



**HAL**  
open science

# Les isotopes d'azote au-delà de la limite de stabilité neutronique : $^{23}\text{N}$ , $^{24}\text{N}$ et $^{25}\text{N}$

Quentin Deshayes

► **To cite this version:**

Quentin Deshayes. Les isotopes d'azote au-delà de la limite de stabilité neutronique :  $^{23}\text{N}$ ,  $^{24}\text{N}$  et  $^{25}\text{N}$ . Physique [physics]. Normandie Université, 2017. Français. NNT : 2017NORMC243 . tel-01696611

**HAL Id: tel-01696611**

**<https://theses.hal.science/tel-01696611>**

Submitted on 30 Jan 2018

**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

## THESE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité : Physique

Préparée au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire

Les isotopes d'azote au-delà de la limite de stabilité neutronique :  
 $^{23}\text{N}$ ,  $^{24}\text{N}$  et  $^{25}\text{N}$

Présentée et soutenue par  
Quentin DESHAYES

Thèse soutenue publiquement le 4 décembre 2017  
devant le jury composé de

Mme Araceli LOPEZ-MARTENS	Directrice de Recherches, CSNSM Orsay	Rapporteur
M. Elias KHAN	Professeur des universités, IPN Orsay	Rapporteur
M. Jérôme GIOVINAZZO	Chargé de Recherches HDR, CENBG Bordeaux	Examineur
Mme Francesca GULMINELLI	Professeur des universités, Université Caen Normandie	Examinatrice
M. Miguel MARQUÉS	Chargé de Recherches HDR, LPC, Université Caen Normandie	Directeur de thèse

Thèse dirigée par Miguel Marqués, LPC Caen





# Remerciements

*This is the end*<sup>1</sup> comme disait Jim Morrison. Bien que paradoxalement ces lignes se trouvent au tout début de ma thèse... J'aimerais donc profiter de ce préambule pour remercier toutes les personnes qui ont compté pour moi lors de cette période.

Si on compte bien, malgré quelques mois d'infidélité au pays du soleil levant, j'aurais passé un peu plus de trois ans au LPC... Il y aura eu des hauts et des bas mais maintenant que c'est fini, si je fais le bilan il y a surtout eu des bons moments. Un grand merci donc aux deux directeurs qui se sont succédés à la tête du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen, Dominique Durand et Giles Ban pour m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire à l'ambiance inégalée.

Je tiens en premier lieu à remercier Araceli Lopez-Martens et Elias Khan pour avoir accepté d'être mes rapporteurs, ainsi que les autres membres de mon jury, Jérôme Giovinazzo et Francesca Guilminelli pour non seulement avoir lu ma thèse attentivement mais aussi pris le temps de me proposer des modifications pertinentes qui rendront (je l'espère) mon manuscrit plus compréhensible. Merci également pour les discussions que nous avons eues avant et pendant la soutenance, qui m'ont fait prendre du recul sur certaines parties de ma thèse.

Je veux aussi évidemment remercier mes encadrants qui m'ont orienté et conseillé au jour le jour durant ces trois ans. En premier lieu merci à Miguel, mon directeur officiel, pour ta pédagogie et ta disponibilité. Savoir que quels que soient mes questionnements physique, je pouvais compter sur toi pour prendre le temps d'y apporter une réponse a beaucoup compté pour moi et m'a sans aucun doute aidé à aller jusqu'au bout. Merci aussi pour les jeux de sociétés que tu m'as fait découvrir lors des (trop rares) soirées jeux auxquelles j'ai pu participer avant que l'état d'urgence ne mette fin à cette coutume du laboratoire<sup>2</sup> Je remercie aussi Nigel, le grand chef des exotiques, pour tes nombreux conseils (aussi bien en physique qu'en destinations touristiques japonaise et en whisky). Merci de m'avoir fait confiance même dans les périodes où ma propre estime pour mon travail n'était pas au plus haut. Enfin merci Julien pour ton enthousiasme et ta disponibilité. Même si dans certaines occasion je suis venu te voir avec une question puis suis ressorti une heure plus tard de ton bureau sans avoir la moindre idée du sujet initial sache que j'ai beaucoup apprécié travailler à tes côtés. Merci donc pour tout ce que tu m'as appris que ce soit en physique ou pour l'aide technique lors de mes fréquentes batailles avec (ou contre ?) ROOT.

---

1. The End, The Doors, 1967

2. Mauvaise nouvelle ? Bad news - 1981 - Rockin' on down.

---

En plus de mes encadrants, je tiens à remercier tout particulièrement tous les membres du groupe exotique avec qui j'ai eu la chance de partir en manip' à plusieurs milliers de kilomètres. Un grand merci à Lynda pour ta gentillesse et pour m'avoir accompagné lors de mon premier voyage au Japon. Vu mon état de fatigue ce jour là, pouvoir suivre quelqu'un sans réfléchir a été un grand soulagement ! Merci aussi à Frank pour m'avoir entraîné dans de nombreux restaurants et autre izakaya et de m'avoir enseigné que les meilleures découvertes se font sur des menus entièrement en japonais sans illustration. Merci aussi d'avoir servi de main supplémentaire lors de l'attaque d'un script fou qui a bien failli crasher les serveurs du RIBF ! Merci également Oji Marian pour nos pérégrinations dans Tokyo et nos tentatives désespérées (mais finalement triomphales) d'apercevoir le mont Fuji. Enfin merci à Sylvain, mon prédécesseur et un peu mentor<sup>3</sup>, pour avoir répondu à mes nombreuses questions même lors de ta troisième année de thèse (et maintenant que je suis passé par là, je me rends compte que ça n'a pas toujours dû être facile). Merci aussi pour toutes les discussions que l'on a pu avoir durant l'année et demi que nous avons partagé au LPC et pour l'élaboration d'un tableau particulièrement épique dont une photo souvenir traîne toujours dans mes tiroirs.

Merci à tous les thésards que j'ai côtoyés durant cette aventure. Tout d'abord les anciens : François, Guillaume B. et Xavier (Sylvain je t'ai déjà cité) pour tous les bons moments passés durant ma première année de thèse. Merci aussi à Thibault, expert mondial (bien que récent) du Python, pour m'avoir supporté pendant les très (trop ?) nombreuses pauses café que j'ai prises dans son bureau et à Lou pour sa gentillesse, j'espère que tu te plais dans ta nouvelle voie. Bon courage aussi aux p'tits jeunes (maintenant que je suis docteur je peux parler comme un vieux con) notamment à mes successeurs dans le groupe Aldric et Belen (je suis sûr que ça va bien se passer).

Merci à Eric pour m'avoir avancé des sommes incongrues en repas à l'Essentiel, les tartes citron meringuée ont sans aucun doute joué un rôle déterminant dans mon bien-être des derniers mois de thèse ! Merci aussi pour les nombreuses discussions à propos de *The Witcher* (tu feras des excuses de ma part à Keira) qui nous ont bien occupés pendant plusieurs semaines.

Merci à Clovis et Quentin, pour avoir partagé des hectolitres de café et beaucoup de bière aussi. D'avoir été là pendant les galères et aussi pendant les bons moments, bref d'avoir été des copains quoi ! La thèse sans vous ça aurait été beaucoup moins chouette.

Merci à ma famille pour m'avoir soutenu pendant ces trois ans (enfin techniquement 26 mais là on parle de la thèse). Merci notamment à ma maman et merci à Clara, Lise, Léa et Pinpin pour toutes les soirées crêpes et jeux de société à l'appartement, ça me manque déjà. Merci à Léna pour avoir toujours été là et pour avoir su m'encourager et me rassurer dans les périodes où ça n'allait pas.

Merci enfin à tous les amis que j'ai moins vu au jour le jour durant ma thèse mais qui n'en comptent pas moins pour autant.

---

3. tai tai

---

À tous ceux qui ne rentrent dans aucune des catégories mentionnées ci-dessus mais qui estiment que j'aurais dû les remercier, je m'excuse, vous avez très certainement raison. Si la vie était un *Deux minutes du peuple*, vous seriez tous mes invités surprises lors d'une émission de télé ou de radio et je pourrais essayer de me faire pardonner de vive voix. Dans la vraie vie j'ai peur qu'il ne faille se contenter de ces quelques lignes. Pardon donc et merci pour tout !

Si vous avez ouvert ce document uniquement pour lire les remerciements, vous pouvez vous arrêter ici. Sinon bonne lecture !



# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>5</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>9</b>
1.1 Au delà de la stabilité . . . . .	11
1.1.1 Propriétés générales des noyaux légers . . . . .	11
1.1.2 Structure en physique nucléaire . . . . .	13
1.1.3 Structure des noyaux non liés : Résonances dans le continuum . . . . .	16
1.2 Motivations . . . . .	18
1.2.1 Structure en couche au delà de la drip-line neutron . . . . .	18
1.2.2 Le cas des isotopes d'Azote . . . . .	19
1.3 Approche expérimentale . . . . .	22
1.3.1 Réactions pour sonder les systèmes non liés . . . . .	22
1.3.2 Spectroscopie par masse invariante . . . . .	23
1.4 Systèmes et réactions étudiés . . . . .	27
1.4.1 Le $^{23}\text{N}$ . . . . .	27
1.4.2 Le $^{24}\text{N}$ et le $^{25}\text{N}$ . . . . .	28
<b>2 Dispositif expérimental</b>	<b>29</b>
2.1 La campagne SAMURAI-DAYONE . . . . .	29
2.2 La production des noyaux d'intérêt . . . . .	29
2.2.1 Produire un faisceau radioactif à RIKEN . . . . .	29
2.2.2 L'accélérateur du RIKEN : RIBF . . . . .	30
2.2.3 Le séparateur de fragments : BIGRIPS . . . . .	31
2.3 Caractéristiques du faisceau . . . . .	32
2.3.1 Énergie du faisceau . . . . .	32
2.3.2 Charge des ions . . . . .	33
2.3.3 Masse des ions . . . . .	33
2.3.4 Trajectoire des ions . . . . .	35
2.4 Détection des produits de la réaction . . . . .	35
2.4.1 Détection des rayonnements gamma : DALI2 . . . . .	36
2.4.2 Le dipôle magnétique . . . . .	36
2.4.3 Les chambres à dérive . . . . .	37
2.4.4 L'Hodoscope . . . . .	38
2.4.5 Détection des neutrons : NEBULA . . . . .	39
2.5 Électronique et système d'acquisition . . . . .	40
<b>3 Analyse des données</b>	<b>45</b>



