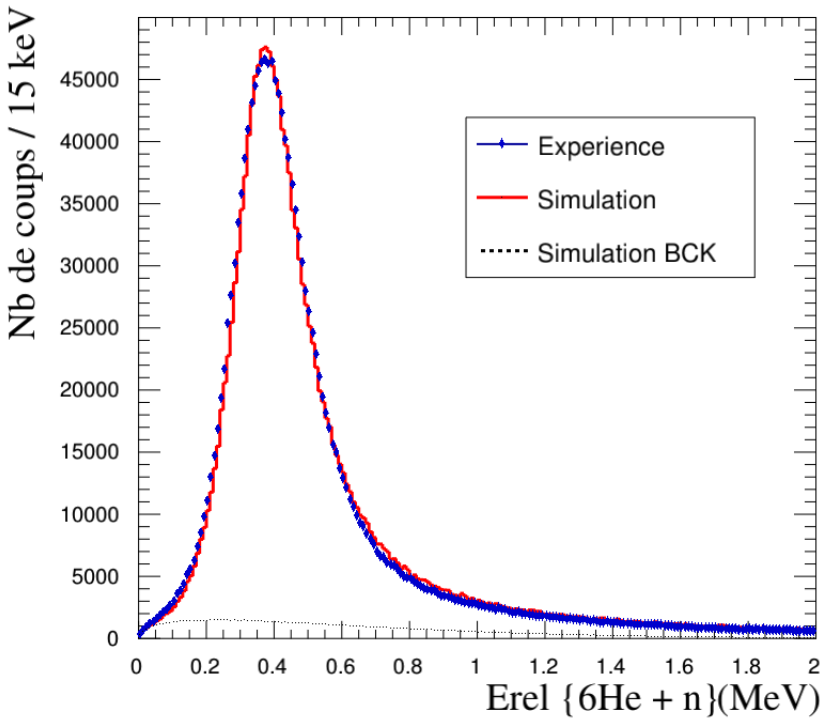


FIGURE 4.27 – Spectre en énergie relative obtenu pour l'^{7}He à partir de la réaction ^{8}He(p,pn)^{6}He+n. Nous comparons ici les données (en bleu) avec une simulation (en rouge) d'un état résonant $E_r = 0{,}378$ MeV et $\Gamma_0 = 0{,}18$ MeV. La courbe en pointillé noir représente la partie non corrélée simulée ajoutée à la résonance.

4.5.4 Énergie relative

Pour calculer l'énergie relative entre les neutrons et le fragment détecté, nous utilisons la masse invariante du système $fragment + Xneutrons$, un invariant de Lorentz :

$$M_{inv} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^{N} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i}^{N} \vec{p}_i c\right)^2} \tag{4.39}$$

Avec E_i l'énergie de la particule i et $\vec{p}_i$ son impulsion. L'énergie relative correspond à la différence entre la masse invariante et la somme des masses au repos du système. On peut également écrire la masse invariante comme la norme de Minkowski de la somme des quadri-moments du système en utilisant la métrique (+,–,–,–) [1] :

$$M_{inv} = |P_f + \sum_{i=1}^{N} P_{ni}|^2 \tag{4.40}$$

$$E_{rel} = M_{inv} - \sum_{i}^{N} m_i \tag{4.41}$$

1. Nous avons utilisé la classe ROOT *TLorentzVector*

Afin de valider le code d'analyse pour la masse invariante (qui utilise l'ensemble de tous les détecteurs du dispositif), nous devons valider étape par étape, à l'aide d'états de résonance connus. Le système résonant le plus simple que nous pouvons reconstruire avec S034 est l'état fondamental de l'^{7}He :

$$^8\mathrm{He}(p, pn)^7\mathrm{He} \rightarrow {}^6\mathrm{He} + n$$

Ce dernier présente une résonance déjà documentée au travers de nombreuses expériences, l'^{7}He dans son état fondamental décroît en un ^{6}He plus 1 neutron (figure 4.27).

4.6 Alignement Fragment-Neutron

Contrairement aux neutrons, les particules chargées en sortie de cible perdent de l'énergie tout au long de leur parcours jusqu'à leur identification dans l'hodoscope. Par exemple, lors du passage au travers de chaque fenêtre d'entrée, de sortie et de diverses couches de matériaux comprises dans les détecteurs (FDC0, aimant et FDC2). De plus, les méthodes de calcul de vitesse pour le fragment et pour les neutrons sont fondamentalement différentes. La vitesse pour les neutrons est calculée directement à partir d'un temps de vol, tandis que nous employons une méthode indirecte passant par la reconstruction du $B\rho$ pour les fragments. L'approximation sur la vitesse calculée des neutrons est moindre et doit donc servir de référence. Nous alignons ainsi la distribution de la vitesse des fragments avec celle des neutrons qui doit être similaire en sortie de réaction, cet alignement permet de corriger de manière effective toutes les pertes d'énergie et autres erreurs systématiques sur l'énergie des fragments.

Cet alignement est un simple décalage en β ($\Delta\beta$) du fragment à appliquer sur l'ensemble des événements de l'expérience, qui par principe doit être très faible (de l'ordre de la millième de c). Pour trouver la valeur de ce décalage, nous utilisons une méthode basée sur le spectre en énergie relative du système ^{6}He+1n.

La méthode pour effectuer cet alignement consiste à reproduire l'énergie relative du système comprenant le fragment à aligner pour différents décalages $\Delta\beta$ appliqués sur β_f. On relève la moyenne du spectre à chaque itération. Un exemple d'alignement est présenté sur la figure 4.28 pour la voie de réaction ^{8}He(p,pn)^{6}He+n. Le graphe de gauche représente l'énergie relative moyenne du système ^{6}He+n en fonction de $\Delta\beta$ (le décalage appliqué sur β). Les points de ce graphe forment une parabole dont le minimum correspond au décalage nécessaire pour minimiser la vitesse relative du fragment au neutron. Ce dernier est extrait à partir de l'ajustement des points par une fonction polynôme du 2nd ordre.

Sur cette même figure, deux autres méthodes sont présentées. Au centre, la moyenne de la différence $\langle \beta_n - \beta_f \rangle$ et à droite, la moyenne de l'impulsion du fragment suivant Z dans le référentiel du centre de masse. Ces deux graphes sont présents à titre de vérification, on s'assure d'obtenir un résultat cohérent avec celui obtenu avec la moyenne de l'énergie relative. Les distributions β_f et P_{fz} n'étant pas symétriques, l'ajustement pour l'extraction de leur valeur centrale s'en retrouve potentiellement biaisée. C'est pour cette raison que nous privilégions le résultat obtenu avec la première méthode. Comme nous le voyons sur la fig. 4.26, le décalage sur la vitesse du fragment ^{6}He

($\Delta\beta \sim -0{,}002$ c) n'est qu'une correction faible. L'opération est répétée pour chaque type de fragment étudié dans l'hodoscope (^{6}He, ^{4}He, ^{3}H).

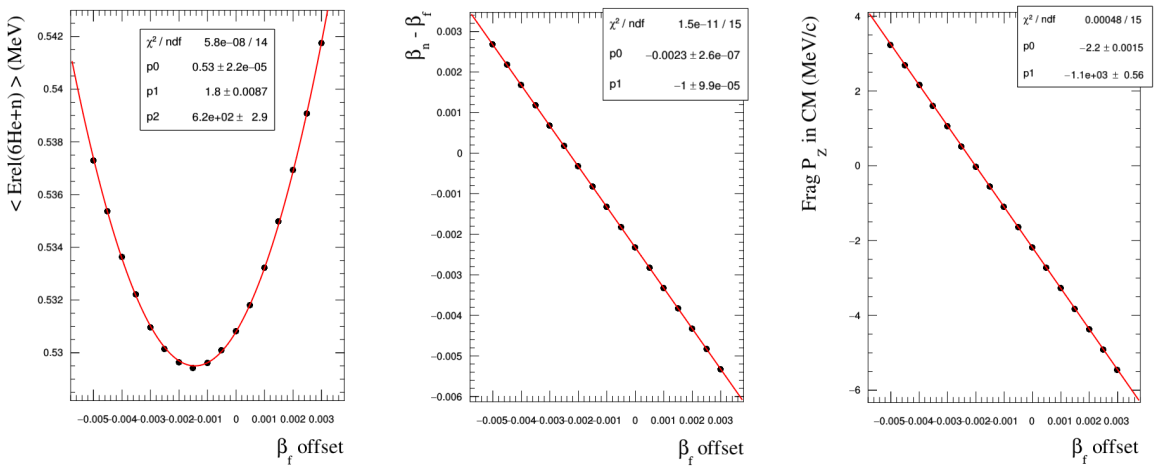


FIGURE 4.28 – Résultats utilisés pour l'alignement de la vitesse ($\beta = \frac{v}{c}$) des fragments ^{6}He sur celle du neutron issue de la voie de réaction ^{8}He(p,pn)^{6}He+n (voir texte). De gauche à droite, moyenne de l'énergie relative du système (^{6}He+n) en fonction du décalage appliqué sur β_f, de même avec la différence entre les vitesses neutron et fragment puis avec l'impulsion suivant Z du fragment dans le centre de masse.

4.7 Filtre diaphonie

4.7.1 Principe

De par son mécanisme d'interaction, un neutron peut interagir une ou plusieurs fois dans des barres différentes des détecteurs NeuLAND et NEBULA en plus d'y provoquer la création de particules secondaires (*cf.* sous-section 4.4.1) ou ne pas interagir du tout. Il faut donc prendre en compte deux effets dans la détection multi-neutrons :

i) La production de groupes de signaux secondaires appelés *clusters* : plusieurs barres plus ou moins contiguës sont touchées. Chaque groupe comprend l'interaction d'un neutron plus celle des particules secondaires.

ii) La diaphonie (*crosstalk*), un neutron peut interagir plusieurs fois, et donc plusieurs *clusters* peuvent être issus d'un même neutron.

Dans la précédente analyse du système ^{6}He avec 1 neutron, ce dernier ne pouvant être que le premier signal en temps détecté, ces considérations n'étaient pas nécessaires. Le problème s'impose lorsqu'il s'agit de mesurer deux neutrons ou plus. Il faut d'une part, isoler les *clusters*, d'autre part repérer quels sont les événements en diaphonie.

Parmi tous les signaux générés, seuls ceux issus de la toute première interaction de chaque neutron nous intéressent. En effet, lorsqu'un neutron interagit dans une barre, il perd de l'énergie et donc de la vitesse en plus d'être dévié. Après une première interaction, le neutron perd donc l'information sur son état initial (énergie, angle) au sein du système que l'on souhaite étudier en sortie de réaction. Un exemple simple de

diaphonie est schématisé sur la figure 4.29. L'algorithme qui permet d'isoler les vrais signaux se divise en deux étapes principales :

- ***Clusterisation*** : elle consiste à tester la distance entre chaque combinaison de signaux. Si cette dernière est inférieure à une valeur D_{max}, alors on considère ces deux signaux comme faisant partie d'un même *cluster*. Une fois toutes les combinaisons testées, de chaque cluster, on identifie le signal arrivé en premier (symbolisé par une étoile sur le schéma). Chaque cluster représente donc l'interaction d'un neutron, que l'on appellera signal de tête, avec les signaux secondaires issus de cette interaction. C'est une première étape qui filtre une partie des coups détectés, seuls les signaux de tête sont considérés pour la suite.
- **Diaphonie**[2] : le signal de tête de chaque cluster doit maintenant être testé afin de savoir s'il ne succède pas à une autre interaction. Les clusters sont ordonnés en temps du plus court au plus long. Si un neutron interagit une première fois, avec une vitesse β_1, puis une deuxième fois, alors la vitesse entre les deux signaux β_{12} est nécessairement inférieure à β_1 puisque le neutron a perdu de la vitesse lors de la première interaction. Il faut tester chaque combinaison de signaux, avec le signal 1 arrivé avant le signal 2 et si l'on trouve $\beta_1/\beta_{12} > 1$ alors le signal 2 est considéré comme potentiel diaphonie et est donc retiré.

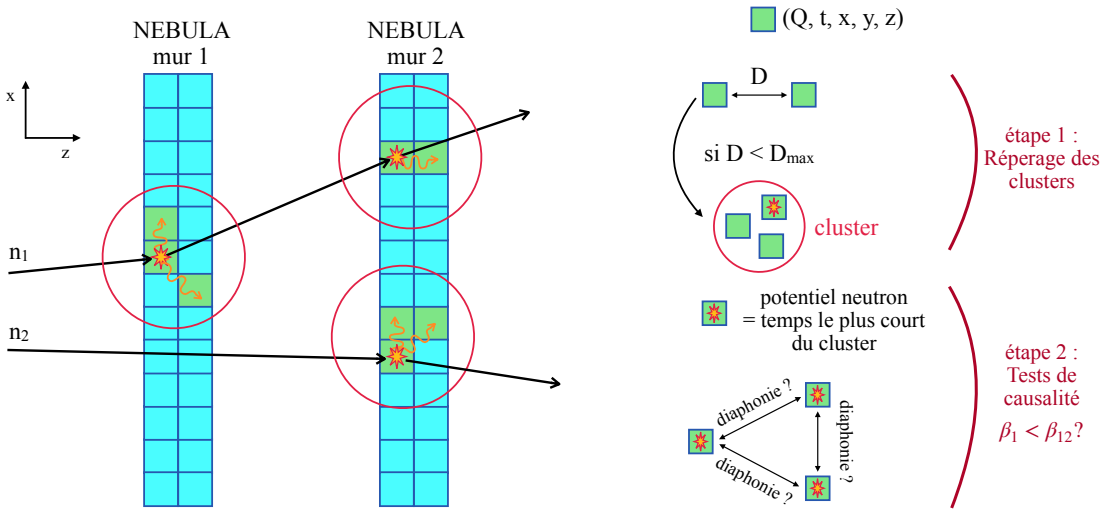


FIGURE 4.29 – Schéma représentant un événement pour lequel deux neutrons provenant de la cible ont interagi respectivement deux et une fois dans NEBULA (en vue de dessus). Chaque case représente une barre de NEBULA, les cases vertes sont celles ayant produit un signal, auquel est attribué une charge Q, un temps t et une position (x,y,z). À droite, diagramme illustrant les deux principales étapes de l'algorithme mis en place afin de filtrer les « faux » signaux neutrons.

2. Aussi appelé *Xtalk* ou *crosstalk* en anglais.

4.7.2 Optimisation

Le regroupement des signaux en *clusters* puis le test de causalité que nous avons décrit au dessus rejette également un certain nombre de bons événements considérés comme potentielle diaphonie. Il est nécessaire d'évaluer la proportion de ces événements rejetés à tort. Prenons l'exemple du cluster issu du neutron n_2 sur la figure 4.29, si le hasard fait que son temps d'arrivée est loin derrière celui du premier cluster de n_1, on pourrait avoir $\beta 1 > \beta_{12}$ et n_2 serait alors rejeté. Il faut donc optimiser le filtre afin de minimiser ces rejets tout en maximisant celui des « faux » signaux.

Une simulation MANGA (*cf.* section 3.3) nous permet de tester l'algorithme sur un jeu de données composé uniquement de bons événements multi-neutrons. Nous avons pour cela simulé la voie de réaction $^8\mathrm{He}(p,pn)^6\mathrm{He}^\star \rightarrow {}^4\mathrm{He} + 2n$, également présente dans les données expérimentales (voir chapitre 5), qui nécessite la détection de 2 neutrons simultanés. Tandis que pour tester l'élimination des signaux en diaphonie nous utilisons les événements expérimentaux pour lesquels, après le passage du filtre, un ^{6}He et deux neutrons sont détectés. Dans la réaction ^{8}He(p,pn)^{6}He+n nous n'attendons qu'un neutron dans NeuLAND et NEBULA, les événements ^{6}He+2n sont donc les faux signaux qui n'ont pas été rejetés par le filtre. En réalité, il y a une probabilité non nulle, mais faible, de voir de la diffusion élastique tel que ^{8}He(p,p')^{8}He*→^{6}He+2n, donc le taux d'acceptation de « faux » signaux calculé avec cette méthode est une limite supérieure. Donc pour tester le filtre, **en résumé :**

Données expérimentales : ^{6}He+« 2n »	Simulation manga : ^{6}He*→^{4}He+2n
Pure diaphonie, combien de « faux » événements préservés ?	Pure multi-neutrons : combien de « vrais » événements éliminés ?

4.7.2.1 Test de causalité

Pour le test de causalité, initialement nous utilisions la simple condition $\beta_1/\beta_{12} > 1$ pour déterminer une potentielle diaphonie entre deux *clusters*. Cette condition utilise donc le temps et la position donnés par les signaux. Mais puisque nous avons également accès à l'énergie déposée (*cf.* section 4.4.1), nous voulions améliorer le test de causalité en incluant cette observable.

Lorsque le neutron interagit dans une barre, l'énergie déposée se répartit les particules secondaires, il faut donc considérer la charge globale d'un *cluster*, et pas uniquement celle du signal de tête. Si l'on regarde à présent la distribution de la charge en fonction de β_1/β_{12}, des événements expérimentaux de pure diaphonie sur la figure 4.30, on remarque une corrélation. Il s'agit plutôt d'une déformation géométrique de la ligne x_1 censée délimiter les événements de pure diaphonie. En effet, plus la charge mesurée (et donc l'énergie déposée) lors de la première interaction est grande, plus la vitesse initiale du neutron aura diminué, et donc plus le rapport β_1/β_{12} sera grand. Quand au fait que ces événements débordent sur des valeurs $\beta_1/\beta_{12} < 1$, ceci provient de la résolution spatiale et en temps des détecteurs. Cet effet est davantage présent dans NEBULA car l'incertitude sur la position est plus grande due une à une section des barres supérieures.

La condition initiale représentée par la ligne rouge notée x_1, pourrait alors être remplacée par une condition sur la charge $Q_{cluster}$ en fonction de β_1/β_{12}, notée f_2 sur la

distribution de gauche. Cette fonction diffère suivant si le premier cluster provient de NeuLAND (f_2) ou NEBULA (f_3), elle permettrait d'être plus sélective sur la diaphonie et de laisser passer davantage de bons événements.

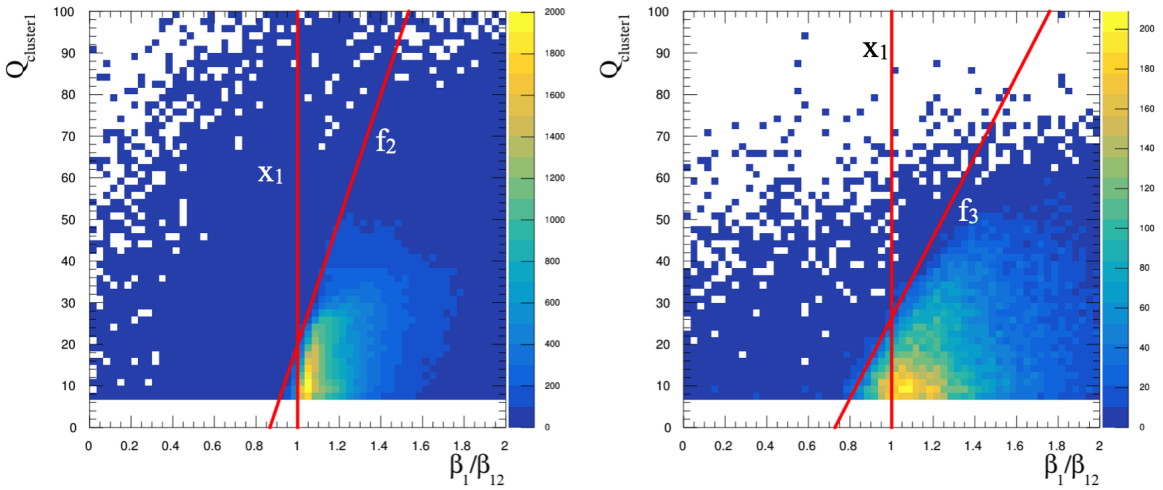


FIGURE 4.30 – Charge totale du *cluster 1* (1er en temps) en fonction du rapport β_1/β_{12} avec β_{12} la vitesse entre le signal de tête du *cluster*1 et celui du *cluster 2* pour des événements expérimentaux de pure diaphonie : ^{8}He(p,pn)^{6}He+« 2n ». À gauche, le cas où le *cluster*1 provient de NeuLAND, à droite, le cas où il provient de NEBULA. La ligne rouge x_1 représente la coupure initialement employée ($\beta_1/\beta_{12} > 1$), f_2 et f_3 les coupures alternatives.