3.1	Le faisceau . . . . .	45
3.1.1	Alignement géométrique des chambres . . . . .	45
3.1.2	Détermination du temps de vol et de la rigidité magnétique . . . . .	46
3.1.3	Détermination de la perte d'énergie . . . . .	46
3.1.4	Identification des particules incidentes . . . . .	47
3.2	Les rayonnements gamma . . . . .	48
3.2.1	L'étalonnage de DALI2 . . . . .	48
3.2.2	La correction Doppler . . . . .	50
3.3	Les fragments . . . . .	51
3.3.1	L'étalonnage des chambres à dérive . . . . .	51
3.3.2	L'étalonnage de l'Hodoscope . . . . .	54
3.3.3	Détermination de la rigidité magnétique . . . . .	55
3.3.4	Identification des noyaux sortants . . . . .	57
3.4	Les neutrons . . . . .	58
3.4.1	Détermination des positions verticales . . . . .	59
3.4.2	Calibration en temps de vol . . . . .	60
3.4.3	Étalonnage en énergie . . . . .	61
3.4.4	Diaphonie . . . . .	64
3.5	Énergie relative fragment-neutron . . . . .	66
3.5.1	L'alignement fragments-neutrons . . . . .	66
3.5.2	Les événements non résonants . . . . .	70
<b>4</b>	<b>Simulations numériques</b>	<b>79</b>
4.1	Trajectoire des fragments chargés . . . . .	79
4.2	Simulation de la détection des $\gamma$ . . . . .	81
4.3	La décroissance fragment-neutron(s) . . . . .	81
4.3.1	Le générateur d'événements . . . . .	81
4.3.2	La reproduction des impulsions et des résolutions expérimentales . . . . .	83
4.3.3	Gestion des neutrons dans la simulation . . . . .	85
4.3.4	Simulation de la diaphonie . . . . .	88
4.3.5	Utilisation des données simulées dans l'analyse . . . . .	89
4.4	Conclusion . . . . .	92
<b>5</b>	<b>Résultats</b>	<b>95</b>
5.1	Spectroscopie gamma des derniers isotopes d'Azote liés . . . . .	95
5.1.1	Spectroscopie gamma de l'Azote 22 . . . . .	95
5.1.2	Recherche d'états excités liés pour le $^{23}\text{N}$ . . . . .	98
5.2	Etude des états non liés de l'Azote 23 . . . . .	98
5.2.1	Réaction de knockout d'un proton . . . . .	99
5.2.2	Réactions de fragmentation : . . . . .	103
5.2.3	Diffusion inélastique de l'Azote 23 . . . . .	105
5.2.4	Conclusions sur le $^{23}\text{N}$ . . . . .	106
5.3	Recherche de l'Azote 24 . . . . .	108
5.3.1	Étude parallèle des différents spectres en énergie relative ( $^{23}\text{N}+n$ ) . . . . .	109
5.3.2	Cas du faisceau de $^{27}\text{F}$ : une trace du $^{25}\text{N}$ ? . . . . .	113
5.4	Un pas plus loin de la stabilité : l'Azote 25 . . . . .	115
<b>6</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>119</b>

**Bibliographie**

**123**



# Chapitre 1

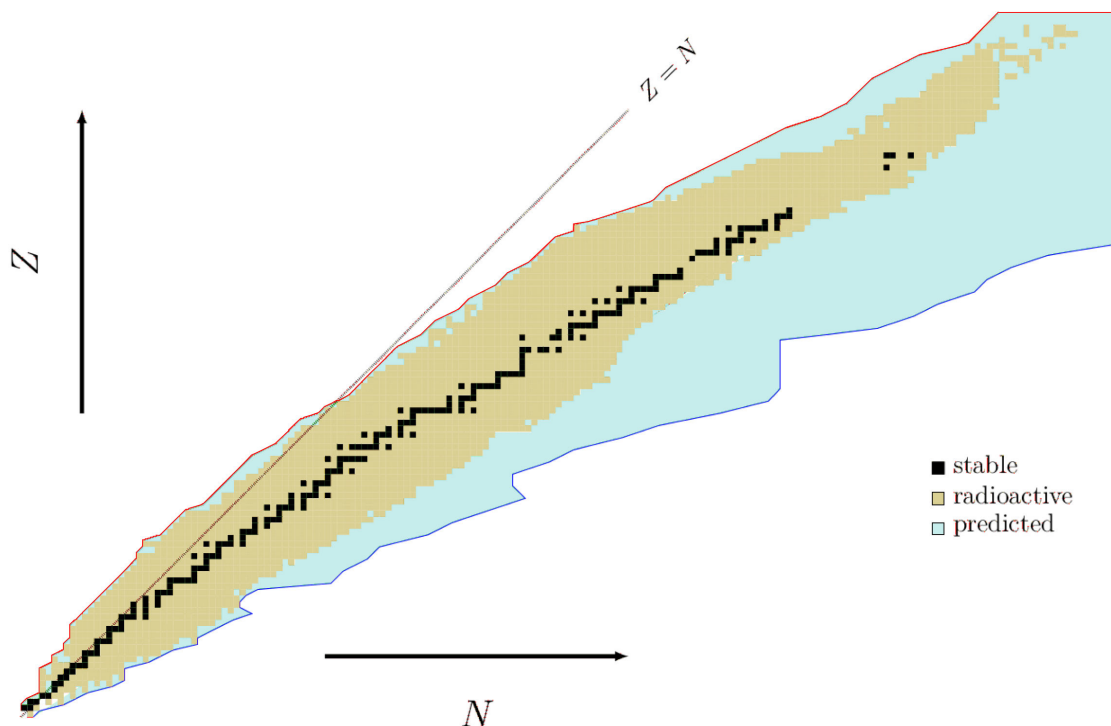
## Introduction

La physique nucléaire n'est pas une science nouvelle, pourtant, après plus d'un siècle de recherche, le noyau atomique est toujours mal compris et de nouvelles propriétés inattendues émergent régulièrement. Essayer de comprendre sa structure et son évolution selon ses constituants est l'un des objectifs fondamentaux de la physique nucléaire mais l'interaction entre plusieurs nucléons est extrêmement difficile à résoudre, même avec un petit nombre de constituants.

Historiquement, des propriétés fondamentales du noyau ont pu être mises en exergue en réduisant le problème à N-corps à celui d'un ensemble de nucléons indépendants, baignant dans un champ moyen construit de façon auto-cohérente. Cette approche a permis d'expliquer plusieurs phénomènes observés expérimentalement comme celui des nombres magiques associés à des configurations de nucléon particulièrement stables et a abouti à l'émergence du modèle en couches du noyau.

Cependant, bien que les noyaux stables soient les plus abondants sur Terre, leur diversité (environ 300) ne représente qu'une infime fraction de la variété des noyaux existants (voir figure 1.1). Aujourd'hui, près de 3000 noyaux ont été observés expérimentalement et l'on s'attend à ce qu'une quantité au moins aussi grande de noyaux non observés existe. Ces derniers ont une durée de vie limitée après laquelle ils se désintègrent, principalement par décroissance  $\beta$ . Pour un nombre  $Z$  de protons donné, au fur et à mesure que l'excès (ou le déficit) de neutrons augmente, les noyaux deviennent de moins en moins stables jusqu'à atteindre un seuil au delà duquel, même dans leur état fondamental, les noyaux ne sont plus liés et se désintègrent en des temps très courts par émission de nucléons. Cette limite est appelée la *drip-line* neutron (respectivement proton) et les noyaux autour de cette région manifestent des propriétés très différentes de celles des noyaux stables.

Un des axes de recherche majeurs de la physique nucléaire moderne, consiste à explorer les régions où le rapport du nombre de neutrons sur le nombre de protons atteint des valeurs extrêmes afin de déterminer la position exacte de la *drip-line*. L'étude des propriétés des noyaux dans ces régions nous donne accès à des informations sur l'évolution de leur structure lorsque l'on approche (voire que l'on dépasse) les limites de l'existence même des noyaux. Les résultats obtenus peuvent ensuite être comparés aux modèles théoriques existants et le cas échéant, servir à les corriger voire à alimenter l'émergence de nouveaux modèles. Un simple regard à la figure 1.1 nous indique que le travail restant est énorme,



**FIGURE 1.1** – Carte des noyaux connus et prédits à ce jour. Le nombre de neutrons de chaque noyau est représenté en abscisse tandis que le nombre de protons est en ordonnée. La partie bleue correspond à l'ensemble des noyaux qui ont été prédit mais qui n'ont encore jamais été observés expérimentalement. Les lignes bleue et rouge représentent les *drip-lines* neutron et proton.

en particulier l'étude de la *drip-line* neutron, en effet expérimentalement, celle-ci n'a été atteinte que pour les noyaux dont le nombre de protons  $Z$  est inférieur ou égal à huit.

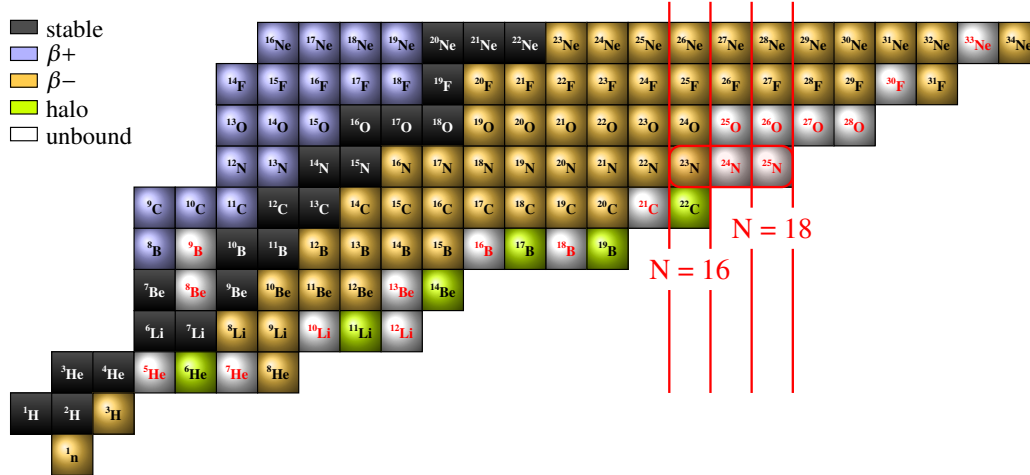
Dans ce document, nous présenterons des travaux portant sur l'étude de systèmes et d'états non liés étudiés à partir de réactions de pertes d'un ou plusieurs nucléons. En particulier, nous nous intéresserons à la l'extrémité la plus lourde de la chaîne des isotopes d'Azote en étudiant le dernier isotope lié : le  $^{23}\text{N}$ , puis nous examinerons des systèmes au delà de la *drip-line* neutron en focalisant notre attention sur le  $^{24}\text{N}$  et le  $^{25}\text{N}$ .