Nous le verrons au chapitre 5 l'analyse finale des résultats physiques passe par une comparaison avec la simulation. Donc si nous voulons utiliser cette condition, qui pourrait changer la forme d'un spectre en énergie relative par exemple, elle doit pouvoir s'appliquer également sur la simulation. Or MANGA ne simule pas le processus d'interaction du neutron dans le plastique et donc l'énergie déposée. Nous avons entrepris d'ajouter cet observable dans la simulation le plus simplement possible, en tirant aléatoirement la charge simulée dans la distribution expérimentale (*cf.* figure 4.29). Les distributions expérimentales de diaphonie de la figure 4.30 ont donc pu être reproduites pour des événements simulés de multi-neutrons purs (figure 4.31). Nous pouvons apprécier sur la simulation les « vrais » événements qui seront conservés et éliminés avec une telle coupure (f_2, f_3) par rapport à x_1. Nous retrouvons ici également des événements à droite de la ligne x_1, car deux neutrons réels avec l'un plus rapide que l'autre interagissant à deux endroits proches dans le détecteurs pourront donner le cas $\beta_1 > \beta_{12}$, plus les effets de résolution spatiale et temporelle.

Nous venons de voir qu'une coupure sur la charge en fonction des vitesses pourrait améliorer l'efficacité de filtre de diaphonie. Cependant, un problème demeure, ce test de causalité alternatif est dépendant du détecteur touché en premier. Or, la proportion d'un cas par rapport à l'autre est lui même dépendant du phénomène de diaphonie qui associé à la présence de deux, trois voire quatre neutrons est techniquement impossible à reproduire dans MANGA. Ce nouveau filtre peut donc modifier la forme du spectre en énergie relative de manière différente dans la simulation que pour les données réelles. Nous avons donc décidé de garder la coupure x_1 pour la suite de l'analyse, gardant à l'esprit les autres possibilités pour de futures simulations, avec notamment la présence de diaphonie, actuellement en cours de développement dans *nptool*.

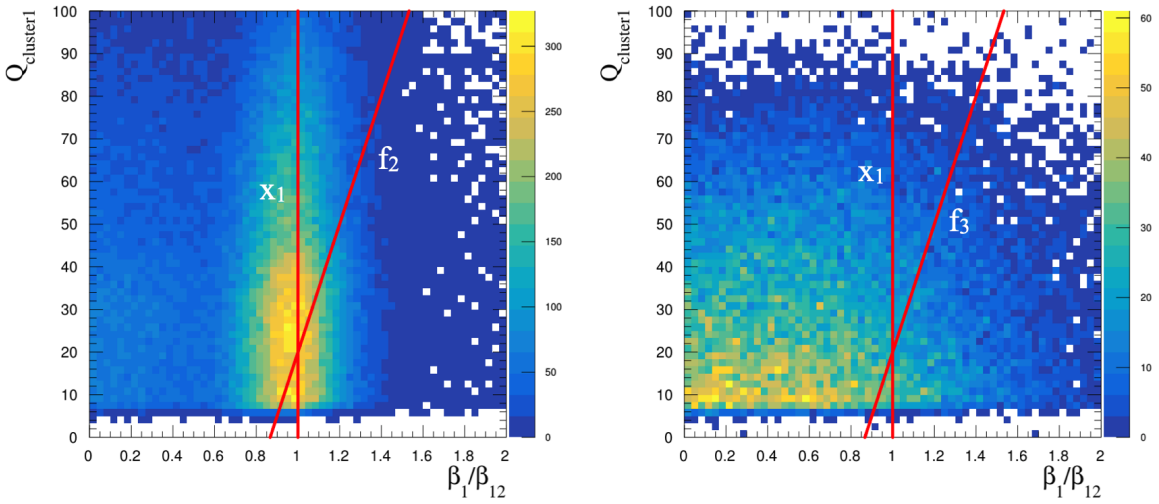


FIGURE 4.31 – Charge totale du *cluster* 1 (1er en temps) en fonction du rapport β_1/β_{12} avec β_{12} la vitesse entre le signal de tête du *cluster* 1 et celui du *cluster* 2, pour des événements simulés ^{6}He$^\star \rightarrow ^4$He+2n (donc sans diaphonie). À gauche, le cas où le *cluster* 1 provient de NeuLAND, à droite, cas où il provient de NEBULA. La ligne rouge x1 représente la coupure initialement employée ($\beta_1/\beta_{12} > 1$), f2 et f3 les nouvelles coupures utilisées suivant la situation.

Grâce à la simulation MANGA, nous pouvons évaluer l'impact de cette coupure x_1 sur l'efficacité en énergie relative. En voici un exemple sur la figure 4.32, pour une voie de réaction avec quatre neutrons en sortie. Nous avons simulé une résonance ^{7}H avec une distribution en énergie relative plate entre 0 et 10 MeV. On constate que l'on récupère au mieux dans les 1% des événements autour de 2,5 MeV, pour la condition de causalité $\beta_1/\beta_{12} > 1$. L'efficacité chute lorsque l'on s'approche d'une énergie relative nulle. La comparaison avec les autres spectres superposés montre l'évolution de l'efficacité en fonction du seuil sur β_1/β_{12}, plus ce dernier est bas plus le pic se déplace vers des énergies relatives élevées. On serait tenté de mettre un seuil légèrement en dessous de 1 afin d'éliminer la diaphonie qui traverse le filtre grâce à l'incertitude sur les mesures (*cf.* figure 4.30). Ce graphe nous montre le coût en efficacité important surtout pour des états de basse énergie.

4.7.2.2 *Clusterisation* et performance

Regardons à présent l'optimisation de la première étape du filtre de diaphonie, la *clusterisation*. Nous avons vu plus haut que le critère d'appartenance de signaux à un même *cluster* est une limite en distance spatiale. Deux signaux dont la distance est inférieure à une valeur D_{max} appartiennent au même cluster. Mais nous avons testé une seconde méthode basée sur l'hypersphère, qui fut précédemment l'objet de discussions dans la thèse [72]. Cette variable prend en considération la dimension spatiale et temporelle entre deux signaux :

$$\Omega = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 + (t_2 - t_1)\beta_1 c} \tag{4.42}$$

Avec x, y, z la position et t le temps des deux signaux 1 et 2 tel que $t_1 < t_2$, et β_1 la vitesse du premier signal. La condition d'appartenance à un même *cluster* est

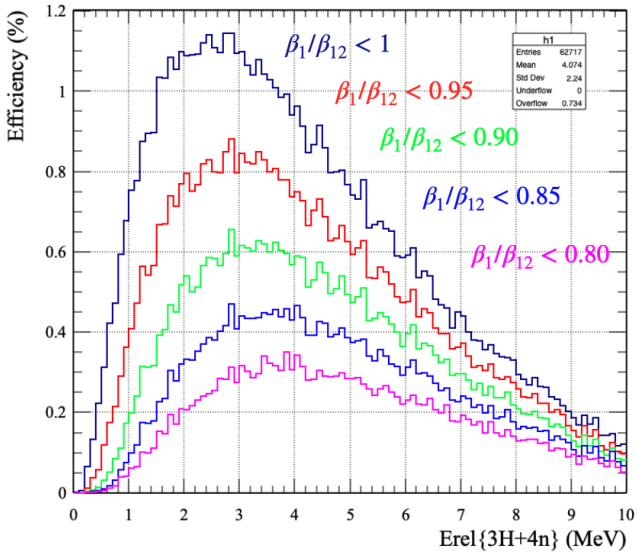


FIGURE 4.32 – Efficacité en énergie relative pour un système ^{3}H+4n issu d'une résonance ^{7}H simulée avec une distribution en énergie plate entre 0 et 10 MeV, pour différents paramètres du test de causalité.

définie telle que $\Omega < a$, avec a un coefficient défini en fonction de l'épaisseur des barres. En théorie cette variable devrait également pouvoir faire le travail de l'étape 2 en supprimant les éléments en diaphonie. L'utilisation d'une hypersphère présente l'avantage de pouvoir conserver les neutrons très proches spatialement dans les détecteurs mais trop éloignés temporellement pour être de la diaphonie. Cependant son implémentation dans l'algorithme n'apporte aucune amélioration significative, avec un rejet de la diaphonie légèrement moins bon et un gain en statistique faible devant celle initialement présente. Nous avons donc privilégié la première méthode.

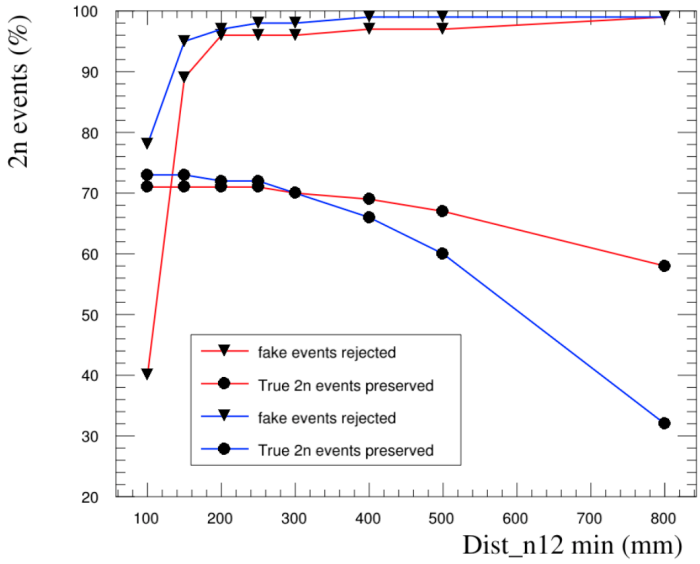


Figure 4.33 – Évolution du taux de rejet de « faux » événements 2n (triangles) et du maintien de « vrais » événements (points) pour NeuLAND (en rouge) et NEBULA (en bleu) en fonction du paramètre de distance définissant l'appartenance à un même cluster dans le filtre de diaphonie.

Pour définir la distance D_{max} de *clusterisation* la plus optimale, nous avons utilisé les données simulées pour connaître la proportion de « vrais » événements rejetés puis les données réelles pour comparer avec la proportion de diaphonie éliminée par le

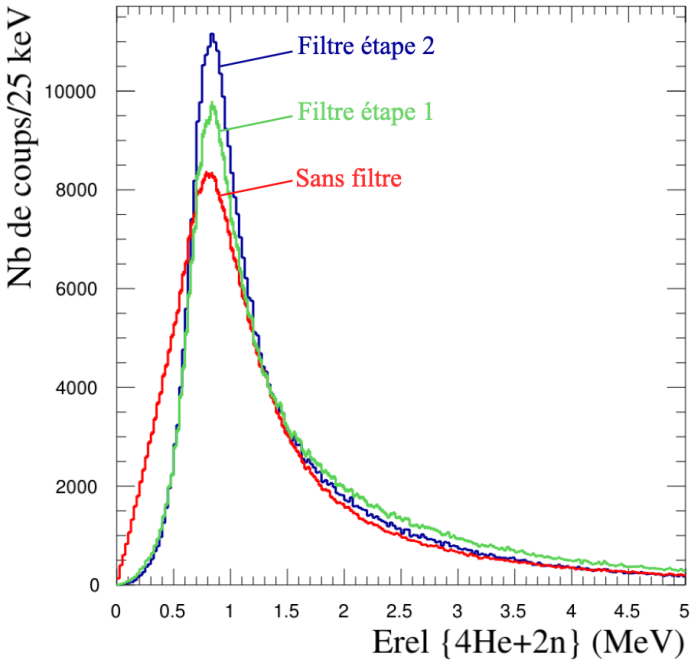


Figure 4.34 – Spectre en énergie relative du système ^{4}He+2n pour différentes étapes du filtre de diaphonie. Sans filtre (ligne rouge), à la suite de l'étape 1 du filtre (ligne verte), après l'étape 2 (ligne bleu). L'intégrale des spectres a été normalisée sur celle du spectre bleu avec le filtre complet.

filtre. Les résultats sont présentés sur la figure 4.33 (à gauche), avec le pourcentage de « vrais » et de « faux » événements respectivement conservés et rejetés en fonction du D_{max} testé. Nous avons séparé pour ce test, les événements détectés par NeuLAND de ceux détectés par NEBULA, car la section des barres et leur placement dans l'espace sont différents ce qui modifie la précision sur la position et la vitesse entre les interactions et donc potentiellement le D_{max} optimum. Les courbes de rejet de diaphonie atteignent chacune une limite maximale de 98% aux alentours de $D_{max} =$ 400 mm, pour un rejet de 30% de « vrais » événements par NeuLAND et 34% par NEBULA. Nous retenons donc cette valeur de D_{max} car au-delà la conservation des bons événements chute fortement. On remarque que cette dernière est plus importante dans le cas de NEBULA, ceci est dû aux géométries différentes. Avec seulement deux couches de barres par mur dans NEBULA, contre huit dans NeuLAND, les chances d'avoir deux paires suffisamment éloignées s'amenuisent plus vite par manque de place.

La figure 4.34 permet d'apprécier le gain en résolution en énergie relative de l'état d'excitation résonant de ^{6}He*(2+), qui décroit en ^{4}He+2n, sous l'effet des deux étapes de l'algorithme de filtre de diaphonie. Le spectre final (en bleu) est bien en accord avec la littérature [95], ce qui valide donc notre analyse multi-neutron décrite jusqu'ici.

Chapitre 5

Résultats et interprétations

Sommaire

5.1 ^{6}He + n (^{7}He$_{gs}$) : mesure de référence 100
5.1.1 Méthode d'ajustement 100
5.1.2 Résultats de la voie ^{6}He+n 102
5.2 ^{4}He + 3n (^{7}He*) : émission d'un trineutron ? 104
5.2.1 Recherche d'états excités 105
5.2.2 Caractérisation du sous-système ^{6}He$^\star(2^+)$ 107
5.2.3 Nature de l'émission 3n : séquentielle ou directe 111
5.2.4 Corrélations 3n et existence d'un trineutron ? 112
5.3 ^{3}H + 4n (^{7}H) : émission d'un tetraneutron ? 115
5.3.1 Recherche d'états dans l'^{7}H 115
5.3.2 Corrélations 4n 116

Nous présentons dans ce chapitre l'étude des coïncidences neutron-fragment que nous avons pu mesurer par masse invariante. Il s'ouvre sur la voie $^6\mathrm{He} + 1n$ en commençant par une brève introduction sur la méthode, basée sur la simulation, qui va nous permettre de caractériser les résonances. Nous continuerons ensuite sur l'étude approfondie de la voie $^4\mathrm{He} + 3n$ issue de la décroissance $^7\mathrm{He}^\star$, avec un examen des corrélations angulaires neutron-fragment. Enfin nous terminerons sur l'étude des coïncidences $^3\mathrm{H} + 4n$ à la recherche de résonance ^{7}H et tétraneutron.

5.1 ^{6}He + n (^{7}He$_{gs}$) : mesure de référence

Avant de s'attaquer aux voies à plusieurs neutrons, voyons d'abord les résultats dans la voie la plus simple, avec un seul neutron dans l'état final.

5.1.1 Méthode d'ajustement

L'analyse des différents spectres que nous allons étudier repose sur la comparaison avec des données issues de simulations MANGA (voir section 3.3.1). Dans ces simulations, pour générer la forme d'une résonance qui sera ensuite convoluée avec la réponse de l'ensemble du dispositif, nous utilisons la section efficace en fonction de l'énergie relative E_{rel} décrite par la fonction de *Breit-Wigner* (voir section 1.1) et dont la largeur dépend de l'énergie. Nous avons exprimé cette forme directement en fonction de l'énergie E_{res} et de la largeur Γ_{res} de la résonance.

Le mécanisme de réaction produit la résonance avec une impulsion donnée, elle n'est pas produite au repos dans le repère du projectile. Pour tenir compte de cet effet nous ajoutons une impulsion au système $fragment + neutron(s)$ dans les directions transverses (X,Y) et longitudinale (Z) afin de reproduire les distributions expérimentales. Ce paramètre physique est important puisqu'il change l'acceptance ce qui pourrait avoir pour effet de déplacer la résonance sur le spectre en énergie relative.

Il faut ajouter à la simulation un dernier ingrédient : le fond non résonant présent dans les données, ce dernier peut provenir d'événements fortuits, de gammas environnants ou bien de neutrons non corrélés. Dans MANGA ce fond non résonant que l'on nomme BCK est simulé en tirant aléatoirement les impulsions de chaque particule indépendamment dans les distributions expérimentales. La proportion de BCK dans un spectre expérimental est un paramètre que l'on doit déterminer et introduire dans le spectre simulé puisqu'il induit également une déformation de la résonance.

La méthode pour interpréter les données expérimentales consiste donc à chercher quels sont les paramètres E_{res}, Γ_{res} et BCK (%) permettant de reproduire au mieux le spectre expérimental à l'aide d'une simulation. En voici les étapes à réitérer pour chaque voie de réaction :

- La première étape consiste à ajuster le paramètre qui donne une impulsion à la résonance simulée afin de reproduire les distributions expérimentales dans les directions transverses et longitudinale. Pour les événements non résonants, cet ajustement est réalisé sur l'impulsion des neutrons et des fragments séparément.
- Nous produisons ensuite une matrice de simulations de résonances pour une gamme d'énergie E_{res} et de largeur Γ_{res} données, ainsi qu'une seule simulation de fond BCK. Le format des données en sortie de simulation est identique aux données réelles afin de pouvoir être analysées par rigoureusement le même code, les données simulées passent notamment le même filtre de diaphonie que pour les données (voir section 4.7).
- Pour finir chaque spectre de résonance simulée est mélangé avec le spectre de simulation BCK selon la proportion qui minimise le χ^2 entre le spectre total et le spectre expérimental. Le résultat de notre ajustement, après avoir testé toute

la matrice, sont les valeurs de E_{res}, Γ_{res} et de BCK (%) simulées qui minimisent le χ^2.

Il reste cependant un paramètre à ajuster, le moment angulaire ℓ du neutron par rapport au fragment. Ce dernier apparaît dans notre fonction de *Breit-Wigner*, décrite à la sous-section 1.1.2 et influe sur la forme de la résonance. En l'absence d'argument de structure contraire, chaque matrice est dans un premier temps calculée en supposant $\ell = 0$ car dans ce cas la largeur de la résonance est à la résolution près, celle de la distribution en énergie. Quand ℓ est non nul, et du fait du formalisme utilisé qui est fondé sur un système à deux corps, nous devons faire une approximation sur la masse réduite lorsque l'on voudra mesurer un système à 3 corps ou plus. Si le résultat en utilisant $\ell = 0$ n'est pas satisfaisant alors nous essayons des valeurs différentes, ce qui implique l'implémentation d'une approximation supplémentaire. Un exemple de l'évolution de la largeur à mi-hauteur d'un pic de résonance à $E_{rel} \sim 2{,}5$ MeV en fonction de la largeur intrinsèque Γ_0 pour différents ℓ est présenté sur la figure 5.1. Nous constatons que pour une LMH donnée les largeurs intrinsèques diminuent avec ℓ.

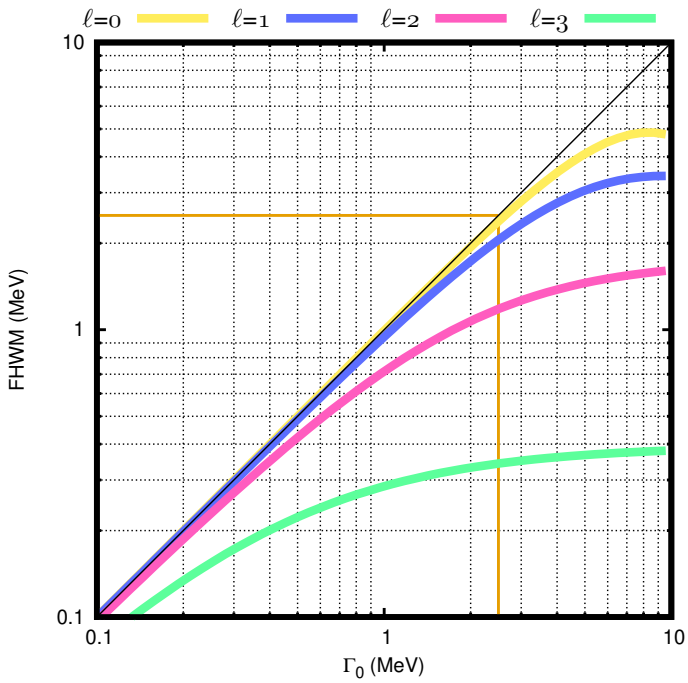


FIGURE 5.1 – Largeur à mi-hauteur de la forme d'une résonance décrite par une fonction de *Breit-Wigner* (dont le formalisme est décrit au chapitre 1) en fonction de sa largeur intrinsèque Γ_0 pour différentes valeurs de moment angulaire du neutron de valence $\ell = 0, 1, 2, 3$. Ces calculs ont été effectués pour un état $^7\mathrm{He}^\star$ à 2,3 MeV au-dessus du seuil d'émission $^4\mathrm{He} + 3n$.

Dans un premier temps nous avons testé l'algorithme qui réalise l'ensemble de l'ajustement que nous venons de décrire. Nous avons analysé une simulation de la voie $^7\mathrm{He}(p, pn)^6\mathrm{He}^\star \rightarrow {}^4\mathrm{He} + 2n$ (que l'on discutera plus bas à la section 5.2.2), dont le spectre a été mixé avec 30 % de BCK, nous connaissons donc exactement les propriétés de notre distribution ($E_{res} = 0{,}84$ MeV et $\Gamma = 0{,}3$ MeV). La figure 5.2, à gauche,

montre le résultat de l'ajustement en rouge, qui contient le BCK représenté par la ligne noire, superposé avec le spectre initial (ronds noirs). La figure de droite présente le χ^2 trouvé en fonction de E_{res} et Γ_{res} utilisées dans les simulations. Le χ^2 minimal apparaît clairement sur cette figure, et on retrouve bien les valeurs de la résonance et la proportion de BCK injectées dans le spectre initial.

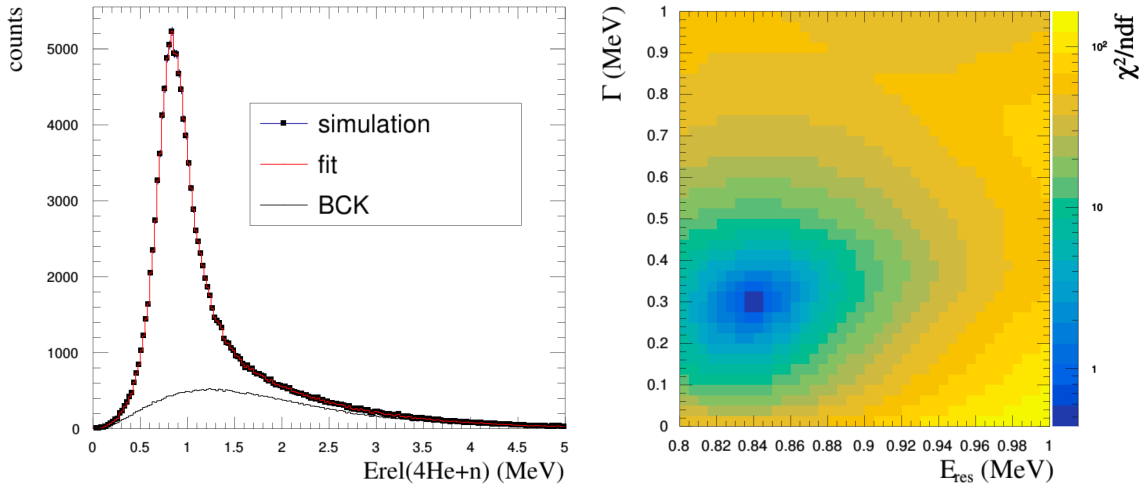


FIGURE 5.2 – À gauche, spectre simulé en énergie relative du système ^{4}He + $2n$. La ligne rouge correspond à l'ajustement réalisé avec les simulations incluant la contribution non résonnante (BCK), représentée par la ligne noire. À droite, surface de χ^2 calculée pour chaque simulation de la matrice.

5.1.2 Résultats de la voie ^{6}He+n

Passons à présent sur la voie de réaction la plus simple puisqu'elle ne nécessite la mesure que d'un neutron, il s'agit de la réaction de *knockout* ^{8}He$(p, pn)^7$He. Comme il a été décrit en introduction, l'état fondamental de l'^{7}He est une résonance qui décroît en ^{6}He + n. Dans cette analyse, aucun filtre de diaphonie n'est utilisé, lorsque l'on identifie un ^{6}He, le premier coup mesuré dans NEBULA ou NeuLAND en coïncidence est systématiquement assimilé au neutron issu de la décroissance de l'^{7}He.

La figure 5.3 présente le spectre en énergie relative ^{6}He$+n$ mesuré jusqu'à 10 MeV superposé de l'efficacité de détection. Sur cet histogramme nous constatons clairement la présence d'une seule structure résonante en dessous de 1 MeV, qui ne peut être assimilée à un simple fond BCK. Cependant aucune autre structure ne se dégage sur le reste du spectre à plus haute énergie.

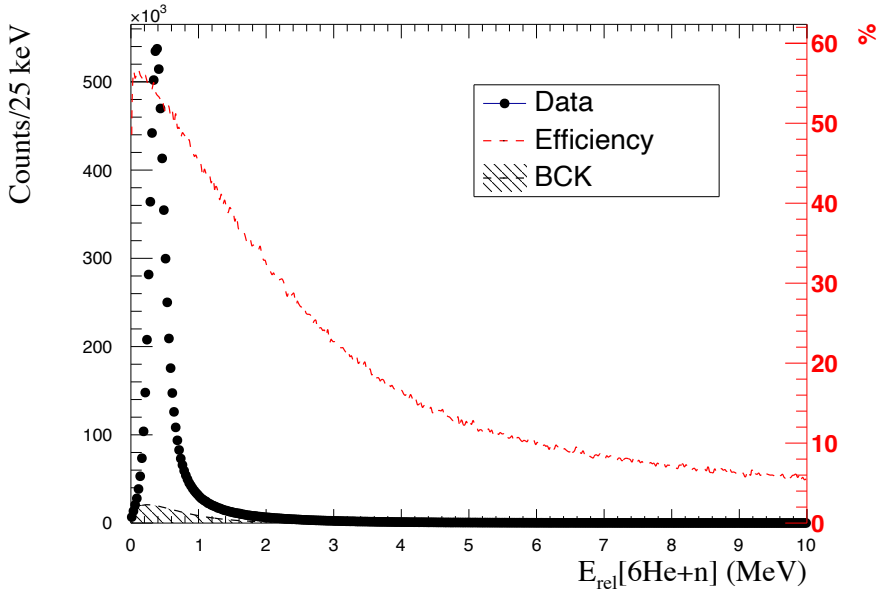


FIGURE 5.3 – Spectre en énergie relative du système ^{6}He + n. La ligne rouge en tirets représente l'efficacité (en %). Le spectre hachuré noir correspond au fond BCK maximum pouvant être contenu dans le spectre expérimental.

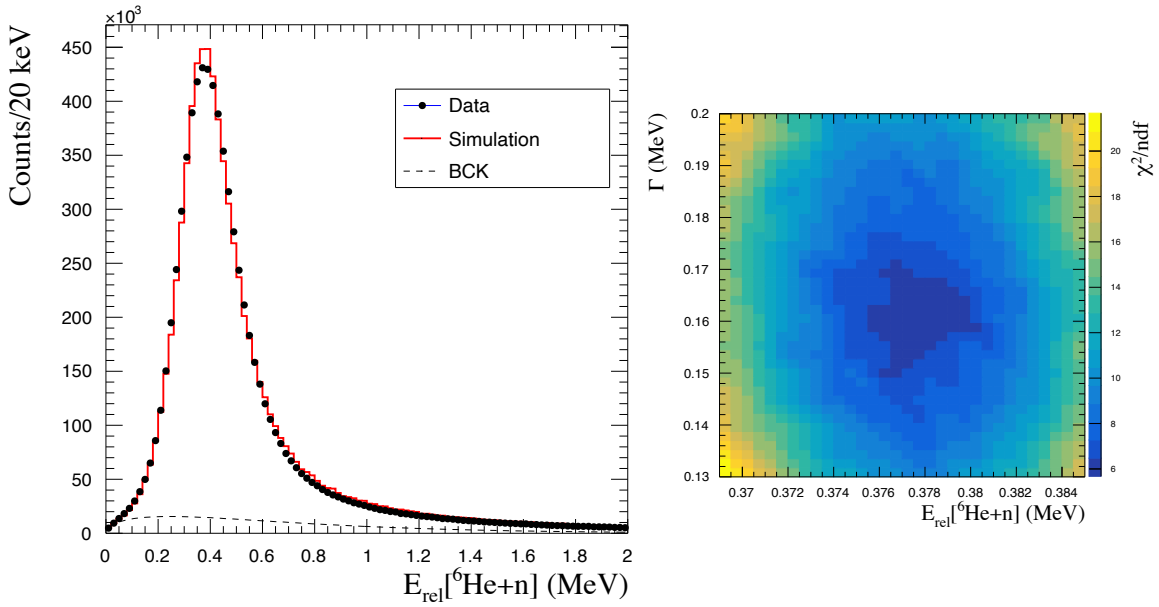


FIGURE 5.4 – Spectre en énergie relative du système ^{6}He+n observé dans la réaction ^{8}He$(p,pn)^7$He. La ligne rouge correspond à la simulation ajustée avec E_{res} = 0,378 MeV, Γ_{res} = 0,160 MeV et 7 % de fond non résonant représenté par la ligne noire en tirets. L'ajustement a été réalisé sur l'intervalle entre 0 et 0,7 MeV. À droite, surface du χ^2 utilisé pour déterminer les paramètres de la simulation présentée sur le graphe de gauche.

Regardons à présent plus en détails la partie résonante du spectre entre 0 et 2 MeV

sur la figure 5.4. avec la simulation ajustée et le fond BCK calculé. Nous pouvons constater que nous reproduisons le spectre expérimental avec une simulation d'un état résonant ^{7}He avec $E_{res} = 0{,}378$ MeV relatif à l'émission $^6\mathrm{H}+n$, $\Gamma_{res} = 0{,}160$ MeV et $\ell = 1$. Ces valeurs sont en accord avec l'état fondamental de l'^{7}He présenté dans la littérature. Notons cependant l'absence claire d'état autour de ~ 1 MeV, ce malgré le fait que nous ayons une efficacité significative jusqu'à 10 MeV. Cet état a cru être observé dans certaines expériences [31, 32, 28] et prédit par des calculs théoriques [42, 45].

5.2 ^{4}He + 3n (^{7}He*) : émission d'un trineutron ?

Nous observons bien l'état fondamental de l'^{7}He qui décroît en $^6\mathrm{He}+n$ en accord avec les expériences précédentes, sans toutefois relever la présence d'état excité dans cette même voie. Cependant, beaucoup de résultats expérimentaux et théoriques ont rapporté de manière consensuelle l'existence d'un état excité ($5/2^-$) qui décroît en $^4\mathrm{He}+3n$ à environ 2 MeV au dessus du seuil (voir section 1.3.1). Nous poursuivons donc cette analyse avec la mesure de la coïncidence $^4\mathrm{He}+3n$ pour rechercher l'état en question.

Lorsque l'analyse comprend plus d'un neutron, le filtre de diaphonie est appliqué (voir section 4.7). Après *clusterisation* et coupure de la diaphonie, on demande le nombre exact de neutrons attendus en coïncidence. Pour mettre en évidence la présence d'une résonance, comme on vient de voir dans la section précédente, la comparaison entre un spectre expérimental et un spectre simulé non résonant (BCK) sera notre point de départ.

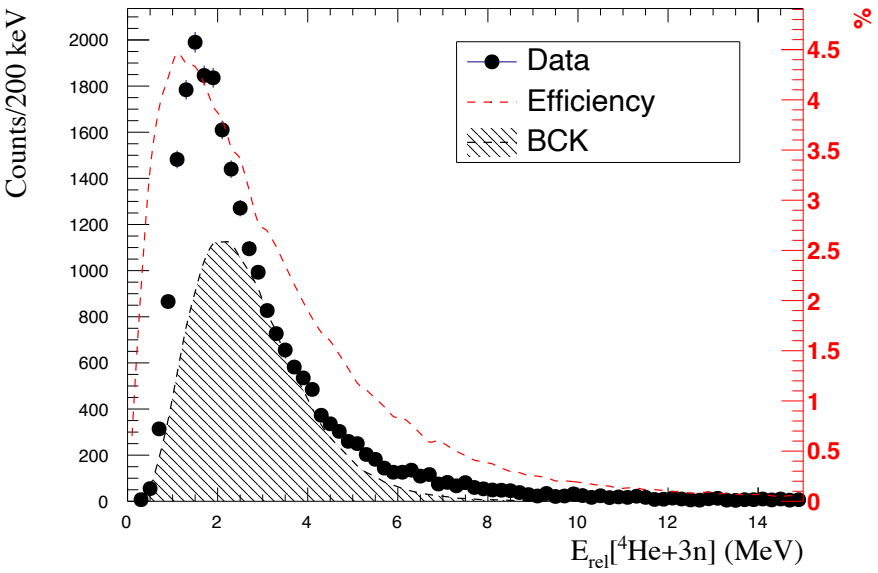


FIGURE 5.5 – Spectre en énergie relative du système $^4\mathrm{He}+3n$. La ligne rouge en tirets représente l'efficacité (en %). Le spectre hachuré noir correspond au fond BCK maximum que peut contenir le spectre expérimental.

Sur la figure 5.5, le spectre en énergie relative du système ^{7}He + $3n$ est présenté superposé à un spectre BCK. Ce dernier a été multiplié d'un facteur de sorte à maximiser sa taille sans qu'il ne dépasse le spectre expérimental. Nous pouvons dès lors constater la place qu'il reste entre les deux histogrammes dans l'intervalle compris entre 1 et 2 MeV. C'est là le signe de la potentielle présence d'une résonance dans le spectre expérimental : le BCK simulé ne suffit pas, à lui seul, à reproduire le spectre observé. Sur ce graphique nous avons également tracé l'efficacité calculée à partir de MANGA, elle permet de vérifier qu'elle ne présente pas une forme abrupte aux abords de la zone considérée, ce qui pourrait induire une structure artificielle.

5.2.1 Recherche d'états excités

Puisque nous venons de mettre en évidence la présence d'une résonance, nous allons à présent tenter de reproduire le spectre à l'aide de la méthode décrite plus haut. L'hypothèse la plus probable est qu'il s'agisse d'un état excité de l'^{7}He* issu de la réaction de *knockout* ^{8}He$(p, pn)^7$He$^\star \rightarrow {}^4$He + $3n$.

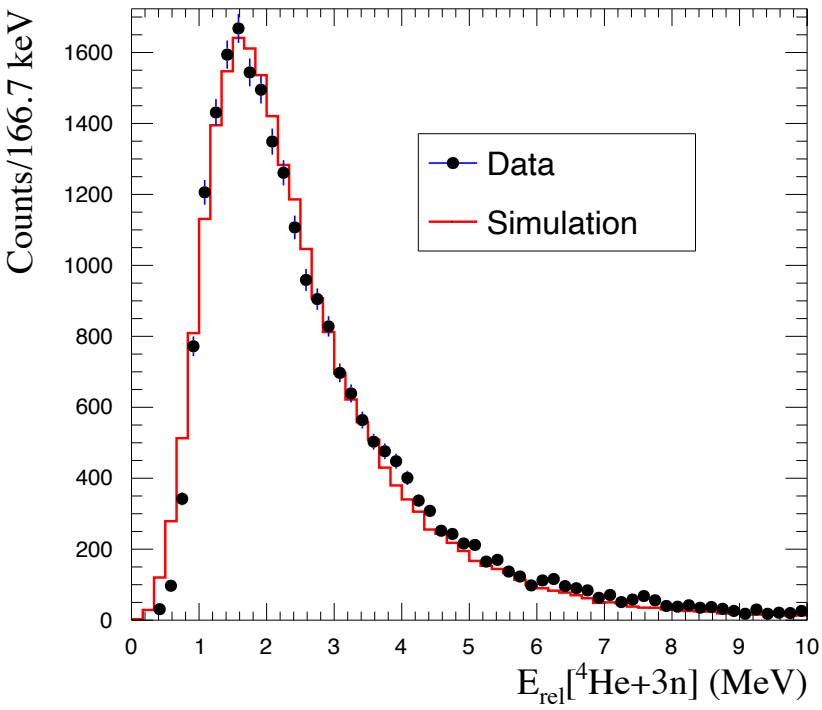


FIGURE 5.6 – Spectre en énergie relative du système ^{4}He + $3n$. La ligne rouge correspond à la simulation de la résonance qui reproduit le mieux les données avec E_{res} = 2,3 MeV au dessus du seuil d'émission ^{4}He + $3n$ et Γ_{res} = 3,2 MeV, sans fond BCK. L'ajustement a été effectué en considérant l'intervalle entre 0,7 et 5 MeV.

Le résultat de l'ajustement est représenté par l'histogramme rouge sur la figure 5.6. Le très bon accord entre les deux histogrammes montre que nous reproduisons tout à fait le spectre expérimental. Les paramètres de la résonance utilisés sont E_{res} = 2,3 MeV au dessus du seuil d'émission ^{4}He + $3n$, ce qui donne E_{res} = 3,3 MeV au

dessus du seuil d'émission $^6\mathrm{He} + n$, avec une largeur $\Gamma_{res} = 3{,}2$ MeV et $\ell = 1$. Aucun fond non résonant n'est *a priori* nécessaire pour décrire ce spectre.