Ce manuscrit est divisé en cinq chapitres. Dans le premier nous tacherons de présenter les particularités de l'étude de noyaux aux limites de la stabilité neutronique ainsi que les motivations de cette étude. Nous décrirons ensuite le dispositif expérimental qui a été utilisé afin d'observer de tels noyaux. Dans un troisième temps, nous détaillerons les différentes méthodes d'analyse qui nous ont permis d'extraire les informations sur les observables d'intérêt depuis les données expérimentales. Le quatrième chapitre servira à lister l'ensemble des outils de simulations qui ont été développés et utilisés afin de comprendre ces observables. Finalement, le dernier chapitre sera consacré à la présentation ainsi qu'à l'interprétation des résultats obtenus pour les isotopes d'Azote qui font l'objet de l'étude de ce document.

## 1.1 Au delà de la stabilité

### 1.1.1 Propriétés générales des noyaux légers

Cette section se concentrera sur la description des noyaux légers ( $Z \leq 10$ ) puisqu'ils constituent le cœur de notre étude. Nous commencerons par décrire les caractéristiques propres aux noyaux stables, puis les comparerons à celles des noyaux riches en neutrons.



**FIGURE 1.2** – Carte des noyaux légers telle qu'elle est connue aujourd'hui. Les noyaux entourés en rouge sont ceux sur lesquels portent l'étude présentée dans ce document.

Malgré un nombre limité d'isotopes pour chaque élément chimique, les noyaux légers présentent de fortes disparités. Les noyaux stables possèdent les caractéristiques suivantes :

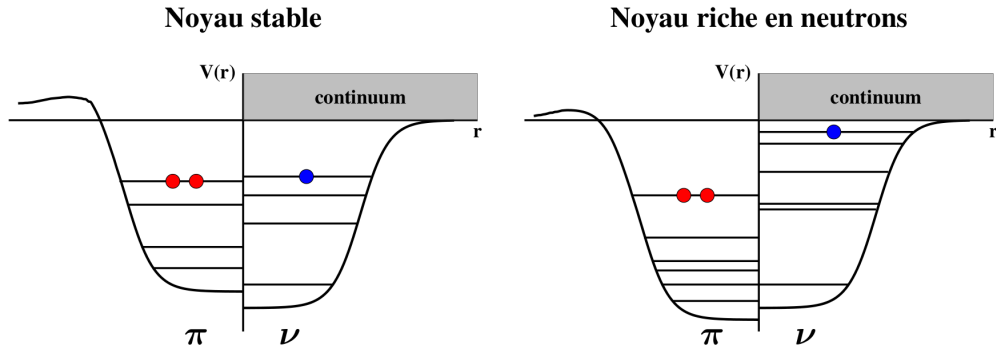
- le rapport  $N/Z$  entre le nombre de protons et de neutrons varie légèrement autour de 1.
- l'énergie de liaison des nucléons est similaire pour tous les noyaux et se situe autour de 8 MeV/nucléon. L'énergie de séparation nécessaire pour arracher un proton ( $S_p$ ) ou un neutron ( $S_n$ ) est relativement similaire.
- le rayon des noyaux peut être décrit par la formule empirique  $R = r_0 A^{1/3}$ [1], où  $r_0$  est le rayon effectif d'un nucléon<sup>1</sup> et  $A$  le nombre total de nucléons. Une telle modélisation suppose une répartition volumique homogène des nucléons dans le noyau (indépendamment de leur nature).
- la présence de plusieurs états excités liés. Ces états, dont l'énergie d'excitation varie d'un isotope à l'autre, décroissent principalement par émission de rayonnement gamma.

Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la stabilité, ces propriétés évoluent rapidement, les noyaux deviennent instables, avec des durées de vie de plus en plus courtes. Si

1.  $r_0 \sim 1,2$  fm.

les temps de vie des isotopes proches de la stabilité varient de quelques années à quelques secondes, la durée de vie des isotopes riches en neutrons chute très rapidement en dessous de la seconde, pour atteindre des temps de l'ordre de la milliseconde aux abords de la limite d'existence des noyaux. Le rapport  $N/Z$  des noyaux hors de la vallée de stabilité peut varier entre 0,6 et 4 et leurs énergies de séparation  $S_{n,p}$  ont des valeurs entre 0 et 40 MeV [2].

Lorsque ce rapport tend vers les extrêmes, les distributions radiales des protons et des neutrons peuvent se découpler de façon importante et donner lieu à des phénomènes exotiques tels que les noyaux à halo de neutrons : pour ces derniers, la distribution radiale des neutrons présente une traîne qui s'étend bien plus loin que la distribution radiale des protons. Le noyau peut alors être représenté comme un cœur plus léger autour duquel orbitent un ou plusieurs neutrons. Un phénomène similaire peut se manifester pour des halos de protons dans les scénarios où  $N/Z$  est très faible, avec pour différence que dans ce cas, cette manifestation est moins évidente du fait de la barrière Coulombienne, qui ne permet pas aux protons d'avoir une fonction d'onde spatiale aussi étendue que celle des neutrons.



**FIGURE 1.3** – Comparaison entre le potentiel des protons ( $\pi$ ) et des neutrons ( $\nu$ ) pour un noyau stable et un noyau riche en neutrons.

Dans notre étude, nous nous intéresserons à des noyaux légers riches en neutrons et notamment à des noyaux ayant un excès de neutrons tellement grand qu'ils se trouvent à la limite ( $^{23}\text{N}$ ), voire au-delà du seuil d'émission neutron ( $^{24}\text{N}$ ,  $^{25}\text{N}$ ) (voir figure 1.2). Le schéma en figure 1.3, représente une comparaison entre les potentiels typiques des noyaux stables et riches en neutrons. Pour un noyau stable, les potentiels des protons et des neutrons ont des caractéristiques similaires, exception faite de la contribution Coulombienne, qui rend le potentiel des protons moins profond. Les énergies de séparation des protons et des neutrons sont, dans ces conditions, quasiment les mêmes. Si le nombre de neutron en excès augmente, le potentiel des protons devient plus profond du fait de l'interaction  $n - p$  attractive [2]. Par conséquent l'énergie de séparation des protons devient plus grande, tandis que l'énergie de séparation des neutrons diminue rapidement, sa valeur étant proche de zéro à proximité de la *drip-line*.

De plus, les états excités liés deviennent de plus en plus rare à mesure que les isotopes se rapprochent de la *drip-line* neutron. Les derniers isotopes liés d'un élément ne possèdent,

quant à eux, généralement aucun état excité lié aussi l'étude des noyaux très riches en neutrons passe souvent par la spectroscopie des états non liés.

### 1.1.2 Structure en physique nucléaire

Les noyaux sont, comme toutes les particules subatomiques, soumis aux règles de la mécanique quantique. Notamment, leur évolution est régie par l'équation de Schrödinger. Considérons le cas simple d'une particule de masse  $m$  plongée dans un potentiel extérieur dépendant uniquement de sa position. L'équation de Schrödinger s'écrit alors [3] :

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi(\vec{r},t) + V(\vec{r})\psi(\vec{r},t) = i\hbar\frac{\partial\psi(\vec{r},t)}{\partial t}, \quad (1.1)$$

où  $V(\vec{r})$  est le potentiel subi par la particule et  $\psi(\vec{r},t)$  sa fonction d'onde. Dans le cas d'un problème à plusieurs particules interagissant les unes avec les autres, le problème est plus complexe car le potentiel ressenti par chacune des particules est fonction de l'état de toutes les autres. Cette interdépendance est connue sous le nom de problème à  $N$  corps et se rencontre dans de nombreux domaines de la physique. La complexité de ce problème croît avec le nombre de particules et, s'il est possible de le résoudre analytiquement pour de très petits nombres, le cas général est insoluble de façon exacte. On le résout alors de manière numérique et différentes méthodes ont été développées. On peut notamment citer pour les noyaux légers les techniques dites *ab initio* : NCSM (*no core shell model*), GFMC (*Green function Monte Carlo*), *Coupled Cluster*... Ces différentes techniques se heurtent cependant à différents problèmes, qui peuvent être d'ordre conceptuels ou de convergence numérique.

Une difficulté supplémentaire vient s'ajouter à ce problème, propre à la physique nucléaire : il n'existe pas de forme analytique pour le potentiel d'interaction entre deux nucléons au sein du noyau d'un point de vue fondamental. La chromodynamique quantique [4] est la théorie dans le cadre de laquelle est étudiée, au niveau fondamental, l'interaction forte qui confine les quarks au sein du noyau. Cette dernière a permis de traiter des problèmes contenant jusqu'à quatre nucléons mais se heurte à des limitations numériques lorsque les systèmes deviennent plus complexes. Aussi l'ensemble des modèles en physique nucléaire se base sur des potentiels d'interaction **effectifs**.

Historiquement, le modèle qui a rencontré un véritable succès et permis d'avancer dans notre compréhension des noyaux est le modèle à particules indépendantes. Dans ce dernier, les particules sont considérées comme entièrement indépendantes les unes des autres et baignent dans un potentiel moyen (aussi appelé champ moyen). Dans ce contexte, on peut exprimer la fonction d'onde du système comme la somme des fonctions d'onde de chaque particule indépendante qui compose notre système. Le hamiltonien du système peut alors s'écrire :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^n \hat{T}_i + \sum_{i=1}^n \sum_{j>i}^n \hat{V}_{ij} \approx \sum_{i=1}^n \hat{T}_i + \hat{U}_i, \quad (1.2)$$

où  $\hat{H}$  est le hamiltonien du système,  $\hat{T}_i$  la partie cinétique associée à la particule  $i$ ,  $V_{ij}$  le potentiel d'interaction entre les particules  $i$  et  $j$  et  $\hat{U}_i$  le potentiel effectif ressenti par la particule  $i$ .



En considérant que le potentiel est de symétrie sphérique et en y ajoutant un terme de couplage spin orbite, il est possible de montrer [3] que les niveaux d'énergie du système peuvent être obtenus comme la somme des énergies  $e_{nlj}$  des particules indépendantes. Ces dernières sont obtenues en utilisant le diagramme présenté en figure 1.4. Chaque combinaison des nombres quantiques  $n$ ,  $l$  et  $j$  caractérisent ce qu'on appelle une orbitale. Cette dernière peut contenir au maximum  $2j + 1$  nucléons possédant tous la même énergie, caractéristique de cette orbitale. L'énergie totale s'obtient en remplissant les orbitales avec les nucléons du système. Dans ce modèle, les neutrons et les protons sont découplés et remplissent chacun un diagramme similaire mais de façon indépendante. Pour construire ces diagrammes, on trie les orbitales par ordre croissant en énergie, de sorte qu'une particule indépendante présente dans une orbitale supérieure possède systématiquement une énergie plus grande que toute autre particule dans une orbitale inférieure. Les nucléons de la dernière orbitale occupée sont appelés nucléons de valence, les autres pouvant être désignés comme nucléons du cœur.

Dans ce modèle, le niveau fondamental d'un noyau est obtenu en minimisant l'énergie totale, c'est à dire en remplissant de manière croissante les orbitales avec les nucléons présent dans le noyau d'intérêt. Pour obtenir les différents états excités d'un noyau, il faut modifier cette configuration fondamentale en promouvant un ou plusieurs nucléons de valence dans des orbitales supérieures. Afin de pouvoir distinguer les différentes configurations nous utiliserons dans l'ensemble de ce document la notation suivante :

$$\pi(nlj)^{N_p} \otimes \nu(nlj)^{N_n},$$

où  $\pi(nlj)$  et  $\nu(nlj)$  représentent respectivement les orbitales des protons et des neutrons de valence, et  $N_p$  et  $N_n$  le nombre de protons et de neutrons présents dans ces orbitales. Toutes les orbitales inférieure à celles de valence sont alors supposées pleinement remplies, ce qui permet une nomenclature condensée.

Il existe des effets d'appariement entre nucléons d'une même orbitale, qui tend à abaisser leur énergie individuelle lorsqu'ils sont appariés. Cet effet est directement visible lorsqu'on observe la carte des noyaux (fig. 1.2), il est à l'origine du motif en dents de scie que l'on peut observer au long de la *drip-line* neutron : certains isotopes possédant un nombre paire de neutrons sont liés alors que l'isotope possédant un neutron de moins ne l'est pas.

Le modèle historique qui a été utilisé pour reproduire les noyaux de la vallée de stabilité en utilisant l'hypothèse de particules indépendantes est le modèle en couche [5]. Il parvient notamment à faire apparaître les nombres dits **magiques**. Les noyaux possédant un nombre magique de nucléons (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126), montrent des propriétés singulières qui ont été observées expérimentalement. Par exemple, la figure 1.5 représente l'évolution de l'énergie de séparation d'un neutron pour les noyaux possédant un nombre paire de neutrons en fonction de leur nombre de neutrons. On remarque de brusques chutes au niveau de chaque nombre magique, montrant qu'il est notablement plus difficile d'arracher un neutron quand leur nombre correspond à un nombre magique. Cette constatation est particulièrement visible pour les nombres 50, 82 et 126.

Dans le diagramme présenté en figure 1.4, les nombres magiques correspondent au nombre de nucléons nécessaires pour remplir entièrement certaines orbitales :  $1s_{1/2}$ ,  $1p_{1/2}$ ,



$1p_{3/2}$ ... Ces orbitales sont caractérisées par une séparation en énergie importante avec l'orbitale suivante. Par conséquent, promouvoir un nucléon sur une orbitale supérieure demande une grande quantité d'énergie.

Cependant, ce modèle simple montre ses limites dès lors que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité. La séparation en énergie entre deux orbitales, et même l'ordre de ces orbitales, évolue lorsqu'on se dirige vers la *drip-line* neutron. Si l'on prend l'exemple des isotopes d'oxygène, plusieurs études expérimentales [6, 7, 8] montrent que les nombres  $N = 14$  et  $N = 16$  se comportent comme de nouveaux nombres magiques alors que le nombre magique  $N = 20$  disparaît [9]. Différents calculs théoriques [10, 11] expliquent ce phénomène signant l'évolution de l'énergie des orbitales à particules indépendantes.

### 1.1.3 Structure des noyaux non liés : Résonances dans le continuum

Les noyaux proches de la *drip-line* sont très peu liés et souvent n'ont pas d'états excités liés. C'est par exemple le cas de noyaux comme le  ${}^6\text{He}$  ou le  ${}^{11}\text{Li}$ , qui n'ont pas d'état excité lié au dessus du seuil d'émission de deux neutrons. Dans ces conditions, les états excités peuvent se manifester comme des résonances. Au-delà de la *drip-line*, les noyaux deviennent instables par rapport à l'émission de particules même dans leur état fondamental. Cependant pour les noyaux non liés qui se trouvent encore proches des seuils d'émission, il est possible d'observer des états résonants, leur durée de vie  $\tau$  étant généralement associée à la largeur de la résonance  $\Gamma$  à cause du principe d'incertitude d'Heisenberg :

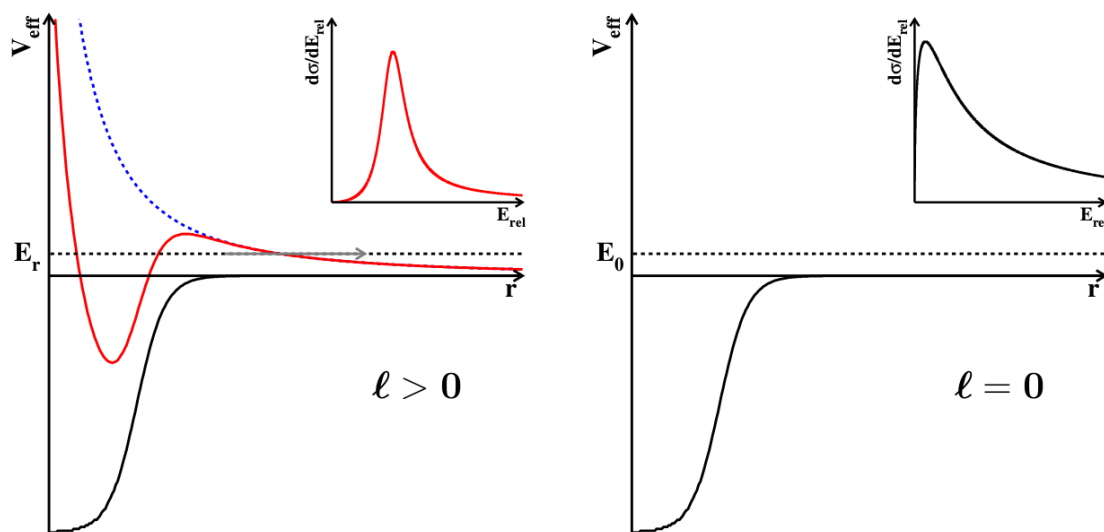
$$\Gamma\tau \sim \hbar. \quad (1.3)$$

Pour un système instable par rapport à l'émission d'un neutron, la mesure du spectre en énergie relative fragment-neutron peut révéler la présence d'états résonants. Un exemple désormais bien connu est celui des isotopes d'Hélium non liés. Par exemple le  ${}^7\text{He}$  dont l'état fondamental non lié a été observé comme une résonance dès les années soixante [12]. La difficulté pour observer ces états est qu'ils possèdent des durées de vie très courtes (de l'ordre de  $10^{-21}$  s). Par conséquent, la mesure de l'énergie de ces états ne peut être faite que de manière indirecte, suite à des réactions, en observant leurs produits de décroissance ou les autres partenaires de la réaction.

Si l'on considère seulement le mouvement relatif fragment-neutron lors d'une décroissance, l'apparition d'un état résonant dépend entièrement de la forme du potentiel subi par le neutron. Pour un neutron de moment angulaire orbital  $l$ , le potentiel effectif est donné par [13] :

$$V_{eff}(r) = V_N(r) + V_l(r) = V_N(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}, \quad (1.4)$$

où  $r$  est la distance fragment-neutron,  $\mu$  la masse réduite,  $V_N$  le potentiel nucléaire attractif créé par le fragment et  $V_l$  le potentiel répulsif centrifuge, qui dépend du moment angulaire de manière quadratique. Plus le moment angulaire  $l$  est grand, plus la barrière centrifuge sera importante, ce qui implique un confinement du neutron dans le potentiel pour une durée plus longue car la pénétrabilité de la barrière est inversement proportionnelle à sa hauteur [14]. Par conséquent pour  $l > 0$ , on obtient des états résonants dont la



**FIGURE 1.6** – À gauche, potentiel effectif subi par un neutron de moment angulaire orbital  $l > 0$ . On note qu'il présente une barrière centrifuge qui peut confiner le neutron et induire la formation d'états résonants mesurables. À droite, cas où  $l = 0$ , aucune barrière centrifuge n'est ressentie par le neutron. Les insertions en haut à droite de chaque figure représentent la section efficace différentielle en énergie relative que l'on obtient dans les deux cas.

durée de vie  $\tau$  augmente (et la largeur  $\Gamma$  diminue) avec un  $l$  plus grand. Mais pour des neutrons de moment angulaire orbital nul, la contribution du terme  $V_l$  disparaît et il n'y a plus que la barrière centrifuge (figure 1.6). Il n'est donc a priori pas possible d'observer des états résonants dans ce cas. Si cependant le spectre en énergie relative présente des structures pour une transition dont le moment angulaire orbital est nul, on parle d'**état virtuel** [15].

En réalité, une telle description s'avère trop simplifiée, car seul le mouvement relatif fragment-neutron est pris en compte et aucune hypothèse n'est faite sur la structure interne du fragment. Des modèles qui prennent en compte le couplage entre les différentes configurations du fragment prévoient en effet l'existence de résonance de type  $l = 0$  [16]. Cependant cette vision simple nous permet d'obtenir des informations qui nous renseignent sur la structure de l'état non lié.