Comme nous l'avons indiqué au chapitre 1, le formalisme utilisé pour décrire la forme d'une résonance suppose un problème à deux corps (un noyau et un neutron) et tient compte de la masse réduite du système. Notons qu'ici, nous appliquons tout de même cette formule même si le système possède trois neutrons résonants.

Les paramètres de résonance (E_{res}, Γ_{res}) que l'on retrouve ici avec une forte statistique sont compatibles avec l'état d'excitation $5/2^-$ de l'$^7\mathrm{He}^\star$ identifié dans les expériences précédentes [27, 28, 19] et prédit par la théorie [45]. Devant une certaine difficulté à reproduire exactement le front de montée du spectre expérimental entre 0 et 1 MeV que nous avons attribué à l'utilisation d'une masse réduite inadaptée, nous avons décidé de ne considérer que la gamme entre 0,7 et 5 MeV du pic de résonance qui nous intéressait pour l'ajustement.

Enfin notons la présence d'une légère bosse autour de 4 MeV que l'on pourrait relier à l'état proposé par Bohlen *et al.* [19] à une énergie d'excitation de 5,8 MeV. Il s'agit de la prochaine étape d'une description plus poussée de ce spectre, en ajoutant les paramètres d'une seconde résonance dans la matrice de simulation que nous ne présenterons pas dans ce manuscrit.

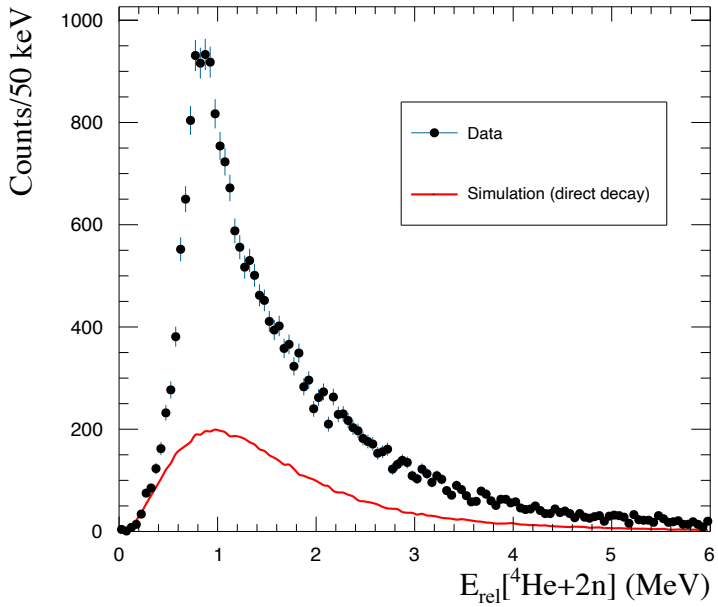


FIGURE 5.7 – Spectre en énergie relative du système réduit $^4\mathrm{He} + n + n$ issu de la voie $^7\mathrm{He}^\star \rightarrow {}^4\mathrm{He} + 3n$. Le couple $n + n$ sélectionné suivant le temps de vol le plus court. La ligne rouge correspond à la simulation de la résonance ajustée des données (voir figure 5.6) avec décroissance directe en $^4\mathrm{He} + 3n$.

Nous venons donc de confirmer l'existence, la position et la décroissance $^4\mathrm{He} + 3n$ d'un premier état d'excitation de l'$^7\mathrm{He}$. Dans S034 nous avons mesuré les impulsions des trois neutrons, ce qui n'a, jusqu'à présent, jamais été réalisé. Nous pouvons donc aller plus loin et étudier le mode de décroissance de cet état, à savoir, s'il est séquentiel ou bien direct avec émission simultanée de trois neutrons. De nombreux papiers

suggèrent que l'état $5/2^-$ devrait décroître en passant par l'état (2^+) de l'^{6}He. Ce dernier étant lui-même un état résonant qui décroît en $^4\text{He} + 2n$. Nous serions tentés de relier l'état que nous observons au $5/2^-$ discuté dans le chapitre d'introduction. Cependant, nous devons questionner la possibilité de peupler un tel état en enlevant un neutron de la couche de valence de l'^{8}He de configuration $(p_{3/2})^4$. D'un point de vue du modèle en couche, le *knockout* d'un neutron de l'^{8}He ne pourrait, *a priori*, que mener vers l'état fondamental $3/2^-$ de l'^{7}He. Dans cette référence [96], les auteurs suggèrent la possible existence d'un état mélangé $(p_{3/2})^2 \times (p_{1/2})^2$. Pour obtenir un état ^{7}He $5/2^-$ dans nos conditions, un scénario est possible, bien que peu probable, celui d'un *knockout* en deux étapes : un neutron $p_{1/2}$ est retiré puis les deux autres $p_{3/2}$ sont excités pour former le 2^+ de l'^{6}He menant aux états excités $5/2^-$ et $3/2^-$ de l'^{7}He. Comme dans l'expérience [35] nous pouvons faire la supposition que l'état que nous observons serait en réalité un état $1/2^-$ ou du moins mélangé avec un $5/2^-$.

Le spectre sur la figure 5.7 représente l'énergie relative entre l'^{4}He et les deux neutrons avec les temps de vol les plus courts sur les trois mesurés issus de la voie $^7\text{He}^\star \rightarrow {}^4\text{He} + 3n$. Cette dernière condition permet de sélectionner une paire aléatoire de neutrons puisque le temps de vol est décoléré de l'énergie relative tout en étant reproductible à l'identique d'une analyse à une autre. On a superposé sur cet histogramme le spectre équivalent issu de la simulation ajustée pour l'état $^7\text{He}^\star(5/2^-)$ présenté plus haut sur la figure 5.6, avec 100 % de l'émission directe de trois neutrons. De la même manière que nous l'avons fait pour montrer la non compatibilité avec un simple fond BCK, le spectre de décroissance directe a été maximisé sans dépasser le spectre expérimental. Nous pouvons ainsi constater que cette simulation ne permet pas de reproduire les données expérimentales, la présence d'un état résonant devient ainsi évidente entre 0,5 et 2,2 MeV.

La simulation MANGA nous permet d'introduire une étape séquentielle dans la décroissance simulée, selon la littérature l'état intermédiaire serait l'état excité (2^+) de l'$^6\text{He}^\star \rightarrow {}^4\text{He}+2n$ (voir le schéma de décroissance sur la figure 1.11). Nous pouvons, pour poursuivre l'étude de l'$^7\text{He}^\star$, dès lors caractériser cet état en allant chercher cette voie dans les données.

5.2.2 Caractérisation du sous-système $^6\text{He}^\star(2^+)$

Regardons à présent le spectre en énergie relative $^4\text{He} + 2n$ lorsque l'on demande deux neutrons détectés après le filtre de diaphonie. Sur la figure 5.8 ce spectre est superposé avec un fond BCK simulé, la présence d'une résonance apparaît à nouveau de manière évidente entre 0,5 et 2 MeV sans que cela puisse être un effet de l'efficacité du système.

Pour interpréter cette résonance nous avons utilisé des simulations d'états excités $^6\text{He}^\star$ produits par réaction de *knockout* $^8\text{He}(p, p2n)^6\text{He}^\star \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$. Le résultat de l'ajustement est présenté sur la figure 5.9, on trouve une énergie $E_{res} = 0{,}84$ MeV, une largeur $\Gamma_{res} = 0{,}3$ MeV et 35 % de fond BCK. La forme de la résonance qui reproduit le mieux ces données assume un moment angulaire du neutron ℓ=1. Ce fort fond non résonant est en partie expliqué par la présence d'un troisième neutron non corrélé issu de la décroissance de l'état excité $^7\text{He}^\star(5/2^-)$.

Nous pouvons à présent réfléchir quant à la provenance de l'état ^{6}He(2+) dans

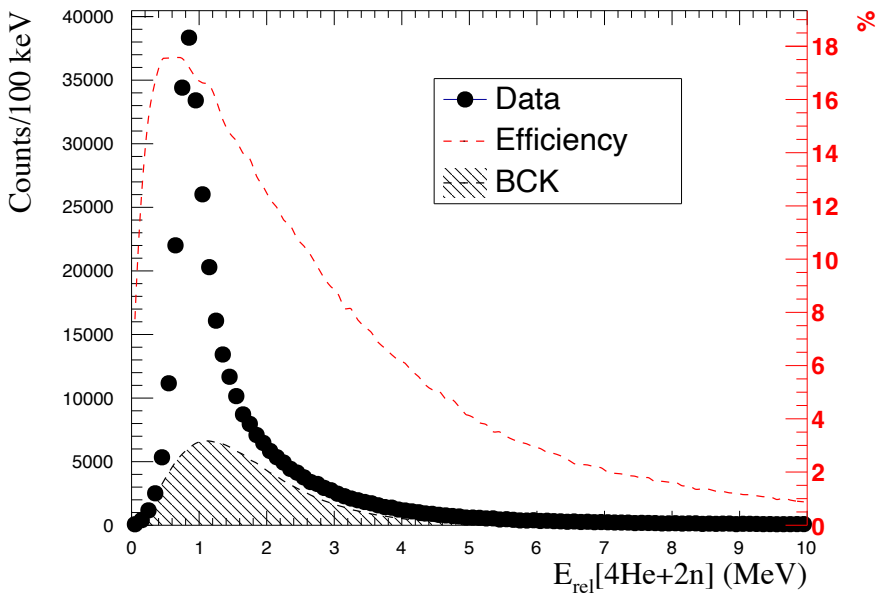


FIGURE 5.8 – Spectre en énergie relative du système ^{4}He + $2n$. La ligne rouge en tirets représente l'efficacité (en %). Le spectre hachuré noir représente le fond BCK maximum pouvant être contenu dans le spectre expérimental.

nos données, il y a deux hypothèses. Un événement $^4\mathrm{He}+2n$ détecté peut-être issu de la décroissance de l'état $^7\mathrm{He}^\star(5/2^-)$, dans les cas où l'on aurait manqué un neutron sur les trois à cause de l'efficacité de détection et/ou du rejet de la diaphonie, ou bien il provient directement de la réaction $^8\mathrm{He}(p,p2n)^6\mathrm{He}^\star(2^+)$. Si les événements étaient purement issus de l'$^7\mathrm{He}^\star(5/2^-)$, alors nous aurions au maximum une chance sur trois de considérer la bonne paire, puisqu'aucun moyen ne permet de favoriser l'une par rapport aux autres. Suivant ce raisonnement simple, nous nous attendons à observer un fond non résonant, qui contiendrait donc les « mauvaises » paires, dans le spectre de la figure 5.9 qui représenterait au minimum 70 % du spectre. Or, nous observons une proportion de BCK de l'ordre de 35 %, ce qui ne peut s'expliquer que par la présence d'$^6\mathrm{He}(2^+)$ en partie non issue de décroissance de l'$^7\mathrm{He}^\star(5/2^-)$. Nous avons donc produit des réactions de *knockout* $^8\mathrm{He}(p,p2n)^6\mathrm{He}^\star(2^+)$, arrachage de deux neutrons dans l'^{8}He par un proton.

Puisque nous avons mesuré l'angle et l'énergie des deux neutrons issus de la décroissance de l'$^6\mathrm{He}^\star(2^+)$, nous pouvons étudier les différentes corrélations entre les particules de la décroissance. Nous utilisons ici les graphes de Dalitz, une méthode répandue dans la physique des particules pour étudier les corrélations dans les décroissances à trois corps. Cette méthode utilise initialement la masse invariante réduite du système étudié, mais dans notre cas peut-être remplacée par la variable ε_{ij} [72] :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{E_{ij}}{E_{rel}} \tag{5.1}$$

Cette dernière représente la fraction de l'énergie relative du système embarqué par les différents couples de particules. Dans le cas d'un problème à trois corps $f+n+n$

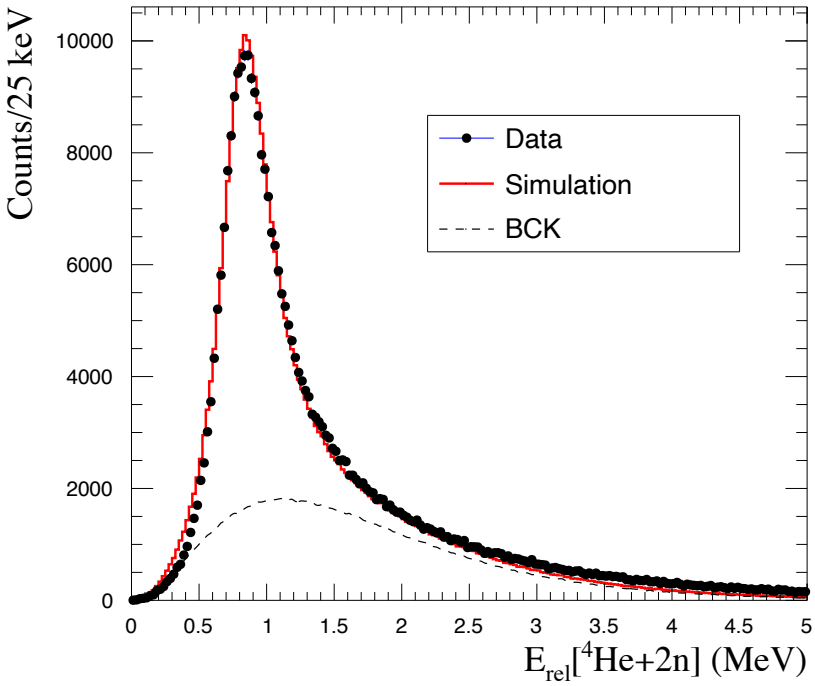


FIGURE 5.9 – Spectre en énergie relative du système ^{4}He + $2n$. La ligne rouge correspond à la simulation de la résonance qui reproduit le mieux les données avec $E_{res} = 0{,}84$ MeV et $\Gamma_{res} = 0{,}3$ MeV.

comme le nôtre, tracer ε_{nn} en fonction de ε_{nf} permet de mettre en exergue la présence de corrélations entre les différentes particules et d'établir le caractère séquentielle ou directe de l'émission.

La figure 5.10 présente le graphe de Dalitz pour la voie de décroissance $^6\mathrm{He}^\star(2^+) \rightarrow {}^4\mathrm{He} + 2n$ issue des données expérimentales et de simulations. Sur le graphe de gauche, qui provient de l'expérience, le pic présent proche de 0 si l'on fait une projection sur ε_{nn} témoigne de la présence d'une corrélation entre les neutrons : une énergie relative proche de 0 est favorisée. Si l'on regarde la projection suivant ε_{fn}, on obtient une distribution en forme de cloche ne présentant aucun pic. Cette forme est caractéristique d'une décroissance directe, dans le cas d'une décroissance séquentielle une résonance fragment-neutron serait marquée sur le graphe de Dalitz par une crête perpendiculaire à l'axe ε_{fn} (comme par exemple pour la résonance ^{20}O[^{18}O+2n] dans cette étude [97]). Dans le cas où il n'y aurait aucune corrélation entre les particules, illustré par la simulation au centre, la surface du graphe de Dalitz est presque plane et ne présente aucune structure particulière. Nous confirmons donc le caractère direct de la décroissance de l'^{6}He(2^+) déjà bien établi dans la littérature.

On peut constater sur le graphe de droite que l'ajout d'une interaction phénoménologique de type FSI *(Final State Interaction)* n-n [98] (intégrée dans MANGA) entre les deux neutrons permet de se rapprocher de la forme expérimentale. Nous présentons là un constat purement qualitatif, puisque nous avions seulement besoin de connaître la forme de la résonance $^6\mathrm{He}^\star(2^+)$ pour l'étude de l'$^7\mathrm{He}^\star$. Nous n'irons pas plus loin concernant la description de cette décroissance dans ce manuscrit.

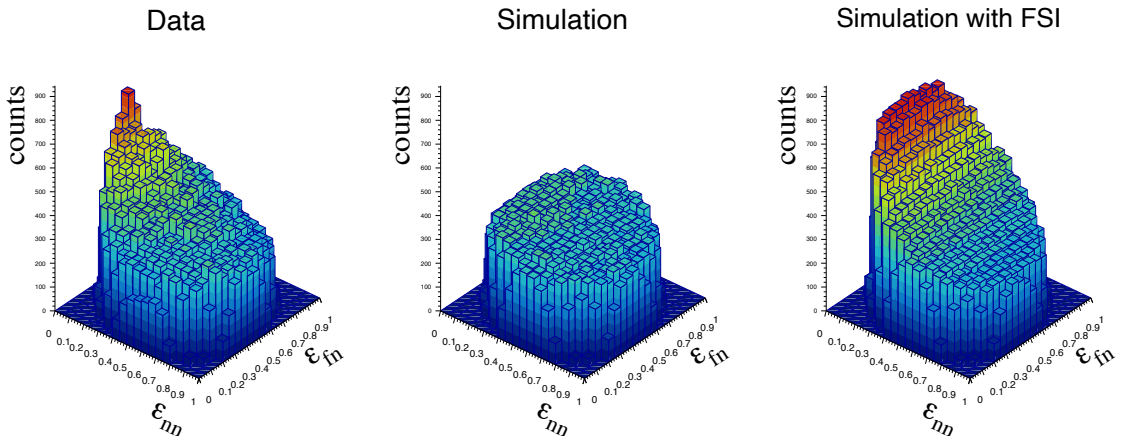


FIGURE 5.10 – Graphes de Dalitz pour la voie ^{6}He$^\star(2^+) \rightarrow {}^4He+2n$. Pour des données issues de : l'expérience à gauche ; la simulation au centre (présentée à la figure 5.9) ; la simulation avec de l'interaction n-n dans l'état final à gauche.

L'interaction n-n utilisée dans nos simulations provient d'un calcul détaillé dans la référence [99] et adapté du formalisme de Lednicky [100], nous n'en présentons ici que les grandes lignes et le résultat. Dans nos simulations, cette interaction est prise en compte en modifiant le poids C_{nn} dans la production de l'espace des phases :

$$C_{nn}\left(p_1, p_2\right) = 1 + \langle b_0 \rangle + \langle b_i \rangle \tag{5.2}$$

Sans aucune corrélation, le poids de chaque configuration dans l'espace des phases vaut 1. On y ajoute b_0 la contribution de l'effet statistique de Fermi-Dirac, ce dernier est négatif pour deux fermions, et b_i le terme issu de l'interaction dans l'état final. Ce dernier augmente fortement avec l'amplitude de diffusion f qui elle-même dépend du quadri-moment de chaque neutron dans leur centre de masse $k^* = \sqrt{q^2}/2$ avec $q = p_1 - p_2$ le quadri-moment relatif des deux neutrons. Si l'on suppose une énergie suffisamment faible tel que $k^* \ll m$ et si la portée du potentiel d'interaction est inférieure à la distance entre les neutrons dans leur centre de masse alors f peut s'écrire :

$$f\left(k^*\right) = \left(-1/a_s + k^{*2} d_0/2 - ik^*\right)^{-1} \tag{5.3}$$

Avec a_s et d_0, respectivement la longueur de diffusion et la portée effective d'interaction. Pour les résultats qui vont suivre nous avons fixé $a_s = -18{,}5$ fm et $d_0 = 2{,}8$ fm [101].

Chacun des termes de corrélation b_0 et b_i doivent être moyennés suivant la distribution de la source (points d'émission) en supposant une symétrie sphérique. On considère les deux points d'émission comme indépendants et leur position relative dans le temps et l'espace suit une loi de distribution gaussienne. Le cas où les deux neutrons sont émis en même temps simplifie grandement les expressions de $\langle b_0 \rangle$ et $\langle b_i \rangle$ dont le calcul analytique mène au résultat suivant :

$$
\begin{aligned}
C_{nn}(q) =& 1 - \frac{1}{2}\exp\left(-q^2 r_0^2\right) \\
&+ \frac{|f|^2}{4r_0^2}\left(1 - \frac{d_0}{2\sqrt{\pi}r_0}\right) + \frac{\mathrm{Re}\, f}{\sqrt{\pi}r_0}F_1\left(qr_0\right) - \frac{\mathrm{Im}\, f}{2r_0}F_2\left(qr_0\right)
\end{aligned}
\tag{5.4}
$$

Avec $F_1(z) = e^{-z^2}/z \int_0^z e^{x^2}dx$ et $F_2(z) = \left(1 - e^{-z^2}\right)/z$, cette fonction de corrélation présente l'avantage de ne dépendre que d'un paramètre libre r_0 qui nous permet d'ajuster l'impact de l'interaction n-n dans l'espace des phases, sans pour autant lui attribuer de sens physique.

5.2.3 Nature de l'émission 3n : séquentielle ou directe

Nous pouvons dès lors que nous venons de caractériser la résonance $^6\mathrm{He}^\star(2^+)$, introduire cette dernière dans la simulation MANGA de la voie $^8\mathrm{He}(p,pn)^7\mathrm{He}^\star$ en tant qu'étape de décroissance de l'$^7\mathrm{He}^\star$. Nous pouvons donc produire deux types de simulations : une dans laquelle l'$^7\mathrm{He}^\star$ décroît directement en $^4\mathrm{He} + 3n$; et une autre dans laquelle la décroissance est séquentielle : $^7\mathrm{He}^\star \rightarrow {}^6\mathrm{He}^\star(2^+) \rightarrow {}^4\mathrm{He} + 2n$.

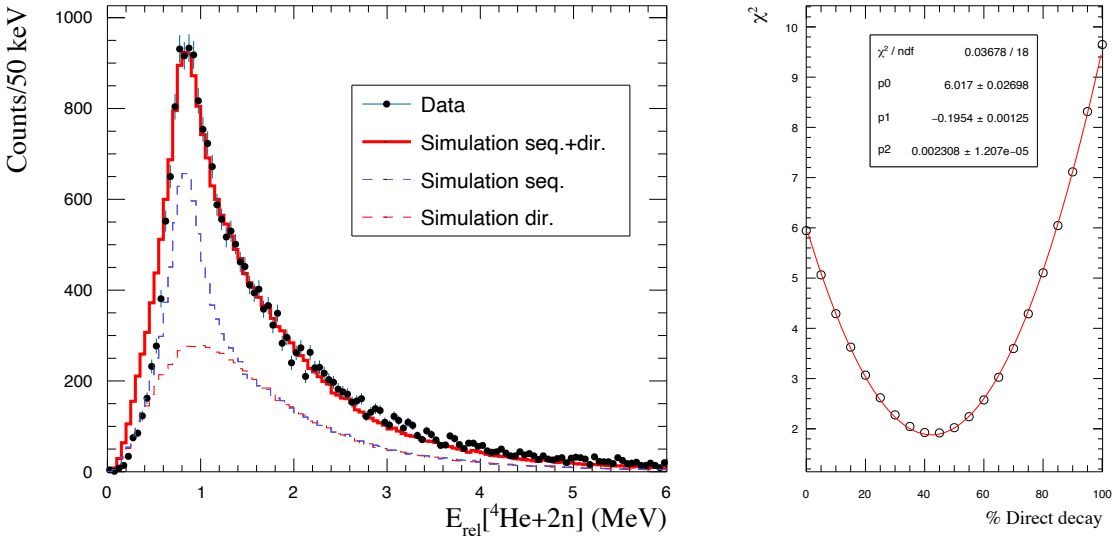


FIGURE 5.11 – À gauche, spectre en énergie relative du système $^4\mathrm{He} + 3n$. L'histogramme rouge correspond à la simulation d'une résonance $^7\mathrm{He}^\star$ qui reproduit au mieux les données avec 42 % de décroissance directe et 58 % de décroissance séquentielle. À droite, χ^2 entre les données et la simulation en fonction de la proportion de décroissance directe, la ligne rouge représente un ajustement polynomial d'ordre 2.

Dans la section 5.2.1, nous avons montré qu'une simulation de décroissance directe ne pouvait pas reproduire le spectre expérimental en énergie relative $^4\mathrm{He} + 2n$ issu de la voie $^4\mathrm{He} + 3n$ (figure 5.7). Nous pouvons maintenant ajouter la composante manquante : la décroissance séquentielle. Sur la figure 5.11, on peut constater que nous reproduisons très bien les données en mélangeant 58 % de décroissance séquentielle avec 42 % de direct. Pour obtenir ce résultat, nous avons comparé, entre 0,5 et

2 MeV, les spectres expérimentaux et simulés à l'aide d'un test du χ^2 pour différentes proportions de décroissance séquentielle et directe. Les valeurs de χ^2 sont tracées sur le graphe de droite en fonction du pourcentage de décroissance directe inclue dans la simulation. La forme du graphe est une parabole ouverte vers le haut dont le minimum est clairement identifié et extrait à partir d'un ajustement par une fonction polynomiale du second ordre.

En comparant donc les données expérimentales avec notre simulation, nous trouvons pour la première fois que l'état excité ^{7}He* décroît à 42 % par émission directe de trois neutrons. Nous pouvons à présent nous intéresser aux corrélations entre ces trois neutrons et à la présence d'un éventuel trineutron.

5.2.4 Corrélations 3n et existence d'un trineutron ?

Les autres sections de ce chapitre étaient consacrées à l'interprétation de la résonance de l'état d'excitation ^{7}He*. Grâce à un mélange de simulations avec décroissance séquentielle et directe, nous sommes capables de reproduire avec un très bon accord les spectres expérimentaux en énergie relative $^4\mathrm{He} + 3n$ et $^4\mathrm{He} + 2n$ issues de la voie $^8\mathrm{He}(p, pn)^7\mathrm{He}^\star$. Il s'agissait d'une étape primordiale car nous pouvons à présent étudier les autres variables, en comparant les données avec la simulation.

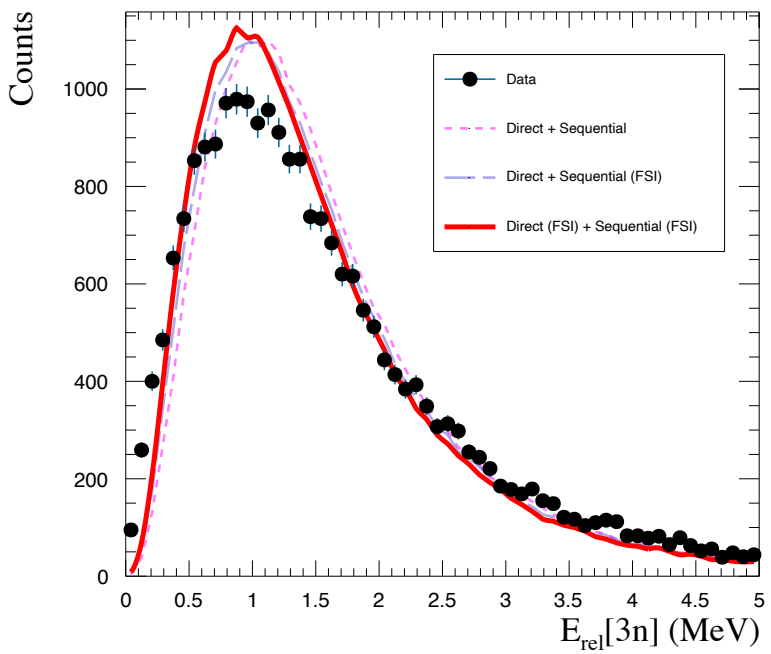


FIGURE 5.12 – Spectre en énergie relative 3n issus de la décroissance du ^{7}He$^\star(5/2^-)$.

La figure 5.12 présente l'énergie relative entre les trois neutrons issus de la décroissance de l'^{7}He*. On trouve une structure unique et large, sans structure étroite, avec une forme similaire à la simulation représentée par l'histogramme rouge. Pour la simulation, trois options ont été superposées sur la figure : sans FSI n-n ; avec FSI n-n dans la composante séquentielle ; avec interaction FSI n-n dans les deux composantes. L'ajout d'une FSI n-n dans la branche séquentielle était suggérée à la section

précédente par la mise en évidence de sa présence en étudiant les graphes de Dalitz. On peut le voir sur la ligne de tirets bleue, cela rapproche le spectre simulé du spectre expérimental. Nous avons donc ensuite ajouté, en plus, de la FSI n-n dans la branche de décroissance directe pour former l'histogramme rouge.

Le spectre expérimental diffère légèrement de la simulation, on constate cependant à titre qualitatif qu'en ajoutant une simple interaction phénoménologique dans une paire de neutrons, nous sommes capables de rapprocher le spectre simulé de l'expérience, bien que cette observable y soit peu sensible. Notons également que la forme des deux histogrammes semble en bon accord. La différence entre expérience et simulation pourrait s'expliquer par la nécessité d'introduire une interaction entre les neutrons plus réaliste.

Nous avons décrit au chapitre 1 comment deux variables de corrélation angulaire θ_{fn}^{min} et θ_{nn}^{max}, respectivement l'angle minimal des neutrons avec le fragment et l'angle maximal entre les neutrons (voir le schéma sur la figure 1.14), pouvaient être sensibles au type d'espace des phases en sortie de décroissance. Nous avions montré un exemple pour une décroissance $f + 4n$, mais cela s'applique également dans le cas d'une décroissance $f + 3n$ avec une sensibilité similaire.

La figure 5.13 présente la distribution expérimentale du cosinus de l'angle θ_{nn}^{max} entre les deux neutrons de la voie 3n. Nous pouvons dès lors constater que la distribution est concentrée entre -1 et $-0,3$, l'angle maximal entre les neutrons est souvent supérieur à 90 °. Cette distribution sous-entend donc que dans la plupart des événements au moins deux neutrons ont pris deux directions opposées, et ne pouvaient donc pas faire partie d'un même système de type trineutron. De plus, la simulation avec de

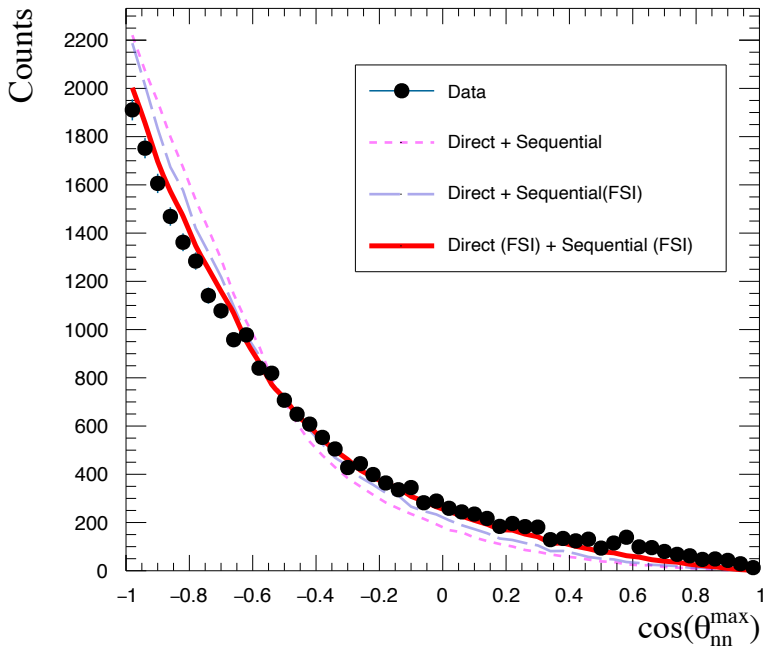


FIGURE 5.13 – Distribution du cosinus de l'angle maximal mesuré entre les trois neutrons issus de la décroissance : $^7\mathrm{He}(5/2^-) \rightarrow {}^4\mathrm{He} + 3n$.

la FSI n-n (ligne rouge) dans les deux voies de décroissances possibles (séquentielle et directe), reproduit d'un très bon accord la distribution expérimentale. Or, dans cette simulation, aucune résonance de trineutron n'a été produite, cette similitude laisse donc peu de doute quant à son absence dans ces données également.

Nous pouvons porter un raisonnement équivalent en s'intéressant maintenant à la distribution de l'angle minimal entre les neutrons et le fragment d'^{4}He. En s'appuyant sur le schéma présenté à la figure 1.14, nous pouvons nous représenter le cas où quatre particules se partageraient l'espace des phases, alors l'angle minimal dans le centre de masse entre les neutrons et le fragment devrait en moyenne être proche de 90 °. C'est effectivement bien ce que présente la distribution expérimentale de $cos(\theta_{nn}^{max})$ sur la figure 5.14, nous avons une distribution piquée aux alentours de 0. Ici aussi, la simulation, qui ne comprend pas d'émission de trineutron, reproduit parfaitement la forme de la distribution expérimentale. Pour appuyer cette observation, nous avons superposé sur la même figure une simulation de ce que donnerait la présence d'une résonance trineutron dans la part d'émission directe. Cette simulation est représentée par la ligne bleue, avec ses deux contributions de décroissance directe et séquentielle en tirets bleues. La contribution avec émission d'une trineutron présente un pic vers $cos(\theta_{fn}^{min}) = -1$ rendant la distribution finale incompatible avec les données expérimentales.

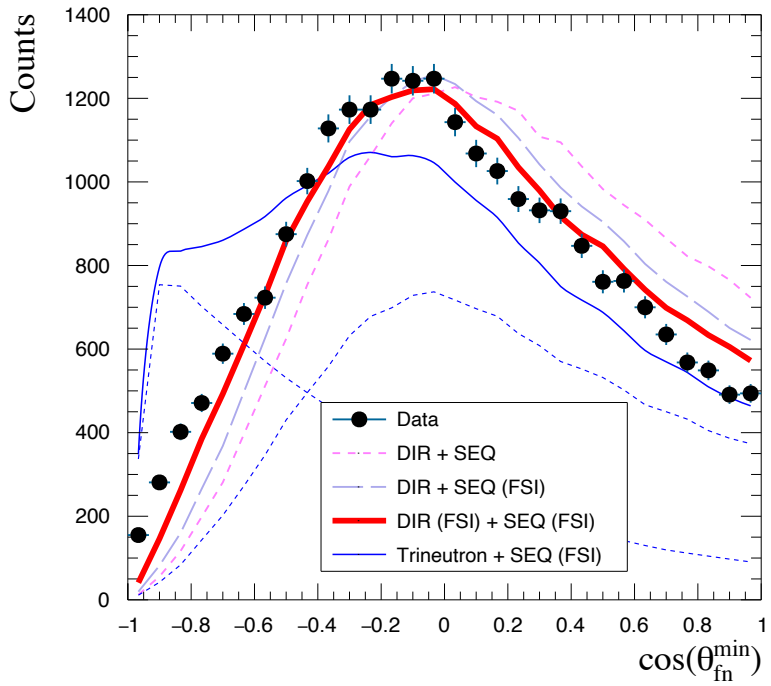


FIGURE 5.14 – Distribution du cosinus de l'angle minimal mesuré entre les trois neutrons et l'^{4}He issus de la décroissance : $^7\mathrm{He}(5/2^-) \rightarrow {}^4\mathrm{He} + 3n$. La ligne bleue est une simulation incluant l'émission d'un trineutron dans la part de décroissance directe. Cette dernière est représentée par le spectre en tirets bleu piqué à -1, le trineutron formé possède une énergie et une largeur de 1 MeV (l'énergie provenant des calculs théoriques de Gandolfi [62]).

Nous présentons ainsi une observation identique à celle de Miller *et al.* [21], nous

avons formé un système de trois neutrons que nous avons pu étudier, pour la première fois, par masse invariante. Là où l'énergie relative n'est pas reproduite par la simulation, bien que présentant une grande similitude, les corrélations angulaires sont quant à elles en très bon accord avec le scénario simulé sans émission de neutron. À la manière de Miller *et al.*, nous avons intégré une FSI n-n dans les neutrons. Nous montrons ainsi que cet ajout tend à rapprocher qualitativement la simulation des données expérimentales. Un modèle plus poussé et complet devrait être à même d'expliquer la faible différence entre l'énergie relative $3n$ simulée et expérimentale. Cependant les résultats complémentaires sur les corrélations angulaires montrent très clairement l'absence de trineutron dans nos données expérimentales. Les résultats trouvés dans cette section sont résumés sur le schéma de décroissance incluant le rapport d'embranchement entre décroissance séquentielle et directe sur la figure 5.15.

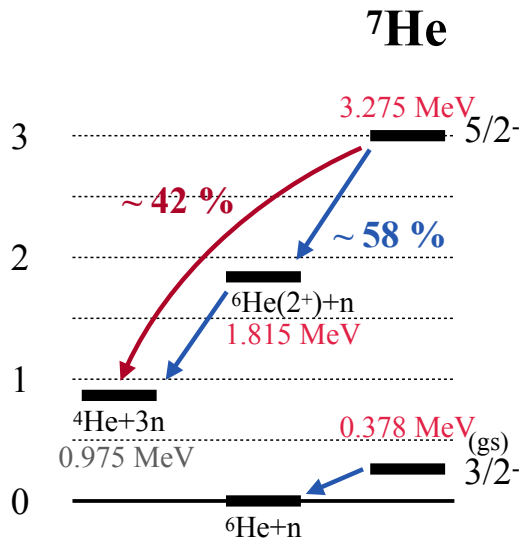


Figure 5.15 – Nouveau schéma de décroissance de l'^{7}He avec les résultats proposés par cette étude. Les énergies sont relatives au seuil d'émission $^6\mathrm{He} + 1n$ en MeV.

5.3 ^{3}H + 4n (^{7}H) : émission d'un tetraneutron ?

La dernière voie à étudier est de loin la plus complexe puisqu'elle implique la détection de quatre neutrons en coïncidence. Son analyse ne pouvait donc commencer qu'après avoir soigneusement consolidé notre compréhension des voies 1n, 2n puis 3n. Au vu de l'échelle de temps d'une thèse, l'analyse de la voie $4n$ n'a pu se faire que sur un temps relativement réduit par les échéances du manuscrit. Il convient donc ici de rappeler le caractère préliminaire des résultats qui vont suivre qui pourraient évoluer dans le temps.

5.3.1 Recherche d'états dans l'^{7}H

Nous présentons le spectre mesuré en énergie relative du système $^3\mathrm{H} + 4n$ sur la figure 5.16. Comme dans les autres voies de réaction nous devons vérifier l'efficacité de détection. Ici, nous pouvons constater qu'elle est maximale à basse énergie là où l'on s'attendrait à observer un état ^{7}H. Nous avons mesuré près de 2 800 événements ^{3}H en

coïncidence avec quatre neutrons. Leur distribution en énergie relative présente une large structure qui s'étale entre 2 et 10 MeV et dont le sommet culmine aux alentours de 5 MeV. Ce spectre ne présente *a priori* aucune structure étroite identifiable au premier abord. Cependant, le fond non résonant maximisé pour être contenu dans le spectre expérimental, semble laisser de la place pour de potentielles résonances larges, mais possède également une forme proche des données.