Dans cette description, les états résonants et virtuels sont traités comme la diffusion d'un neutron sur un fragment. La section efficace différentielle en énergie relative  $E_{\text{rel}}$  pour une onde partielle de moment angulaire  $l$  peut s'écrire :

$$\frac{d\sigma_l}{dE_{\text{rel}}} = \frac{4\pi}{k_{\text{rel}}^2} (2l + 1) \sin^2 \delta_l(E_{\text{rel}}), \quad (1.5)$$

où  $k_{\text{rel}}$  est le nombre d'onde lié au moment relatif fragment-neutron et  $\delta_l$  est le déphasage de l'onde  $l$  induit par le potentiel sur la fonction d'onde du neutron. Dans le cas d'une résonance avec  $l > 0$ , le déphasage sera négligeable pour toutes les ondes partielles sauf pour la composante  $l$  résonante. La section efficace présentera alors un maximum très

prononcé à une énergie  $E_r$  et une largeur  $\Gamma$ . Dans ce cas, la forme du déphasage dans la formule 1.5 conduit à une distribution de Breit-Wigner et les deux paramètres  $E_r$  et  $\Gamma$  permettent de caractériser entièrement l'état non lié.

Pour les états virtuels ( $\ell = 0$ ), à basse énergie, il est possible de relier le déphasage la longueur de diffusion  $a_s$ . Cette grandeur nous donne une mesure de la capacité du potentiel attractif à lier le système : elle est positive pour les états liés et négative pour les non liés. À très basse énergie ( $k_{rel} \rightarrow 0$ ) il est possible de faire l'approximation :

$$\delta_0 \approx -a_s k_{rel}. \quad (1.6)$$

Dans ces conditions, la section efficace présente un maximum très près du seuil d'émission neutron, avec une traîne qui s'étend aux énergies plus élevées (figure 1.6). On peut relier qualitativement la longueur de diffusion à l'énergie de résonance correspondante en utilisant l'approximation [17] :

$$E_r \approx \frac{\hbar^2}{2\mu a_s^2}. \quad (1.7)$$

On obtient alors par exemple qu'une longueur de diffusion  $a_s = -20$  fm correspond à une énergie de résonance  $E_r = 56$  keV. Cependant cette formule n'est valable que pour la limite  $k_{rel} \rightarrow 0$ , et est utilisée ici seulement dans le but de donner une comparaison avec l'énergie de résonance.

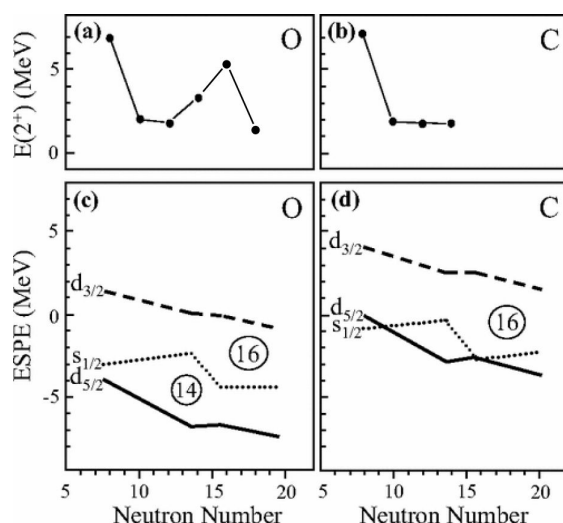
## 1.2 Motivations

### 1.2.1 Structure en couche au delà de la drip-line neutron

Dans la section 1.1.3 nous avons mentionné que le modèle simple à particule indépendante, malgré sa très bonne capacité à décrire les noyaux proches de la vallée de stabilité, atteint ses limites pour les noyaux riches en neutrons. En particulier l'ordre même des orbitales n'est souvent plus respecté lorsque l'on s'approche de la *drip-line*.

Il n'existe aucune théorie, aussi sophistiquée soit-elle, capable de prédire de façon fiable la forme de la *drip-line* sur l'ensemble de la carte des noyaux. Cela est dû à notre mauvaise connaissance des interactions nucléaire ainsi qu'à la grande importance que prennent les interactions à N-corps lorsque l'asymétrie neutron-proton devient extrême. Le comportement de la *drip-line* neutron aux alentours de  $Z = 8$  est particulièrement saisissant : Il a été montré expérimentalement que cette dernière atteint ses limites pour  $N = 16$  pour les isotopes de Carbone, Azote et Oxygène, puis monte au moins jusqu'à  $N = 22$  pour les isotopes de Fluor ( $Z = 9$ ). Les mécanismes sous-jacents à ce changement brutal, connu sous le nom d'**anomalie Oxygène**, ne sont pas encore très bien compris.

La plupart des études autour de ce sujet ont focalisé leur attention sur les isotopes d'Oxygène et de Carbone très riches en neutrons ce qui a permis de mettre en exergue l'apparition de deux nouveaux nombres magiques dans cette région :  $N = 14$  et  $N = 16$ . Pour ce faire, Stanoiu et collaborateurs ont comparé l'évolution de l'énergie du premier état excité  $2^+$  des isotopes d'Oxygène et de Carbone. En effet, la position du premier



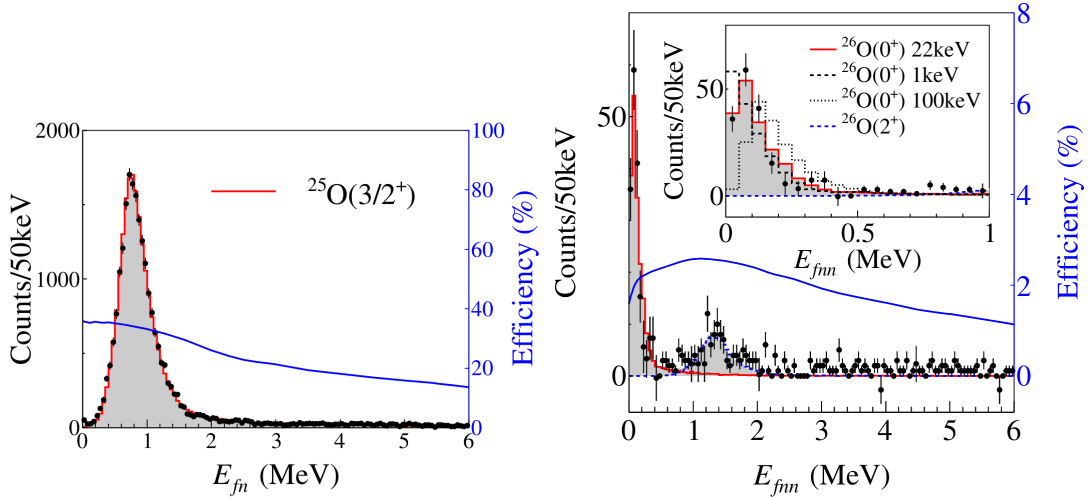
**FIGURE 1.7** – En haut, comparaison des énergies mesurées du premier état excité  $2^+$  pour les chaînes isotopiques de l’Oxygène et du Carbone. En bas, évolution des énergies des orbitales neutron uniparticule prédites par un calcul de modèle en couche. La figure est adaptée de [18] avec les résultats de [19] et [8].

état excité peut, dans un modèle simple où la configuration de cet état correspond à la promotion d’un nucléon sur l’orbitale supérieure, être utilisé pour quantifier la position relative de deux orbitales. Cette étude a montré deux comportements radicalement différents. Pour la chaîne isotopique des Oxygènes, on remarque que l’énergie de l’état  $2^+$  des deux noyaux  $^{22}\text{O}$  et  $^{24}\text{O}$  sont significativement supérieures à celle des autres isotopes d’Oxygène ce qui nous conduit à introduire  $N = 14$  et  $N = 16$  comme nouveaux nombres magiques. Ces énergies importantes s’expliquent par l’évolution relative des orbitales neutrons uniparticule  $2s_{1/2}$ ,  $1d_{5/2}$  et  $1d_{3/2}$ . Les isotopes de Carbone en revanche montrent un rapprochement des orbitales  $2s_{1/2}$  et  $1d_{5/2}$  qui deviennent dégénérées pour  $N = 16$ .

### 1.2.2 Le cas des isotopes d’Azote

Du fait de son nombre impair de protons, qui implique un plus grand nombre de couplages et qui complique les calculs théoriques, la chaîne isotopique d’Azote a moins été étudiée que ses deux voisines. Son étude est pourtant indispensable pour une meilleure compréhension de la structure des noyaux dans cette région. En particulier, l’étude de la spectroscopie du  $^{23}\text{N}$  pourra nous éclairer sur l’apparition de  $N = 16$  comme un nouveau nombre magique, le comportement des isotopes de Carbone et d’Oxygène étant dans ce cas radicalement différent.

Les premiers isotopes d’Azote non liés ( $^{24}\text{N}$  et  $^{25}\text{N}$ ) n’ont quant à eux jamais été observés expérimentalement. Cependant, les isotopes d’Oxygène  $^{25}\text{O}$  et  $^{26}\text{O}$  sont désormais bien connus [20, 21, 22, 8], et de plus il a été montré expérimentalement que les réactions de *knockout* d’un proton forment ces noyaux presque exclusivement dans leur état fondamental (voir figure 1.8). Par conséquent nous pouvons voir l’isotope de  $^{24}\text{N}$  comme le couplage d’un trou proton sur la couche  $1p_{1/2}$  avec un neutron de la couche



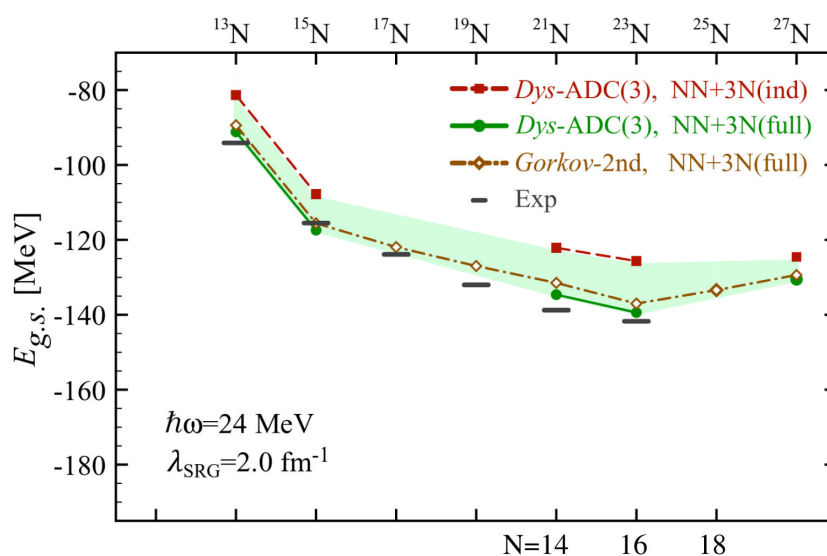
**FIGURE 1.8** – À gauche, spectre en énergie relative fragment-neutron de la voie de réaction ( $^{26}\text{F}, ^{24}\text{O}+\text{n}$ ). La courbe rouge correspond au meilleur ajustement obtenu pour l'état fondamental du  $^{25}\text{O}$ . La ligne bleue représente l'évolution de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie relative du système. À droite, spectre en énergie relative fragment-neutron-neutron de la voie de réaction ( $^{27}\text{F}, ^{24}\text{O}+2\text{n}$ ). La ligne rouge est l'ajustement de l'état fondamental du  $^{24}\text{O}$  et celle en pointillés bleus celle du premier état excité. Ces résultats ont été obtenus lors de la campagne SAMURAI-DAYONE et sont détaillés dans la référence [8].