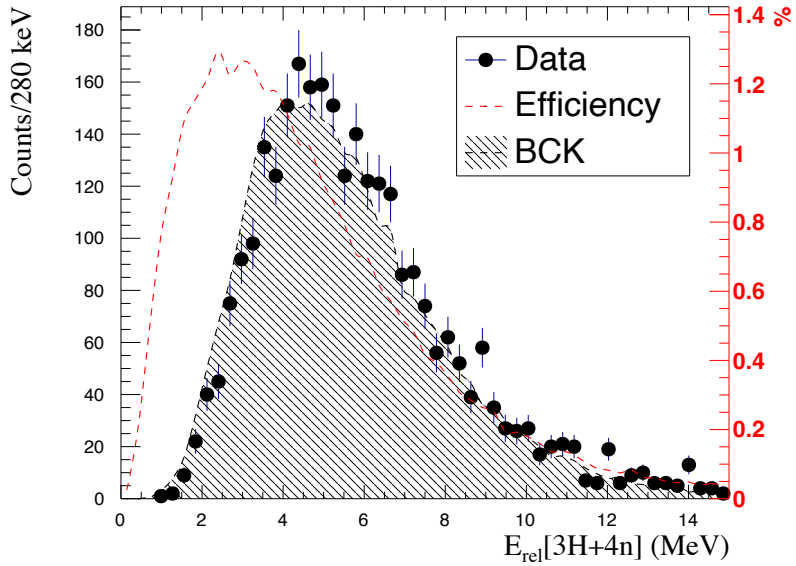


FIGURE 5.16 – Spectre en énergie relative du système ^{3}H + $4n$. La ligne rouge en tirets représente l'efficacité (en %). Le spectre hachuré noir représente le fond BCK maximum pouvant être contenu dans le spectre ^{7}H.

En l'absence d'une résonance évidente, la production d'une matrice de simulation pour l'ajustement s'avère être longue et fastidieuse. Les degrés de liberté deviennent importants dès lors qu'il faut tester des combinaisons de plusieurs résonances, ce qui décuple les temps de calcul. De plus, l'efficacité de la voie 4n est faible, (< 1 %) ce qui nécessite des simulations plus grandes afin d'avoir une statistique raisonnable pour les tests de χ^2. Des discussions sur la production d'un tel ajustement sont donc en cours au moment même où nous écrivons ce manuscrit. Cependant, cela ne nous empêche pas de simuler un fond non résonant et d'explorer les corrélations au sein du système ^{3}H + $4n$.

5.3.2 Corrélations 4n

La première variable de corrélation que nous proposons d'étudier est l'énergie relative des quatre neutrons que nous présentons à la figure 5.17. Le constat est similaire à celui du spectre ^{3}H + $4n$, il n'y a pas de résonance étroite très marquée mais la présence d'une structure large centrée à 3 MeV. Il est cependant intéressant de relever ici l'accord entre BCK et le spectre expérimental. Il semblerait que nous soyons capable de reproduire la distribution en énergie relative des $4n$ avec une simulation BCK qui ne comporte donc ni résonance ^{7}H ni émission de tétraneutron.

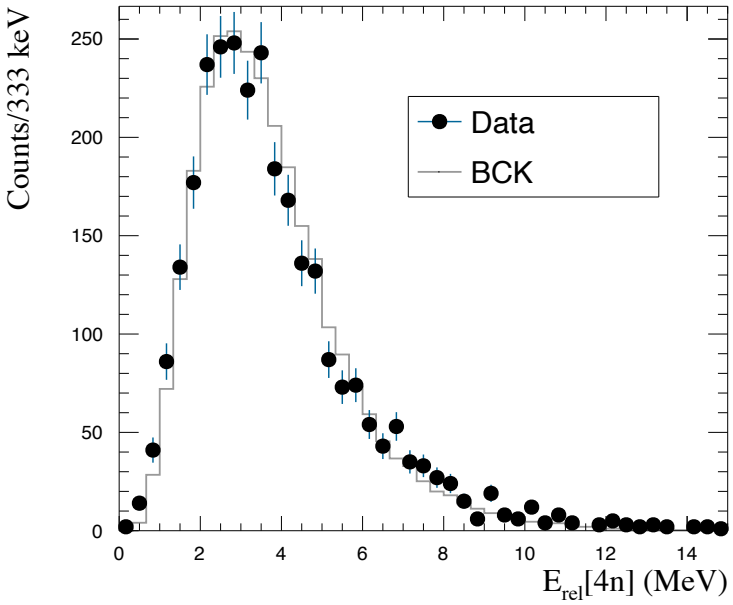


FIGURE 5.17 – Spectre en énergie relative des quatre neutrons issus de la voie ^{8}He$(p, 2p)^3$H+ $4n$. L'histogramme gris représente une simulation sans résonance.

Comme nous l'avions décrit au chapitre 1 (section 1.4), les corrélations angulaires entre les neutrons et le fragment devaient nous permettre d'évaluer la présence ou non d'un tétraneutron. Nous présentons sur la figure 5.18 la distribution du cosinus de l'angle maximal θ_{nn}^{max}, dans le centre de masse, entre les neutrons et le fragment. Cette distribution est fortement concentrée aux grands angles, ce qui veut dire que dans la plupart des événements au moins deux neutrons sont émis à des directions opposées. Ces conditions laissent supposer l'absence d'état résonant entre les neutrons avant leur émission. Sur cette même figure, nous semblerions reproduire la distribution expérimentale avec la simulation BCK sans résonance ^{7}H ni tétraneutron.

Sur la figure 5.19 on constate que la simulation BCK reproduirait aussi au premier ordre la distribution expérimentale en $cos(\theta_{fn}^{min})$. La distribution de l'angle minimal entre les neutrons et le fragment se concentre à des valeurs inférieures à 90 °. Dans le cas d'un espace des phases à 2 corps, avec donc l'émission d'un tétraneutron, on s'attendrait à voir plus d'événements à bas $cos(\theta_{fn}^{min})$ indiquant que quatre neutrons soient émis dans la même direction, opposée à celle du triton dans le centre de masse.

Cette deuxième corrélation angulaire viendrait confirmer les deux autres observations : nous serions capables de reproduire les données avec une simulation sans résonance ^{7}H ni tétraneutron. Si nous revenons au spectre en énergie relative $^3\mathrm{H} + 4n$ figure 5.20, normaliser le spectre BCK simulé produit une distribution qui ressemblerait au spectre expérimental. Notons toutefois, dans ces quatre distributions des petits écarts surviennent à différents endroits entre les données et les distributions BCK. Pour la suite, seul un ajustement à l'aide d'une matrice de simulation de résonance nous permettrait d'interpréter ces écarts.

La dernière figure 5.21 (à gauche) présente un exemple d'ajustement du spectre en énergie relative ^{3}H+$4n$ réalisée en supposant la présence d'un seul état ^{7}H résonant. Le

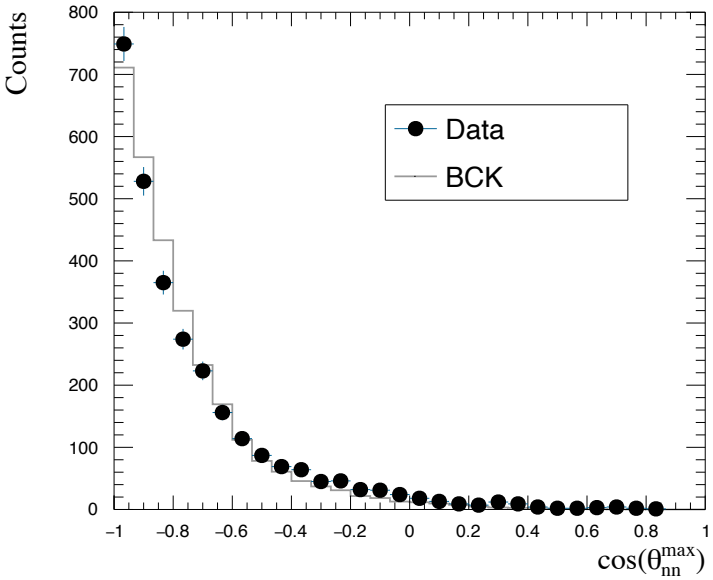


FIGURE 5.18 – Distribution du cosinus de l'angle maximal entre les neutrons et le ^{3}H, dans le centre de masse, issus de la voie de réaction ^{8}He$(p, 2p)^3$H $+ 4n$. L'histogramme gris représente une simulation sans résonance.

résultat de cet ajustement (en rouge) propose une résonance à 7 MeV large de 3 MeV sans fond BCK. Les deux autres figures montrent les corrélations entre neutrons et neutron-fragment, les spectres expérimentaux sont aussi compatibles avec la présence d'une résonance ^{7}H sans émission de tétraneutron.

Donc à ce stade, avec les éléments que nous venons de présenter, nous ne sommes pas en mesure de conclure quand à la présence ou non de résonance. Cependant, il reste encore d'autres corrélations à étudier, grâce à notre mesure en cinématique complète, ainsi que des ajustements à l'aide de matrices de résonances, à la fois dans l'^{7}H et dans le $4n$. Ce manuscrit arrive à sa fin mais l'étude se poursuit.

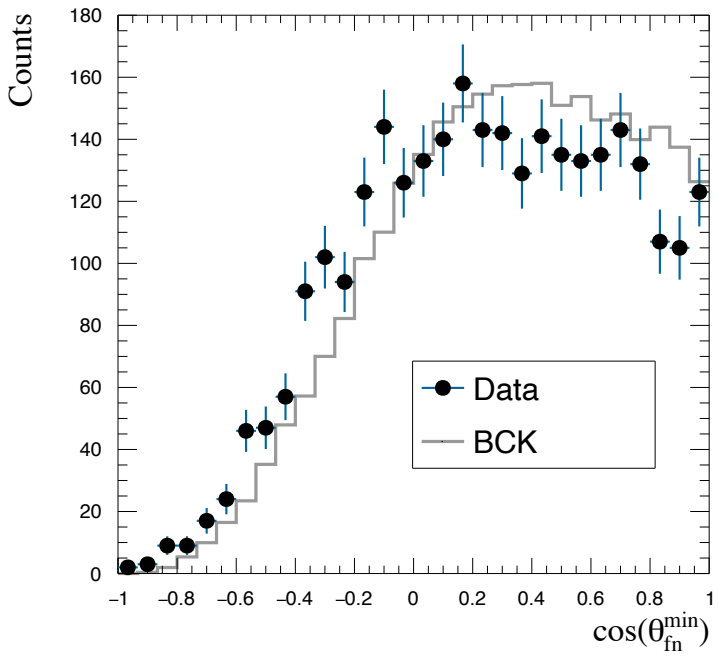


FIGURE 5.19 – Distribution du cosinus de l'angle minimal entre les neutrons et le ^{3}H, dans le centre de masse, issus de la voie de réaction ^{8}He$(p, 2p)^3$H$+4n$. L'histogramme gris représente une simulation sans résonance.

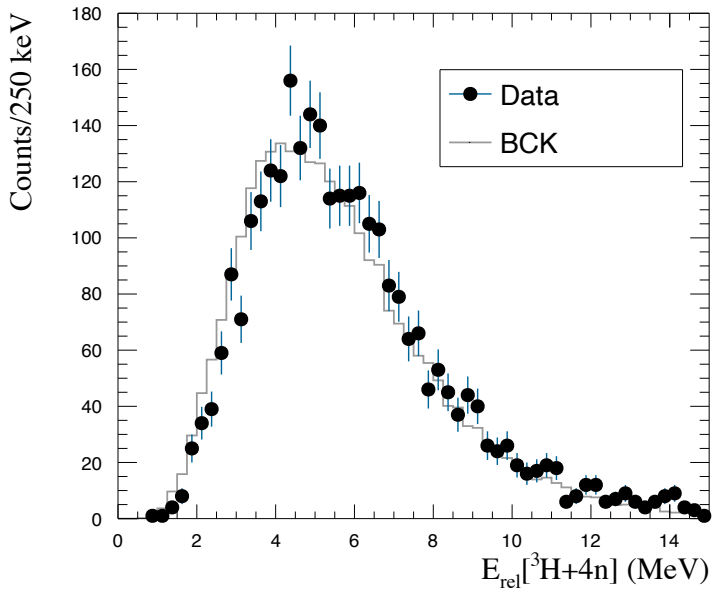


FIGURE 5.20 – Spectre en énergie relative du système $^3\mathrm{H} + 4n$ (le même que celui présenté à la figure 5.16). L'histogramme gris représente le fond BCK simulé.

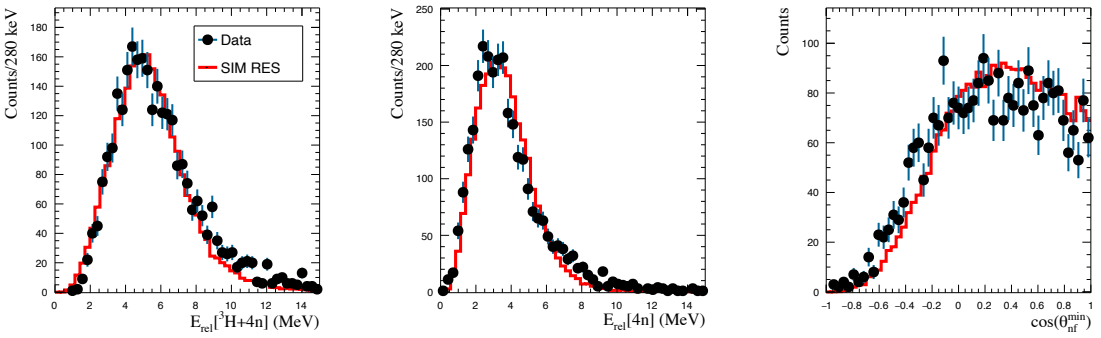


FIGURE 5.21 – Spectres issus des événements $^3\mathrm{H} + 4n$ mesurés, comparés à une résonance $^7\mathrm{H}$ simulée. À gauche, spectre énergie relative du système $^3\mathrm{H} + 4n$ et des 4 neutrons au centre ; à droite, distribution du cosinus de l'angle entre le fragment et les neutrons.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Le contexte global de cette thèse est l'étude de la structure des noyaux légers très riches en neutrons. En particulier, nous nous sommes intéressés aux systèmes les plus riches qu'on puisse imaginer, les multi-neutrons. Selon la plupart des théories, ces objets ne devraient pas exister, ce qui n'a pas empêché pour autant les physiciens de les chercher depuis déjà une soixantaine d'années, avec des résultats souvent décevants, parfois ambigus. Notre contribution à cette quête représente un grand pas qualitatif en avant. Pour la première fois, nous nous sommes apprêtés à détecter les neutrons constituant deux de ces systèmes parmi les plus significatifs, et en une seule expérience : le trineutron et le tétraneutron.

Nous avons choisi de produire ces systèmes à partir de noyaux tellement extrêmes qu'ils ne peuvent exister que sous la forme de résonances. Pour le trineutron, le seul état connu capable d'émettre $3n$ est le premier état excité de l'^{7}He, avec une énergie plus ou moins connue mais dont les neutrons émis n'avaient jamais été mesurés directement. Pour le tétraneutron, le candidat idéal était un état de l'^{7}H à moins de 2 MeV du seuil $^3\mathrm{H} + 4n$, qui n'aurait pu décroitre que par émission directe des neutrons. Cependant, l'existence même de cet état et son énergie sont loin de faire consensus. Nos objectifs étaient donc doubles : étudier des états peu connus de noyaux extrêmes, l'$^7\mathrm{He}^\star$ et l'^{7}H, puis être capables d'en caractériser la décroissance sous forme d'émission de trineutron ou tétraneutron.

En plus d'un pas qualitatif en avant dans la détection de neutrons, nous avons franchi un pas quantitatif, en présentant des résultats robustes, sans les biais habituels : statistique trop faible et/ou signaux potentiels noyés dans des bruits de fond. Cela a été rendu possible à RIKEN grâce à une combinaison unique : un faisceau d'^{8}He très intense et énergétique, une cible d'hydrogène liquide très épaisse (octroyant grande luminosité) avec une TPC pour le vertex de la réaction, des cristaux capables d'arrêter les protons de la réaction $(p, 2p)$, un spectromètre de grande acceptance pour détecter les fragments chargés, et enfin la présence des deux multi-détecteurs neutron NeuLAND et NEBULA composés de 520 détecteurs plastiques.

Comme nous avons pu voir dans ce manuscrit, cette grande et unique combinaison nécessite également un effort d'analyse important et unique. Utiliser de tels outils a demandé des efforts d'étalonnage et de compréhension considérables, avec notamment la nécessité de développer des simulations réalistes, d'abord de certaines parties et ensuite de l'ensemble des détecteurs. Dans notre expérience, la formation et détection

de multi-neutrons nous ont poussé à porter un soin particulièrement important aux algorithmes de reconnaissance et réjection de la diaphonie. Finalement, l'utilisation combinée de deux techniques complémentaires, la masse manquante et la masse invariante, souvent utilisées individuellement, a nécessité la mise en place de méthodes d'analyse très diverses.

Voici les principaux résultats de cette thèse, par système étudié :

Hélium-7

- Nous avons confirmé l'énergie et la largeur de son état fondamental, une résonance avec $E = 0{,}378$ MeV au dessus du seuil d'émission $^6\mathrm{He} + n$ et $\Gamma = 0{,}160$ MeV.
- Nous avons confirmé l'absence d'état excité jusqu'à 10 MeV qui décroît en $^6\mathrm{He} + n$. En l'occurence, nous n'observons pas l'état à basse énergie proposé dans référence [28].
- Nous avons mesuré pour la première fois par masse invariante le premier état excité de l'$^7\mathrm{He}^\star$, une résonance avec $E = 3{,}3$ MeV au dessus du seuil d'émission $^4\mathrm{He} + 3n$ et $\Gamma = 3{,}2$ MeV.
- Nous avons pu déterminer pour la première fois la proportion d'émission directe de $3n$ de cette résonance, qui contrairement aux prédictions théoriques est très significative : de l'ordre de 40 %.
- Une partie de l'étude du $^7\mathrm{He}^\star$ consistait en la caractérisation de la résonance $^6\mathrm{He}(2^+)$, l'état intermédiaire de sa branche de décroissance séquentielle. Nous retrouvons pour cette résonance $E = 0{,}84$ MeV au dessus du seuil $^4\mathrm{He} + 2n$ et $\Gamma = 0{,}3$ MeV. Nous avons pu explorer pour la première fois les fortes corrélations neutron-neutron dans sa décroissance. Ces dernières se sont révélées importantes dans notre interprétation sur la présence d'un hypothétique trineutron.

Trineutron

- Pour la première fois, nous avons été capables de former un système « contrôlé » de $3n$ dans un état final et d'en mesurer les impulsions. En effet, l'embranchement à 40 % de décroissances directes de l'$^7\mathrm{He}^\star$, contenant plus de 20 000 événements sans aucun bruit de fond, ni physique ni expérimentale, représentant un lot de données unique. Nous avons ainsi la certitude d'avoir arraché un proton de l'$^8\mathrm{He}$, de n'avoir formé qu'un seul état dans l'$^7\mathrm{He}^\star$, et nous avons à présent la certitude de l'émission de $3n$ par décroissance directe.
- La mesure de la cinématique complète nous a permis, pour la première fois, d'approfondir l'analyse en étudiant les corrélations angulaires entre les neutrons et l'$^4\mathrm{He}$ mettant en évidence l'absence de trineutron. Un signal faible à basse énergie est très bien expliqué par les effets de FSI entre une seule paire de neutrons, par analogie avec la paire issue de l'$^6\mathrm{He}(2^+)$ dans la branche séquentielle.
- En conclusion, nous avons réussi à créer un système de $3n$, à les mesurer pour démontrer qu'aucune résonance trineutron n'est nécessaire pour expliquer nos observations. Quantitativement nous arrivons aux même conclusions de Miller *et al.* [21], mais qualitativement nous le faisons depuis un stade plus avancé, celui de la mesure de neutrons.