$1d_{3/2}$  (configuration de son état fondamental). Lors d'une réaction de *knockout* de deux protons du  $^{26}\text{F}$  vers le  $^{24}\text{N}$ , nous nous attendons donc à peupler un doublet  $1^-$ ,  $2^-$ . Par un raisonnement strictement similaire, on peut s'attendre à ce que le  $^{25}\text{N}$  créé lors d'une réaction de *knockout* peuple essentiellement son état fondamental de spin-parité  $1/2^-$ .

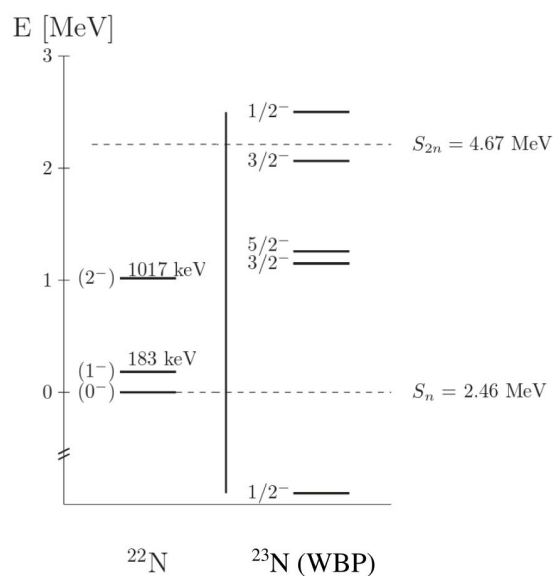
Il existe également quelques travaux théoriques qui nous éclairent sur la structure des isotopes d'Azote. Récemment, Cipollone et collaborateurs ont prédit [23], en utilisant le formalisme des **fonctions de Green auto-cohérentes** et en y ajoutant des forces à trois corps, l'énergie des états fondamentaux des isotopes d'Azote dont le nombre de neutrons est paire. La découverte des états fondamentaux des premiers isotopes non liés non permettrait de donner un nouveau point de comparaison à cette théorie qui prédit déjà que le  $^{25}\text{N}$  est non lié. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 1.9.

Des calculs de modèle en couche ont également été effectués pour prédire l'ordre ainsi que les énergies des états excités du  $^{23}\text{N}$ . Ces calculs ont été effectués à l'aide du code NUSHELLX [24] en utilisant l'interaction WBP. Les résultats de ces calculs sont présentés en figure 1.10. Le même code a permis de calculer les recouvrements spectroscopiques entre l'état fondamental du  $^{24}\text{O}$  et les différents états excités du  $^{23}\text{N}$ . Ces résultats pourront nous donner des indices sur les taux de peuplements de ces états lors de la réaction de *knockout* d'un proton du  $^{24}\text{O}$ .

Finalement, les extrapolations de masses décrites dans la référence [27] peuvent également nous donner une estimation de l'énergie des états fondamentaux de ces deux



**FIGURE 1.9** – Prédiction des énergies de liaisons des isotopes d’Azote. Les données expérimentales viennent des références [25, 26].



**FIGURE 1.10** – Prédiction de l’ordre et de l’énergie des états excités du  $^{23}\text{N}$  calculés à l’aide du code NUSHELLX et de l’interaction WBP.



noyaux. Les dernières évaluations prédisent que le seuil d'émission neutron  $S_n$  du  $^{24}\text{N}$  se situerait à une énergie de  $-0,55 \pm 0,5$  MeV tandis que le seuil d'émission de deux neutrons pour le  $^{25}\text{N}$  se situerait à  $-1,52 \pm 0,59$  MeV.

### 1.3 Approche expérimentale

Il existe différents mécanismes de réactions qui peuvent être utilisés pour produire des systèmes proches de la *drip-line* neutron. Dans le cas des systèmes étudiés dans ce document, les durées de vie sont trop courtes ( $\sim 10^{-21}$  s) pour que les noyaux d'intérêt soient observés directement. Il est donc essentiel de reconstruire leur propriétés à travers les produits de la décroissance.

#### 1.3.1 Réactions pour sonder les systèmes non liés

Le choix du type de réaction utilisé pour étudier un noyau dépend du type d'observable que l'on souhaite explorer mais aussi d'autres facteurs plus techniques que physiques. En particulier l'énergie et l'intensité du faisceau utilisé, la section efficace du processus de réaction et diverses caractéristiques du dispositif expérimental. En effet, au terme d'une expérience, nous voulons obtenir des informations physiques **significatives** et pour cela, nous avons besoin de produire un nombre d'événements suffisant pour nos observables. Celui-ci peut être écrit de la manière suivante :

$$N_{det} = N_{inc} \rho x \sigma \varepsilon, \quad (1.8)$$

où  $N_{det}$  correspond au taux de comptage des produits de la réaction considérée,  $N_{inc}$  au nombre de particules incidentes défini par l'intensité du faisceau,  $\rho x$  correspond à l'épaisseur de la cible en fonction de sa densité (soit le nombre de centres diffuseurs qu'elle contient),  $\sigma$  est la section efficace de réaction (c'est à dire la probabilité que l'isotope incident interagisse dans la cible) et  $\varepsilon$  est l'efficacité totale du système de détection utilisé.

Comme il est particulièrement difficile de produire des faisceaux de noyaux très riches en neutron, les intensités des noyaux incidents sont relativement limitées (typiquement inférieures à  $10^5$  pps contre  $10^{12}$  pps pour des noyaux stables). Il est donc nécessaire que les autres facteurs de l'équation 1.8 soient le plus grands possibles pour obtenir un nombre d'événement suffisant. La section efficace du processus de réaction est donc l'un des critères déterminants dans le choix de la réaction à utiliser cependant d'autres facteurs peuvent entrer en compte. Le paragraphe suivant sera donc consacré à la présentation de différents types de réaction et à leur propriétés propres.

Afin de produire des systèmes non liés, il est possible d'utiliser le processus de transfert de nucléons à partir de faisceaux stables ou radioactifs. Dans ces réactions, un ou plusieurs nucléons sont échangés entre le projectile et la cible pour produire le système désiré. Afin de maximiser la probabilité de telles réactions (et atteindre des sections efficaces de l'ordre de  $\sigma \sim 1 - 100$   $\mu\text{b}$ ), les faisceaux utilisés possèdent généralement une énergie dans une gamme allant de quelques MeV/nucléon à environ 10 MeV/nucléon. L'énergie d'excitation du système formé et les distributions angulaires des produits sont dans ce cas les observables privilégiées, pouvant fournir des informations sur les niveaux d'énergie peuplés ainsi que sur leur moment angulaire.

Un autre processus utilisable afin de produire des systèmes non liés est la cassure de noyaux, qui a lieu à des énergies élevées. Dans ce cas, un ou plusieurs nucléons sont arrachés très rapidement au noyau incident et le reste du projectile continue avec une énergie proche de celle du faisceau. Ces processus ont une section efficace élevée par rapport aux réactions de transfert ( $\sigma \sim 1 - 100$  mb), et l'énergie plus haute du faisceau permet d'utiliser des cibles plus épaisses afin de compenser les faisceaux de faible intensité. De plus dans le cas des réactions en cinématique inverse (c'est à dire si le projectile est plus lourd que la cible), les produits de réactions sont fortement focalisés vers l'avant ce qui permet, avec un dispositif expérimental adapté, de grandement améliorer l'efficacité géométrique de détection. Dans le cadre des études de systèmes riches en neutrons, il est possible de subdiviser ces réactions selon le type de nucléons arrachés :

- la réaction de perte d'un neutron à partir d'un noyau à halo de deux neutrons. Ces réactions peuvent être utilisées pour sonder les sous systèmes non liés fragment+n de certains noyaux à halo de deux neutrons. C'est une partie du travail de la thèse de Sylvain Leblond [28], qui a étudié le  $^{18}\text{B}$  ainsi que le  $^{21}\text{C}$  lors de la campagne SAMURAI-DAYONE. Dans ce genre de réactions, la configuration du neutron dans le système fragment-neutron peuplé reflète celle des deux neutrons de valence du noyau à halo de deux neutrons.
- la réaction de perte d'un ou plusieurs protons fortement liés à partir d'un projectile riche en neutrons. Lors de ces dernières, si le processus se passe à une échelle de temps très courte par rapport à celle du mouvement des nucléons à l'intérieur du noyau, on peut considérer que la configuration des neutrons n'est pas perturbée ( $\delta l_n = 0$ ). Cela nous permet d'avoir une sélectivité dans le peuplement des états non liés du système fragment-neutron que nous allons former selon le projectile utilisé. Dans le reste du document, de telles réactions seront mentionnées sous le nom de *knockout* d'un ou plusieurs protons.
- les réactions de fragmentation du projectile. Dans ce cas, plusieurs nucléons sont arrachés en même temps, ou des neutrons sont émis par l'éjectile de façon séquentielle après le *knockout* des protons. Les mécanismes qui interviennent dans ce genre de réaction sont plus complexes et la configuration des neutrons dans le système final n'est pas nécessairement celle du projectile. De plus, la présence de plusieurs neutrons qui ne proviennent pas de la décroissance du noyau non lié étudié peut constituer une source de bruit de fond plus ou moins importante selon la réaction étudiée. Elles sont donc généralement plus difficiles à analyser que les réactions de *knockout* de protons mais elles leur sont complémentaires car elles permettent de peupler les systèmes non liés étudiés dans des configurations différentes.

Dans les résultats présentés dans ce document, deux de ces réactions ont été utilisées : le *knockout* de protons et la fragmentation. Nous verrons dans le chapitre 5 que ces deux méthodes sont bien complémentaires et nous permettent de tirer des informations différentes sur la structures de noyaux non liés.

### 1.3.2 Spectroscopie par masse invariante

Comme nous l'avons déjà évoqué plusieurs fois dans ce chapitre, il n'est pas possible d'effectuer une mesure directe de l'énergie des états non liés qui font l'objet d'étude

de ce document car leur temps de vie est extrêmement court. Il est donc nécessaire de la reconstruire à partir des produits de leur décroissance en vol. Lors de la campagne SAMURAI-DAYONE, la méthode que nous avons utilisé est appelée **spectroscopie par masse invariante**. Cette dernière est basée sur la mesure de la cinématique complète de la réaction, c'est à dire, sur la détection et la caractérisation de tous les produits de la décroissance en vol. Dans le cas général, l'énergie totale d'un système relativiste peut s'écrire :

$$E^2 = \vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4, \quad (1.9)$$

où  $E$  représente l'énergie totale du système,  $p$  son impulsion,  $m$  sa masse et  $c$  la célérité de la lumière. Afin de simplifier les formules, nous poserons pour la suite  $c = 1$ . À partir de cette relation, nous pouvons écrire la masse d'un système à partir du quadrivecteur  $(E, \vec{p})$  :

$$M^2 = (E, \vec{p})^2 = E^2 - \vec{p}^2. \quad (1.10)$$

On peut alors en déduire la masse  $M_{inv}$  d'un système non lié composé de  $n$  particules comme :

$$M_{inv} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i\right)^2}, \quad (1.11)$$

où  $E_i$  représente l'énergie totale associée à la particule  $i$  et  $p_i$  son impulsion. Il est ensuite possible de reconstruire l'énergie relative  $E_{rel}$  entre les particules à partir de la masse invariante  $M_{inv}$  du système, en lui soustrayant la masse au repos  $m_i$  de chacune des particules :

$$E_{rel} = M_{inv} - \sum_{i=1}^n m_i \quad (1.12)$$

Une façon de comprendre simplement la signification physique de cette grandeur est de se placer dans le cas d'un système à deux corps (typiquement un fragment et un neutron) et d'appliquer l'approximation classique. L'équation 1.12 devient alors :

$$E_{rel} \approx \frac{1}{2} \mu v_{rel}^2 = \frac{1}{2} \mu (\vec{v}_n - \vec{v}_f)^2, \quad (1.13)$$

où  $v_{rel}$  est la vitesse relative entre la vitesse du fragment  $v_f$  et celle du neutron  $v_n$  et  $\mu$  la masse réduite du système qui peut s'écrire à partir des masses individuelles du fragment  $m_f$  et du neutron  $m_n$  :

$$\mu = \frac{m_n m_f}{m_n + m_f}. \quad (1.14)$$

L'énergie relative peut donc être vue comme une grandeur qui caractérise le mouvement relatif entre les particules en voie de sortie.

La suite des calculs présentés ici aura pour but de montrer que l'énergie relative correspond également à l'énergie disponible lors de la décroissance d'un système non lié. Pour cela, on peut réécrire l'énergie relative en fonction de l'énergie d'excitation  $E_x$  à partir de la masse  $M$  du système au repos [17] :

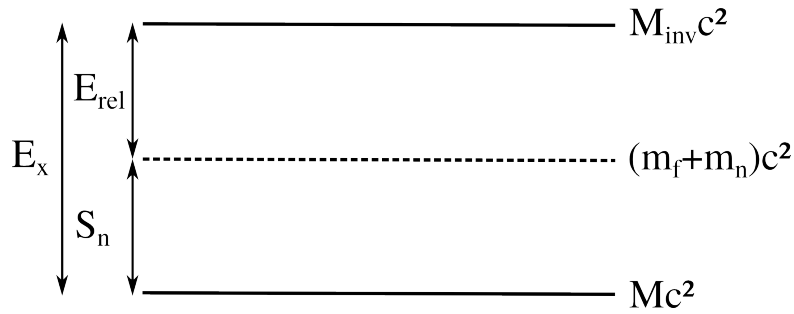
$$E_x = M_{inv} - M = E_{rel} + \sum_{i=1}^n m_i - M. \quad (1.15)$$

Les deux derniers termes de cette équation correspondent à la définition de l'énergie de liaison des nucléons. Dans le cas d'un système instable vis à vis de l'émission d'un neutron (ce qui correspond à la plupart des cas qui nous intéressent ici), on obtient donc :

$$E_{rel} = M_{inv} - (m_f + m_n), \quad (1.16)$$

et l'équation 1.15 devient :

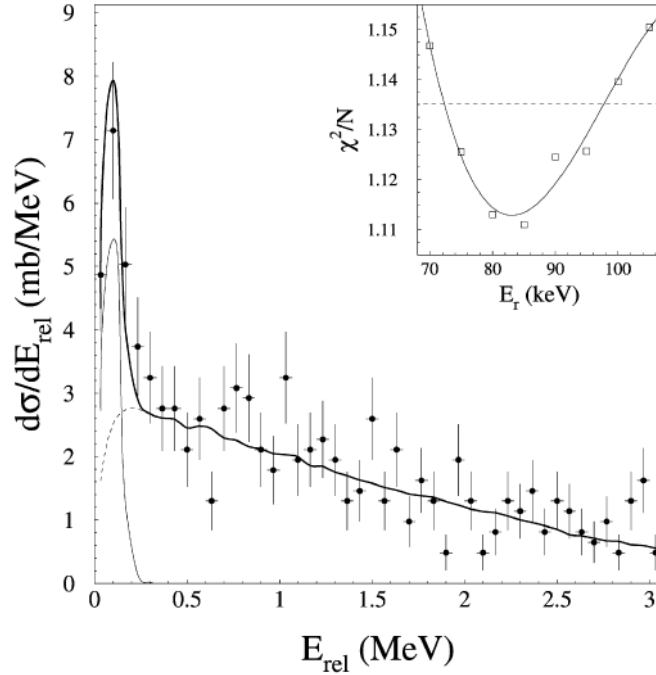
$$E_x = E_{rel} + S_n. \quad (1.17)$$



**FIGURE 1.11** – Schéma représentatif de la relation entre l'énergie de décroissance et l'énergie d'excitation dans le cas d'un système fragment-neutron.

En résumé, l'énergie relative correspond au mouvement relatif entre les particules en voie de sortie, et ce mouvement dépend de l'énergie dont le système non lié dispose pour décroître. L'avantage de la masse invariante et de l'énergie relative d'un point de vue expérimental est que ce sont des invariants relativistes et qu'ils sont donc indépendants du référentiel dans lequel on les calcule. Aussi la mesure des grandeurs cinétiques des différentes particules en voie de sortie dans le laboratoire peuvent nous donner directement accès au continuum des noyaux non liés.

La technique de la masse invariante a été utilisée avec succès dans de nombreuses expériences pour produire des systèmes non liés. Un exemple du type de résultat que l'on peut obtenir grâce à cette technique est présenté en figure 1.12. Le spectre présenté est celui du  $^{16}\text{B}$  obtenu par réaction de *knockout* d'un proton lors d'une expérience effectuée au GANIL en 1999, il est caractérisé par un état étroit très proche du seuil d'émission neutron. Lors de la campagne SAMURAI-DAYONE, une grande quantité de  $^{16}\text{B}$  a été formée et la forme du spectre en énergie relative  $^{15}\text{B}+n$  étant très caractéristique, il a été utilisé pour vérifier l'exactitude de l'ensemble des étalonnages de notre système expérimental ainsi que des techniques d'analyse.

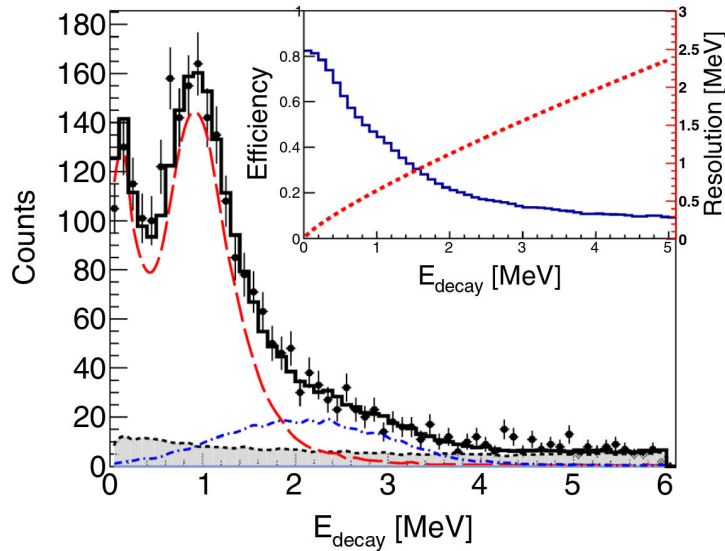


**FIGURE 1.12** – Spectre en énergie relative du  $^{16}\text{B}$  obtenu via le knockout d'un proton à partir du faisceau de  $^{17}\text{C}$  à 35 MeV/nucléon [29]. Le spectre montre deux contributions : un état résonant très étroit proche du seuil ( $E_r = 85 \pm 15$  keV,  $\Gamma = 0,5$  keV) et une distribution non corrélée continue.