Nous avons également présenté les spectres pour la voie ^{3}H$+4n$, mais leur analyse détaillée reste encore préliminaire. Cependant, les différentes observables construites à partir de la cinématique complète nous permettent déjà de proposer nos premières conclusions pour l'^{7}H et le $4n$:

Hydrogène-7

- Pour la première fois, nous avons détecté toutes les composantes d'un hypothétique ^{7}H, l'^{3}H et les $4n$.
- Le spectre en énergie ^{3}H + $4n$ ne montre pas des signes clairs de résonances étroites à basse énergie, malgré la haute résolution et l'acceptance de notre dispositif expérimental. Cela devrait *a priori* mettre en doute les observations de résonances étroites dans la littérature, qui pourraient être tout simplement le produit des fluctuations statistiques.
- Une seule structure apparait évidente, avec un centroïde vers 4,5 MeV et relativement large. Ces deux observations rendent compliqué un ajustement détaillé à ce stade de l'analyse.
- La comparaison encore préliminaire des variables de corrélation avec la simulation de particules indépendantes pourrait bien signaler l'absence de caractère résonant dans cette voie. Il s'agit là d'un constat, qui en étant préliminaire pourrait changer après une étude plus approfondie de la composante de particules indépendantes, ainsi que de la description avec des résonances potentielles dans le système.

Tétraneutron

- À ce stade, l'absence de résonances claires dans le système ^{7}H ne nous permet pas de comparer les spectres $4n$ à différentes simulations de décroissance.
- La masse invariante $4n$ ne montre pas de structures étroites. Le spectre montre une structure large aux alentours de 3 MeV.
- Les différents plots de corrélation angulaire par rapport au 3 1 ne montrent pas des signes de résonance $4n$ dans la décroissance.
- Cependant, comme pour l'^{7}H, une analyse plus poussée de la composante de particules indépendantes et de la description du point de départ de la décroissance pourrait mettre en évidence des caractéristiques résonantes qui ne seraient pas visibles de prime abord.

Les résultats que nous venons de décrire pourraient avoir un fort impact dans le domaine de la structure nucléaire. Dans un premier temps, les résultats de la voie ^{4}He+ $3n$, dont l'analyse est la plus aboutie, vont permettre une meilleure compréhension de la structure de l'^{7}He et vont pouvoir confronter les théories qui prédisent des résonances dans le trineutron. Mais même si ces dernières pages ferment ce travail de thèse, le projet dans lequel ce dernier s'inscrit continue avec l'analyse. Nous avons répondu à beaucoup d'interrogations introduites au chapitre 1 tout en ouvrant de nouvelles perspectives.

À court terme, les questions soulevées par nos premiers résultats de la voie ^{3}H$+4n$ devraient pouvoir trouver des réponses. Du point de vue théorique, nous avons fait référence dans le chapitre 1 section 1.5.2 à un calcul moderne qui tente de construire l'^{7}H à partir des interactions entre ses cinq constituants. Au moment de l'écriture de ce manuscrit, ces calculs sont, tout comme notre analyse de l'^{7}H, à un stade initial qui ne permet pas de conclure. Cependant, les premiers résultats pointent vers une possible absence d'états ^{7}H à basse énergie [102], ce qui expliquerait la forme de notre spectre expérimental. Mais ces calculs nécessitent encore du temps à cause de l'absence de référence fiable sur le système intermédiaire ^{5}H, crucial dans l'ajustement d'une force à trois corps entre le triton et deux des neutrons. Nous allons donc collaborer avec cette équipe en prolongeant nos analyses à la voie $^3\mathrm{H} + 1n$ et $^3\mathrm{H} + 2n$.

Concernant le tétraneutron, la progression de notre analyse sur l'^{7}H dénouera automatiquement une meilleure compréhension de sa décroissance par émission de $4n$. Cependant, nos données contiennent une seconde voie susceptible de former un tétraneutron, la diffusion inélastique de l'^{8}He pour donner $^8\mathrm{He}(p,p')^4\mathrm{He} + 4n$. La détection de ^{4}He en coïncidence avec $4n$ a déjà été observée. La difficulté réside en notre capacité à pouvoir les séparer des événements $^8\mathrm{He}(p,pn)^4\mathrm{He} + 3n$ qui seraient mal identifiés à cause de la diaphonie. Des analyses sont actuellement en cours pour chercher l'éventuel signal d'un tétraneutron dans cette voie.

Finalement, nous avions vu comment notre dispositif expérimental nous permettait de faire l'analyse de masse invariante et de masse manquante, grâce aux détecteurs de DALI2 que nous avons placés autour de la TPC de MINOS. Pour la masse manquante, un étalonnage précis en énergie des protons dans ces cristaux, qui reste à faire, permettra à moyen terme de construire les mêmes spectres en énergie relative que nous venons de voir. Même si la résolution sera un ordre de grandeur moins bonne, cette analyse nous permettra de vérifier la cohérence de nos résultats et interprétations, et en particulier ceux impliquant nos algorithmes de diaphonie.

À long terme, plusieurs projets ont démarré grâce à l'expertise que nous avons acquise dans cette expérience. Nous avons démontré la faisabilité de la détection de 3 et $4n$ en complétant NEBULA avec NeuLAND. Ce dernier est depuis 2018 de retour à GSI, mais le groupe de structure nucléaire du LPC Caen travaille sur le développement d'un nouveau détecteur, EXPAND qui sera installé à RIKEN. Ce dernier doublera les murs de NEBULA avec des détecteurs similaires. Ainsi, la détection de $4n$ deviendra de nouveau possible, et de façon permanente.

Une simulation microscopique des détecteurs neutron est en cours de développement au sein du *framework nptool*, ce qui permettra d'inclure tout les effets de *clustering* et de diaphonie dans les données simulées. Cela renforçera la méthode d'ajustement basée sur une comparaison simulation-expérience tout en offrant la possibilité de tester plus précisément nos algorithmes de diaphonie.

Par rapport à la détection des protons, celui de la cible et celui (ou ceux) qu'il arrache au projectile, nous avons vu les limites de la TPC de MINOS. Le groupe de structure nucléaire du LPC Caen est aussi très impliqué dans le nouveau traqueur de protons : STRASSE, un double tonneau de détecteurs silicium présentant une meilleure résolution en plus d'être plus accessible du point de vue pratique et

de l'analyse. Ce dispositif permettra des mesures encore plus extrêmes par masse manquante, comme par exemple une expérience approuvée à RIKEN mais pas encore réalisée sur la réaction $^{11}\mathrm{Li}(p, 2p)^{4}\mathrm{He} + 6n$.

Ces deux dispositifs, EXPAND et STRASSE, devraient voir le jour avec des premiers tests faisceau suivis des nouvelles expériences dans la période 2022/23. Nos travaux sur les systèmes $3n$ et $4n$ marquent donc le début d'une nouvelle voie, avec des détecteurs de plus en plus performants, vers les multi-neutrons plus lourds.

Bibliographie

[1] J. Gibelin. « États résonants de noyaux loin de la stabilité ». Habilitation à diriger des recherches. Université de Caen Normandie, jan. 2018.

[2] G. Randisi. « Structure des systèmes non liés 10 ;^{12}Li et ^{13}Be ». Theses. Université de Caen, déc. 2011.

[3] Calem R Hoffman. « Investigation of the Neutron-rich Oxygen Isotopes at the Drip Line ». Theses. Florida State University, 2009.

[4] Alexei A. Ogloblin et Yuri E. Penionzhkevich. « Very Neutron-Rich Very Light Nuclei ». In : *Treatise on Heavy Ion Science*. Sous la dir. de D. Allan Bromley. T. 8. Boston, MA : Springer US, 1989, p. 261-360. doi : 10.1007/978-1-4613-0713-6_4.

[5] F. Miguel Marqués et Jaume Carbonell. « The quest for light multineutron systems ». In : *The European Physical Journal A* 57.3 (mars 2021), p. 105. doi : 10.1140/epja/s10050-021-00417-8.

[6] F. M. Marqués et al. « Detection of neutron clusters ». In : *Physical Review C* 65.4 (avr. 2002), p. 044006. doi : 10.1103/PhysRevC.65.044006.

[7] K. Kisamori et al. « Candidate Resonant Tetraneutron State Populated by the ^{4}He(^{8}He,^{8}Be) Reaction ». In : *Physical Review Letters* 116.5 (fév. 2016), p. 052501. doi : 10.1103/PhysRevLett.116.052501.

[8] J.P. Schiffer et R. Vandenbosch. « Search for a particle-stable tetra neutron ». In : *Physics Letters* 5.4 (juill. 1963), p. 292-293. doi : 10.1016/S0375-9601(63)96134-6.

[9] S. Cierjacks et al. « Further Evidence for the Nonexistence of Particle-Stable Tetraneutrons ». In : *Physical Review* 137.2B (jan. 1965), B345-B346. doi : 10.1103/PhysRev.137.B345.

[10] Claude Detraz. « Possible existence of bound neutral nuclei ». In : *Physics Letters B* 66.4 (fév. 1977), p. 333-336. doi : 10.1016/0370-2693(77)90008-9.

[11] L. Gilly et al. « Double charge exchange with negative pions search for tetraneutron ». In : *Physics Letters* 19.4 (nov. 1965), p. 335-338. doi : 10.1016/0031-9163(65)91012-7.

[12] F. Sperinde et al. « Evidence for a low-energy resonance in the three-neutron system ». In : *Physics Letters B* 32.3 (1970), p. 2. doi : https://doi.org/10.1016/0370-2693(70)90468-5.

[13] J. A. Bistirlich et al. « Photon Spectra from Radiative Absorption of Pions in Nuclei ». In : *Physical Review C* 5.6 (juin 1972), p. 1867-1883. doi : 10.1103/PhysRevC.5.1867.

[14] J.E. Ungar et al. « Search for the tetraneutron by the double-charge-exchange of negative pions ». In : *Physics Letters B* 144.5-6 (sept. 1984), p. 333-336. doi : 10.1016/0370-2693(84)91272-3.

[15] V. Ajdačić et al. « Reactions ^{3}H(n,p)3n and ^{3}H(n,^{4}H)γ at E_n = 14,4 MeV ». In : *Physical Review Letters* 14.12 (mars 1965), p. 444-446. doi : 10.1103/PhysRevLett.14.444.

[16] S. T. Thornton et al. « Search for the Trineutron ». In : *Physical Review Letters* 17.13 (sept. 1966), p. 701-702. doi : 10.1103/PhysRevLett.17.701.

[17] Gerald G. Ohlsen, Richard H. Stokes et P. G. Young. « Search for States in the Three-Neutron and Triton Systems ». In : *Physical Review* 176.4 (déc. 1968), p. 1163-1165. doi : 10.1103/PhysRev.176.1163.

[18] J Cerny et al. « ^{7}Li + ^{7}Li Reaction Studies Leading to Multi-Neutron Final States ». In : *PHYSICS LETTERS* 53.3 (1974), p. 3.

[19] H. G. Bohlen et al. « Spectroscopy of ^{7}He states using the (^{15}N,^{17}F) reaction on ^{9}Be ». In : *Phys. Rev. C* 64.2 (juill. 2001), p. 024312. doi : 10.1103/PhysRevC.64.024312.

[20] F. Miguel Marqués. « The extremes of neutron richness ». In : *The European Physical Journal Plus* 136.5 (mai 2021), p. 594. doi : 10.1140/epjp/s13360-021-01556-z.

[21] J P Miller et al. « Upper Limits For Bound States and Resonance Behavior in the Trineutron System ». In : (1980), p. 9.

[22] H.G. Bohlen et al. « Study of light neutron-rich nuclei with ^{14}C-induced reactions ». In : *Nuclear Physics A* 583 (fév. 1995), p. 775-782. doi : 10.1016/0375-9474(94)00757-E.

[23] F. M. Marques et al. « On the possible detection of 4n events in the breakup of ^{14}Be ». In : *arXiv :nucl-ex/0504009* (avr. 2005). arXiv : nucl-ex/0504009.

[24] Richard H. Stokes et P. G. Young. « New Isotope of Helium : ^{7}He ». In : *Phys. Rev. Lett.* 18.15 (avr. 1967), p. 611-613. doi : 10.1103/PhysRevLett.18.611.

[25] Richard H. Stokes et P. G. Young. « Further Results on ^{7}He ». In : *Phys. Rev.* 178.4 (fév. 1969), p. 2024-2024. doi : 10.1103/PhysRev.178.2024.

[26] D R Tilley et al. « Energy levels of light nuclei ». In : *Nuclear Physics A* (2002), p. 161.

[27] A. A. Korsheninnikov et al. « Observation of an Excited State in ^{7}He with Unusual Structure ». In : *Phys. Rev. Lett.* 82.18 (mai 1999), p. 3581-3584. doi : 10.1103/PhysRevLett.82.3581.

[28] F. Skaza et al. « Experimental evidence for subshell closure in ^{8}He and indication of a resonant state in ^{7}He below 1 MeV ». In : *Phys. Rev. C* 73.4 (avr. 2006), p. 044301. doi : 10.1103/PhysRevC.73.044301.

[29] Yu. B. Gurov et al. « Observation of new states of the ^{7}He isotope ». In : *Jetp Lett.* 101.2 (jan. 2015), p. 69-73. doi : 10.1134/S0021364015020083.

[30] Isao Tanihata, Herve Savajols et Rituparna Kanungo. « Recent experimental progress in nuclear halo structure studies ». In : *Progress in Particle and Nuclear Physics* 68 (jan. 2013), p. 215-313. doi : 10.1016/j.ppnp.2012.07.001.

[31] K. Markenroth et al. « ^{8}He–^{6}He : a comparative study of nuclear fragmentation reactions ». In : *Nuclear Physics A* 679.3-4 (jan. 2001), p. 462-480. doi : 10.1016/S0375-9474(00)00372-9.

[32] M. Meister et al. « Evidence for a New Low-Lying Resonance State in ^{7}H ». In : *Phys. Rev. Lett.* 88.10 (fév. 2002), p. 102501. doi : 10.1103/PhysRevLett.88.102501.

[33] Yu. Aksyutina et al. « Properties of the ^{7}He ground state from ^{8}He neutron knockout ». In : *Physics Letters B* 679.3 (août 2009), p. 191-196. doi : 10.1016/j.physletb.2009.07.044.

[34] M. S. Golovkov et al. « Spectroscopy of ^{7}He and superheavy hydrogen isotope ^{5}H ». In : *Phys. Atom. Nuclei* 64.7 (juill. 2001), p. 1244-1248. doi : 10.1134/1.1389550.

[35] A. H. Wuosmaa et al. « Structure of ^{7}He by proton removal from ^{8}Li with the (d,^{3}He) reaction ». In : *Phys. Rev. C* 78.4 (oct. 2008), p. 041302. doi : 10.1103/PhysRevC.78.041302.

[36] F. Gulminelli et Ad. R. Raduta. « Unified treatment of subsaturation stellar matter at zero and finite temperature ». In : *Physical Review C* 92.5 (nov. 2015), p. 055803. doi : 10.1103/PhysRevC.92.055803.

[37] Y. Kondo et al. « Nucleus ^{26}O : A Barely Unbound System beyond the Drip Line ». In : *Physical Review Letters* 116.10 (mars 2016), p. 102503. doi : 10.1103/PhysRevLett.116.102503.

[38] A. A. Korsheninnikov et al. « Experimental Evidence for the Existence of ^{7}H and for a Specific Structure of ^{8}He ». In : *Physical Review Letters* 90.8 (fév. 2003). doi : 10.1103/PhysRevLett.90.082501.

[39] M. Caamaño et al. « Resonance State in ^{7}H ». In : *Physical Review Letters* 99.6 (août 2007). doi : 10.1103/PhysRevLett.99.062502.

[40] E. Yu. Nikolskii et al. « Search for ^{7}H in ^{2}H + ^{8}He collisions ». In : *Physical Review C* 81.6 (juin 2010). doi : 10.1103/PhysRevC.81.064606.

[41] F Flavigny. « Détermination de facteurs spectroscopiques absolus par réactions de knockout et de transfert ». In : (), p. 157.

[42] K. Arai et S. Aoyama. « Resonance states of ^{7}He in a microscopic cluster model ». In : *Physical Review C* 80.2 (août 2009), p. 027301. doi : 10.1103/PhysRevC.80.027301.

[43] Simone Baroni, Petr Navrátil et Sofia Quaglioni. « *Ab Initio* Description of the Exotic Unbound ^{7}He Nucleus ». In : *Physical Review Letters* 110.2 (jan. 2013), p. 022505. doi : 10.1103/PhysRevLett.110.022505.

[44] Y. Jaganathen et al. « Quantified Gamow shell model interaction for p s d -shell nuclei ». In : *Physical Review C* 96.5 (nov. 2017), p. 054316. doi : 10.1103/PhysRevC.96.054316.

[45] K. Fossez, J. Rotureau et W. Nazarewicz. « Energy spectrum of neutron-rich helium isotopes : Complex made simple ». In : *Physical Review C* 98.6 (déc. 2018), p. 061302. doi : 10.1103/PhysRevC.98.061302.

[46] N. K. Timofeyuk. « Shell model approach to construction of a hyperspherical basis for A identical particles : Application to hydrogen and helium isotopes ». In : *Physical Review C* 65.6 (mai 2002), p. 064306. doi : 10.1103/PhysRevC.65.064306.

[47] A B Volkov. « Equilibrium Deformation Calculations of the Ground State Energies of lp Shell Nuclei ». In : (), p. 26.

[48] M.S. Golovkov et al. « Estimates of the ^{7}H width and lower decay energy limit ». In : *Physics Letters B* 588.3-4 (mai 2004), p. 163-171. doi : 10.1016/j.physletb.2004.02.069.

[49] S. Aoyama et N. Itagaki. « Systematic analyses on H- and He-isotopes by using an extended AMD approach ». In : *Nuclear Physics A* 738 (juin 2004), p. 362-366. doi : 10.1016/j.nuclphysa.2004.04.062.

[50] S. Aoyama et N. Itagaki. « Di-neutron correlations in ^{7}H ». In : *Physical Review C* 80.2 (août 2009), p. 021304. doi : 10.1103/PhysRevC.80.021304.

[51] R. Lazauskas, E. Hiyama et J. Carbonell. « Ab initio calculations of ^{5}H resonant states ». In : *Physics Letters B* 791 (avr. 2019), p. 335-341. doi : 10.1016/j.physletb.2019.02.047.

[52] A. N. Mitra et V. S. Bhasin. « Existence of the Trineutron ». In : *Physical Review Letters* 16.12 (mars 1966), p. 523-525. doi : 10.1103/PhysRevLett.16.523.

[53] W. Glöckle. « S-matrix pole trajectory in a three-neutron model ». In : *Physical Review C* 18.1 (juill. 1978), p. 564-572. doi : 10.1103/PhysRevC.18.564.

[54] R. Offermann et W. Glöckle. « Is there a three-neutron resonance ? » In : *Nuclear Physics A* 318.1-2 (1979), p. 138-144. doi : https://doi.org/10.1016/0375-9474(79)90475-5..

[55] H. Witała et W. Glöckle. « Resonances in the three-neutron system ». In : *Physical Review C* 60.2 (juin 1999), p. 024002. doi : 10.1103/PhysRevC.60.024002.

[56] A. Hemmdan, W. Glöckle et H. Kamada. « Indications for the nonexistence of three-neutron resonances near the physical region ». In : *Physical Review C* 66.5 (nov. 2002), p. 054001. doi : 10.1103/PhysRevC.66.054001.

[57] Steven C. Pieper. « Can Modern Nuclear Hamiltonians Tolerate a Bound Tetraneutron ? » In : *Physical Review Letters* 90.25 (juin 2003), p. 252501. doi : 10.1103/PhysRevLett.90.252501.

[58] Rimantas Lazauskas et Jaume Carbonell. « Three-neutron resonance trajectories for realistic interaction models ». In : *Physical Review C* 71.4 (avr. 2005), p. 044004. doi : 10.1103/PhysRevC.71.044004.

[59] Rimantas Lazauskas et Jaume Carbonell. « Is a physically observable tetraneutron resonance compatible with realistic nuclear interactions ? » In : *Physical Review C* 72.3 (sept. 2005), p. 034003. doi : 10.1103/PhysRevC.72.034003.

[60] E. Hiyama et al. « Possibility of generating a 4-neutron resonance with a T = 3/2 isospin 3-neutron force ». In : *Physical Review C* 93.4 (avr. 2016), p. 044004. doi : 10.1103/PhysRevC.93.044004.

[61] A. M. Shirokov et al. « Prediction for a Four-Neutron Resonance ». In : *Physical Review Letters* 117.18 (oct. 2016), p. 182502. doi : 10.1103/PhysRevLett.117.182502.

[62] S. Gandolfi et al. « Is a Trineutron Resonance Lower in Energy than a Tetraneutron Resonance ? » In : *Physical Review Letters* 118.23 (juin 2017), p. 232501. doi : 10.1103/PhysRevLett.118.232501.

[63] K. Fossez et al. « Can Tetraneutron be a Narrow Resonance ? » In : *Physical Review Letters* 119.3 (juill. 2017), p. 032501. doi : 10.1103/PhysRevLett.119.032501.

[64] J. G. Li et al. « *Ab initio* no-core Gamow shell-model calculations of multineutron systems ». In : *Physical Review C* 100.5 (nov. 2019), p. 054313. doi : 10.1103/PhysRevC.100.054313.

[65] A. Deltuva et R. Lazauskas. « Comment on “Is a Trineutron Resonance Lower in Energy than a Tetraneutron Resonance ?” » In : *Physical Review Letters* 123.6 (août 2019), p. 069201. doi : 10.1103/PhysRevLett.123.069201.

[66] A. Deltuva et R. Lazauskas. « Tetraneutron resonance in the presence of a dineutron ». In : *Physical Review C* 100.4 (oct. 2019), p. 044002. doi : 10.1103/PhysRevC.100.044002.

[67] Souichi Ishikawa. « Three-neutron bound and continuum states ». In : *Physical Review C* 102.3 (sept. 2020), p. 034002. doi : 10.1103/PhysRevC.102.034002.

[68] A. Deltuva. « Tetraneutron : Rigorous continuum calculation ». In : *Physics Letters B* 782 (juill. 2018), p. 238-241. doi : 10.1016/j.physletb.2018.05.041.

[69] Michael D. Higgins et al. « Nonresonant Density of States Enhancement at Low Energies for Three or Four Neutrons ». In : *Physical Review Letters* 125.5 (juill. 2020), p. 052501. doi : 10.1103/PhysRevLett.125.052501.

[70] Sylvain Leblond. « Structure des isotopes de bore et de carbone riches en neutrons aux limites de la stabilité ». Theses. Normandie Université, France, déc. 2015.

[71] A. Revel. « Nuclear forces at the extremes ». Theses. Normandie Université, sept. 2018.

[72] B. Monteagudo Godoy. « Structure and neutron decay of the unbound Beryllium isotopes 15,16Be ». Theses. Normandie Universite, nov. 2019.

[73] I Murray. « Mapping the Big Island of Deformation around N=20 and 28 ». In : (), p. 250.

[74] Clémentine Santamaria. « Quest for new nuclear magic numbers with MINOS ». Theses. Université Paris Sud - Paris XI, sept. 2015.

[75] H. Sakurai. « New Generation of Nuclear Physics at RIKEN ». In : 1355.1 (2011), p. 53-60. doi : 10.1063/1.3584045.

[76] A. Obertelli et al. « MINOS : A vertex tracker coupled to a thick liquid-hydrogen target for in-beam spectroscopy of exotic nuclei ». In : *The European Physical Journal A* 50.1 (jan. 2014), p. 8. doi : 10.1140/epja/i2014-14008-y.

[77] S. Takeuchi et al. « DALI2 : A NaI(Tl) detector array for measurements of γ rays from fast nuclei ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 763 (nov. 2014), p. 596-603. doi : 10.1016/j.nima.2014.06.087.

[78] *Saint-Gobain Crystals, BC408 Scintillators*. https://www.crystals.saint-gobain.com/products/bc-408-bc-412-bc-416.

[79] A Matta et al. « NPTool : a simulation and analysis framework for low-energy nuclear physics experiments ». In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 43.4 (mars 2016), p. 045113. doi : 10.1088/0954-3899/43/4/045113.

[80] R. Brun et al. *root-project/root : v6.18/02*. Version v6-18-02. Août 2019. doi : 10.5281/zenodo.3895860.

[81] S. Agostinelli et al. « Geant4 a simulation toolkit ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), p. 250-303. doi : https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8.

[82] V. Girard-Alcindor. « Above barrier narrow resonances in fluorine-15 ». Thèse de doct. Normandie Université, sept. 2020.

[83] M. Assié et al. « The MUGAST-AGATA-VAMOS campaign : Set-up and performances ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 1014 (2021), p. 165743. doi : https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165743.

[84] D. Beaumel. « The GASPARD project ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 317 (2013). XVIth International Conference on ElectroMagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications, December 2–7, 2012 at Matsue, Japan, p. 661-663. doi : https://doi.org/10.1016/j.nimb.2013.05.047.

[85] P. Doornenbal et A. Obertelli. « Spectroscopy of the Most Exotic Nuclei with SEASTAR at the RIBF ». In : *Nuclear Physics News* 28.4 (2018), p. 11-14. doi : 10.1080/10619127.2018.1495477.

[86] Caverzasio, C., Kuroda, K. et Michalowicz, A. « Diffusion protons-protons à 155 Mev ». In : *J. Phys. Radium* 22.10 (1961), p. 628-631. doi : 10.1051/jphysrad:019610022010062800.

[87] C. Santamaria et al. « Tracking with the MINOS Time Projection Chamber ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 905 (2018), p. 138-148. doi : https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.07.053.

[88] Jixing Li et al. « An analysis-oriented parameter extraction method for features on freeform surface ». In : *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science* 233.17 (2019), p. 6005-6025. doi : 10.1177/0954406219862000.

[89] *Nptool repository*. url : https://gitlab.in2p3.fr/np/nptool.git.

[90] Q. Deshayes. « Les isotopes d'azote au-delà de la limite de stabilité neutronique : ^{23}N, ^{24}N et ^{25}N ». Theses. Normandie Université, déc. 2017.

[91] Y. Giomataris et al. « MICROMEGAS : a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 376.1 (1996), p. 29-35. doi : https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00175-1.

[92] I. Giomataris et al. « Micromegas in a bulk ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 560.2 (2006), p. 405-408. doi : https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.12.222.

[93] A. Corsi. « From Dineutron to Short-Range Correlations : different facets of nucleon-nucleon correlations in nuclei ». Habilitation à diriger des recherches. Université Paris Saclay, sept. 2020.

[94] Vojtěch Horný. *Relativistic motion equation solver*. url : http://kfe.fjfi.cvut.cz/~horny/NME/NME-motionsolver/pohyboverovnice.pdf.

[95] Y.L. Sun et al. « Three-body breakup of 6He and its halo structure ». In : *Physics Letters B* 814 (2021), p. 136072. doi : https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136072.

[96] N. Keeley et al. « Probing the ^{8}He ground state via the ^{8}He(p,t)^{6}He reaction ». In : *Physics Letters B* 646.5 (2007), p. 222-226. doi : https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.01.035.

[97] A. Revel et al. « Strong Neutron Pairing in core$+4n$ Nuclei ». In : *Phys. Rev. Lett.* 120 (15 avr. 2018), p. 152504. doi : 10.1103/PhysRevLett.120.152504.

[98] R. Lednicky. « Progress in Correlation Femtoscopy ». In : *Multiparticle Dynamics*. Alushta, Crimea, Ukraine : WORLD SCIENTIFIC, juill. 2003, p. 21-26. doi : 10.1142/9789812704962_0005.

[99] B Laurent et al. « Chronology of the three-body dissociation of 8He ». In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 46.3 (fév. 2019), 03LT02. doi : 10.1088/1361-6471/ab02c3.

[100] R. Lednicky et V.L. Lyuboshits. « Effect of the final-state interaction on pairing correlations of particles with small relative momenta ». In : *Sov. J. Nucl. Phys. (Engl. Transl.) ; (United States)* 35 :5 (mai 1982).

[101] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks et R. Schiavilla. « Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking ». In : *Phys. Rev. C* 51 (1 jan. 1995), p. 38-51. doi : 10.1103/PhysRevC.51.38.

[102] J. Carbonell et F.M. Marques. *Private communication*. 2021.

Annexe A

Calcul d'énergie d'excitation par masse manquante

L'étude d'une réaction de transfert se base sur la détection de l'éjectile léger dont les mesures en énergie et en angle d'incidence permettent de remonter à l'information sur le noyau lourd formé. L'intérêt de mesurer la particule légère réside en sa dispersion angulaire plus grande donc plus facilement résolue. Cette annexe présente la méthode utilisée pour remonter à l'énergie d'excitation d'un noyau par masse manquante. Dans ce qui suit nous utiliserons la notation suivante, avec les majuscules pour symboliser les éléments lourds et les minuscules pour les éléments légers :

$$A + a \rightarrow B + b \tag{A.1}$$

Le schéma de la figure A.1 définit la cinématique d'une réaction à deux corps avec respectivement θ_{CM} et θ_{Lab} l'angle d'émission de la particule légère dans le référentiel du centre de masse et du laboratoire et $\vec{P}_i$ l'impulsion de la particule i.

En physique relativiste on définit l'énergie d'une particule et son équivalence en système d'unité naturelle (où $c = 1$) par les formules suivantes :

$$E^2 = m^2c^4 + p^2c^2 \quad \equiv \quad E^2 = m^2 + p^2 \tag{A.2}$$

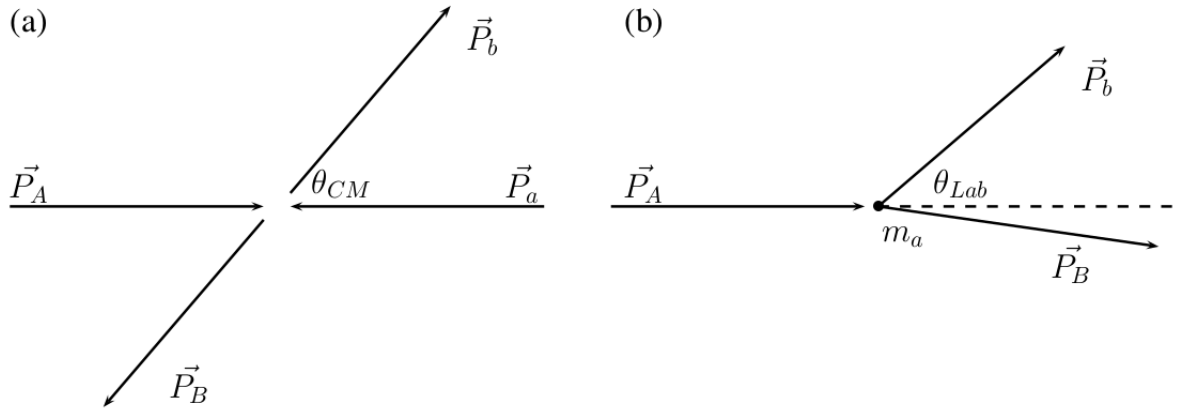


FIGURE A.1 – *Cinématique d'une réaction à deux corps dans le repère du centre de masse (a) et du laboratoire (b).*

Avec m la masse au repos de la particule et p son impulsion. On introduit l'énergie cinétique T toujours en système d'unité naturelle :

$$E = T + m \quad \equiv \quad E^2 = T^2 + 2mT + m^2$$
$$(A.2) \Rightarrow p = \sqrt{T^2 + 2Tm}$$

En voie de sortie on peut écrire l'énergie de la particule lourde comme la somme de son énergie à l'état fondamental avec son énergie d'excitation :

$$T_B + m_B = E^* + T_B + m_{fond} \Rightarrow E^* = m_B - m_{fond} \tag{A.3}$$

Par conservation du quadrivecteur énergie-impulsion :

$$\begin{array}{l} T_A + m_A + m_a = T_B + m_B + T_b + m_b \\ \vec{p}_A = \vec{p}_B + \vec{p}_b \end{array} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} m_B = T_A + m_A + m_a - T_b + m_b - T_B \\ p_B = \sqrt{p_A^2 + p_b^2 - 2p_A p_b \cos\theta_{Lab}} \end{array} \right. \tag{A.4}$$

Finalement, connaissant p_A de part l'énergie du faisceau incident et la masse des noyaux en jeu on peut calculer m_B en mesurant l'énergie et l'angle d'incidence de la particule b et accéder à l'énergie d'excitation E_B^* donnée par l'équation (A.3).

Annexe B

Puissance minimale des points d'une droite à un cercle

Soit $M(x_M, z_M)$ un point de la droite d'équation $z = ax + b$ dans le plan (x,z), la puissance P du point M par rapport au cercle d'équation $R^2 = (x-c)^2 + (z-d)^2$ s'écrit :

$$P = (x_M - c)^2 + (z_M - d)^2 - R^2 \tag{B.1}$$

En développant et en injectant l'équation de la droite dans (B.1) on obtient :

$$\begin{aligned}
P &= x_M^2 - 2x_M c + c^2 + z_M^2 - 2z_M d + d^2 - R^2 \\
&= x_M^2 - 2x_M c + c^2 + (ax_M + b)^2 - 2(ax_M + b)d + d^2 - R^2 \\
&= x_M^2 - 2x_M c + c^2 + a^2 x_M^2 + bax_M + b^2 - 2(ax_M + b)d + d^2 - R^2 \\
P &= (1 + a^2)x_M^2 - 2x_M c + c^2 + bax_M + b^2 - 2(ax_M + b)d + d^2 - R^2
\end{aligned}$$

La puissance exprimée en fonction de x_M est une fonction parabolique ouverte vers le haut et présente un minimum globale lorsque $\frac{\partial P}{\partial x_M} = 0$:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial P}{\partial x_M} &= 2(x_M - c) + 2(a \times x_M + b - d) \times a \\
&= 2\left(x_M - c + a(x_M + b - d)\right)
\end{aligned} \tag{B.2}$$

$$\frac{\partial P}{\partial x_M} = 0 \implies \begin{cases} 2\left(x_M - c + a(x_M + b - d)\right) = 0 \\ x_M + a^2 x_M = ad - ab + c \\ x_M = \frac{ad - ab + c}{1 + a^2} \end{cases} \tag{B.3}$$

En injectant la solution (B.3) dans (B.1) on obtient la puissance minimale notée P_{min} entre un cercle et une droite :

$$P_{min} = \left[\left(\frac{ad - ab + c}{1 + a^2} - c\right)^2 + \left(a\frac{ad - ab + c}{1 + a^2} + b - d\right)^2 - R^2\right] \tag{B.4}$$

Avec (c, d) le centre et R le rayon du cercle, a le coefficient directeur de la droite et b son ordonnée à l'origine.

Étude des décroissances multineutron des isotopes lourds d'hélium et d'hydrogène

Résumé : La recherche de systèmes multineutron, noyaux composés de neutrons seulement, est une quête qui dure depuis le début des années soixante. Alors que l'absence de dineutrons et de trineutrons semble claire dans les expériences, le tétraneutron continue d'alimenter un vif débat tant les résultats sont ambigus et contradictoires. Nous proposons de chercher ces systèmes au sein de noyaux très riches en neutrons : l'hélium-7 dont un état excité semble décroître en $\alpha + 3n$ et l'hydrogène-7 qui devrait décroître en $t + 4n$ et dont l'existence même est au cœur de questionnements. Nous présentons une expérience qui, pour la première fois, nous a permis de mesurer directement et avec une très haute statistique l'impulsion de jusqu'à quatre neutrons en coïncidence. Un faisceau d'^{8}He à 156 MeV/nucléon a été envoyé sur la cible cryogénique MINOS pour former l'^{7}He et l'^{7}H par réaction de knockout $^8\mathrm{He}(p,pn)^7\mathrm{He}^\star\{\alpha+3n\}$ et $^8\mathrm{He}(p,2p)^7\mathrm{H}\{t+4n\}$ au RIBF de RIKEN (Japon), et la cinématique complète des réactions a été mesurée. L'analyse des données a permis de mettre en exergue pour la première fois le caractère direct de la décroissance de l'état excité $^7\mathrm{He}^\star(5/2^-)$ par émission de trois neutrons. Les résultats d'une analyse poussée sur les corrélations entre les particules issues de la décroissance montrent l'absence de trineutron. Les premiers résultats sur la voie $^8\mathrm{He}(p,2p)$ sont fortement contrastés vis-à-vis des conclusions d'expériences précédentes.

Mots clés : Structure nucléaire, Réactions directes, Résonances, Noyaux riches en neutrons, Neutron, Multineutrons, Décroissance, Détection de neutrons, Corrélations de particules, Simulations numériques.

Study of multineutron decays of heavy helium and hydrogen isotopes

Abstract : The search for multineutron systems, nuclei composed of only neutrons, has been going on since the early 1960s. While the absence of dineutrons and trineutrons seems clear in experiments, the tetraneutron continues to fuel a lively debate. To this day, experiments have been ambiguous and contradictory. We propose to search for these systems in very neutron-rich nuclei : helium-7 whose excited state seems to decay in $\alpha + 3n$ and hydrogen-7 whose existence is at the heart of questions. For the first time, we present an experiment with very high statistics in which we have directly measured the momentum of up to four coincident neutrons. A beam of ^{8}He at 156 MeV/nucleon was sent to the cryogenic target MINOS to form ^{7}He and ^{7}H by knockout reaction $^8\mathrm{He}(p,pn)^7\mathrm{He}^\star\{\alpha+3n\}$ and $^8\mathrm{He}(p,2p)^7\mathrm{H}\{t+4n\}$ at the RIBF of RIKEN (Japan). The complete kinematics of the reactions were measured. We will present the very first results of this experiment. The analysis of the data allowed us to put in evidence for the first time the direct character of the decay of the excited state $^7\mathrm{He}^\star(5/2^-)$ by emission of three neutrons. The results of a thorough analysis of the correlations between the decay particles show the absence of trineutron. First results obtained on the $^8\mathrm{He}(p,2p)$ channel are at odds with the conclusions of former experimental works.

Keywords : Nuclear structure, Direct reactions, Resonances, Neutron-rich nuclei, Neutron, Multineutrons, Decay, Neutron detection, Particle correlations, Numerical simulations.