La spectroscopie par masse invariante requiert la détection, et la mesure de l'impulsion, de la totalité des produits de la décroissance. Dans la plupart des cas cette dernière consiste en un fragment chargé accompagné d'un ou plusieurs neutrons. Cependant il arrive que la décroissance se fasse vers un état excité lié du fragment. Cet état décroît ensuite par émission d'un ou plusieurs photons gamma dont il faut tenir compte dans le calcul de la masse invariante :

$$M_{inv} = \sqrt{(E_n + E_f + E_\gamma)^2 - (\vec{p}_n + \vec{p}_f + \vec{p}_\gamma)^2} \quad (1.18)$$

où  $E_\gamma$  est l'énergie du rayonnement gamma détecté et  $p_\gamma$  son impulsion. La présence d'états excités liés dans les fragments étudiés complexifie grandement l'étude des systèmes non liés. En effet nous ne connaissons pas a priori le schéma de décroissance des états non liés sondés, de plus nous ne détectons pas les rayonnement gamma avec une efficacité de 100%, il n'est donc pas possible de corriger événement par événement l'énergie relative mesurée en rajoutant l'énergie des photons détectés en coïncidence. Pour ces raisons nous reconstruisons donc toujours le spectre en énergie relative en supposant que le fragment a été peuplé dans son état fondamental. Nous pouvons cependant, en utilisant une étude en coïncidence des spectre en énergie relative fragment-neutron et du spectre de rayonnement gamma, tirer des conclusions sur la possibilité qu'un état non lié soit peuplé à travers un état excité du fragment. Un exemple de ce genre d'étude sera présenté dans le chapitre 5.



**FIGURE 1.13** – Spectre en énergie relative fragment-neutron du  $^{23}\text{N}$  obtenu via le *knockout* d'un proton à partir du faisceau de  $^{24}\text{O}$  à 83 MeV/nucléon [30]. Le meilleur ajustement a été obtenu à l'aide de deux résonances : l'une à 1,1 MeV (pointillés rouges) et une à 2,4 MeV (pointillés bleus). L'efficacité et la résolution expérimentales sont insérées en haut à droite.

## 1.4 Systèmes et réactions étudiés

Dans ce travail de thèse, les états excités du  $^{23}\text{N}$  ont été étudiés via trois réactions distinctes : le *knockout* d'un proton à partir du  $^{24}\text{O}$ , la fragmentation à partir du  $^{27}\text{Ne}$  et lors de diffusions inélastiques. Les systèmes non liés  $^{24}\text{N}$  et  $^{25}\text{N}$  ont quant à eux été étudiés à travers les réactions de *knockout* de deux ou trois protons. Dans cette section, nous présenterons les résultats expérimentaux déjà obtenus sur ces systèmes par le passé.

### 1.4.1 Le $^{23}\text{N}$

Une seule expérience a été effectuée pour peupler les états non liés du  $^{23}\text{N}$  via la réaction de *knockout* à partir du  $^{24}\text{O}$ . Cette expérience a été réalisée par Jones et collaborateurs au NSCL (*National Superconducting Cyclotron Laboratory*) avec un faisceau d'ions de 83 MeV/nucléon en utilisant une cible de Deuterium liquide [30]. Le spectre reconstruit par masse invariante (figure 1.13) présente deux structures claires, l'une proche du seuil d'émission neutron et l'autre autour de 1 MeV d'énergie relative fragment-neutron. Ces deux dernières ont été interprétées comme un même état (le premier état excité  $3/2^-$ ) qui, lors de sa décroissance, peuplerait parfois l'état fondamental du  $^{22}\text{N}$  mais aussi parfois ses états excités.

Cette interprétation se base sur les calculs de modèle en couches qui ont été discutés dans la section 1.2.2 qui ne prédisent pas d'état excité proche du seuil d'émission neutron. Cependant, l'expérience ne possédait pas de détecteur de rayonnement gamma pour confirmer cette hypothèse. En ce basant sur ces mêmes calculs, Jones et collaborateurs

ont également utilisé une résonance large autour de 2,4 MeV d'énergie relative pour décrire leur spectre. Cette résonance est interprétée comme le deuxième état  $3/2^-$  du  $^{23}\text{N}$ .

### 1.4.2 Le $^{24}\text{N}$ et le $^{25}\text{N}$

Les deux premiers isotopes d'Azote non liés n'ont jamais été observés.

Les résultats obtenus lors de l'étude des isotopes d'Oxygène  $^{25}\text{O}$  et  $^{26}\text{O}$  couplés à quelques considérations théoriques simples peuvent tout de même nous donner une idée de ce que nous pouvons attendre.

Pour le  $^{24}\text{N}$ , nous devrions, lors de la réaction de *knockout* de deux protons du  $^{26}\text{F}$ , peupler un doublet  $1^-, 2^-$ .

Pour le  $^{25}\text{N}$ , nous devrions, lors de la réaction de *knockout* de deux protons du  $^{27}\text{F}$ , peupler son état fondamental  $1/2^-$ .

## Chapitre 2

# Dispositif expérimental

Les noyaux étudiés dans ce document n'existant pas à l'état naturel sur Terre, un dispositif complexe est nécessaire, à la fois pour les produire et les étudier. La suite de ce chapitre s'articulera donc essentiellement autour de deux axes. En premier lieu nous examinerons comment sont créés les isotopes d'intérêt puis nous décrirons les appareils qui ont été utilisés pour détecter l'ensemble des produits des réactions nucléaires mises en jeu durant cette étude.

### 2.1 La campagne SAMURAI-DAYONE

La campagne SAMURAI-DAYONE a été effectuée en 2012 au RIKEN Nishina Center (Japon). Ce laboratoire possède un accélérateur d'ions lourds permettant de produire des noyaux légers riches en neutrons à des intensités élevées. La campagne avait pour principaux objectifs l'étude, grâce à un même dispositif expérimental, des états non liés des isotopes de Bore et de Carbone proches de la *dripline* neutron ainsi que celle des premiers isotopes d'Oxygène non liés ( $^{25}\text{O}$  et  $^{26}\text{O}$ ). Lors de cette campagne, de nombreux autres noyaux ont été produits, tels que les isotopes d'Azote les plus riches en neutrons et c'est sur l'étude de ces derniers que portera l'essentiel de ce document.

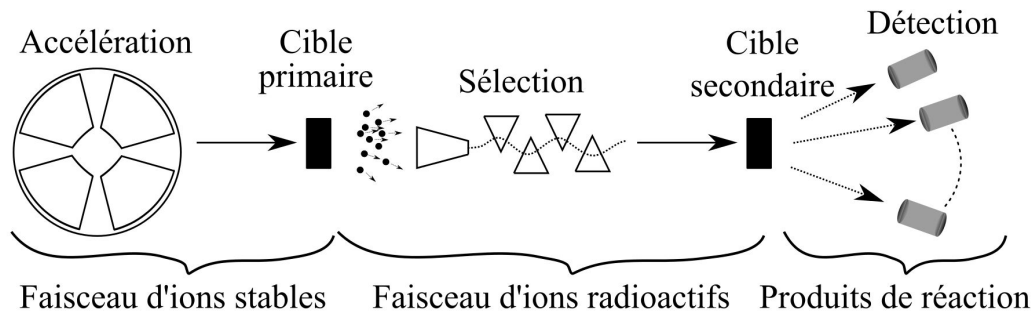
### 2.2 La production des noyaux d'intérêt

#### 2.2.1 Produire un faisceau radioactif à RIKEN

La production de faisceaux d'ions aussi exotiques que ceux nécessaires à l'étude des isotopes d'Azote les plus riches en neutrons ( $^{24}\text{O}$ ,  $^{26}\text{F}$ ,  $^{27}\text{F}$ ...) s'effectue en plusieurs étapes. En premier lieu, on crée un faisceau d'ions stables (ici de  $^{48}\text{Ca}$ ) à partir de l'ionisation d'un matériau qui est généralement raffiné afin d'augmenter la concentration de l'isotope d'intérêt. Les ions ainsi créés sont extraits du plasma produit à l'aide de champs électriques, puis conduits vers l'installation dédiée à leur accélération (cyclotrons et accélérateurs linéaires). Ces équipements utilisent de forts champs électrique afin d'accélérer les ions tandis que des aimants permettent d'assurer la conduction du faisceau en courbant sa trajectoire grâce aux champs magnétiques qu'ils engendrent.

A partir d'un faisceau d'ions stables, il existe différentes techniques pour produire un faisceau d'ions radioactifs. Au laboratoire du RIKEN le choix s'est porté sur la tech-





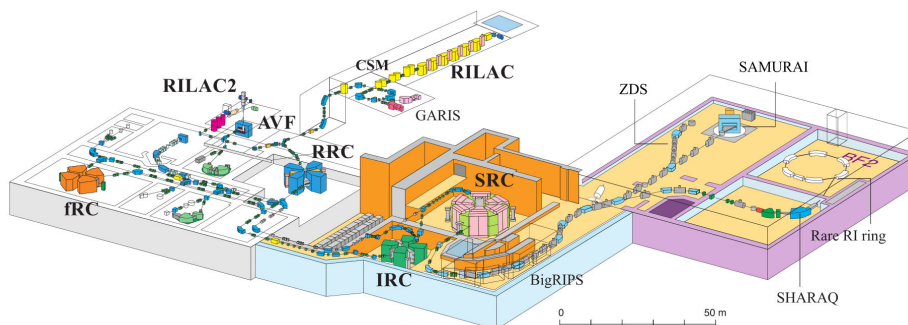
**FIGURE 2.1** – Vue schématique représentant les différentes étapes nécessaires à la réalisation d'une expérience utilisant un faisceau radioactif.

nique dite de **fragmentation en vol**. Cette dernière consiste à envoyer un faisceau d'ions stables à grande vitesse (ici 345 MeV/nucléon) sur une cible mince (dans le cas de SAMURAI-DAYONE, une cible de Beryllium a été utilisée). La collision des noyaux du faisceau et de la cible provoque des réactions nucléaires qui émettent des ions radioactifs de masse et de charge plus faibles que celles du projectile. Le faisceau ainsi produit, dit **cocktail** du fait de la grande variété d'espèces qui le composent, traverse la cible et, cette dernière étant suffisamment fine, poursuit sa trajectoire à une vitesse proche de sa valeur initiale.

La fragmentation en vol est particulièrement adaptée à l'étude de noyaux dont la durée de vie est très courte. En effets, les noyaux radioactifs produits par cette méthode sont dès leur création dotés d'une vitesse proche de la vitesse faisceau (soit dans notre cas environ 60% de la vitesse de la lumière) et peuvent ainsi être rapidement transportés aux zones expérimentales. Les inconvénients de cette méthode étant la nature très **cocktail** du faisceau produit qui complexifie l'identification de la réaction d'intérêt ainsi que la largeur de la distribution en vitesse des ions produits.

### 2.2.2 L'accélérateur du RIKEN : RIBF

L'installation produisant le faisceau primaire au RIKEN est nommée RIBF (*Radioactive Ion Beam Factory*) et présentée en figure 2.2. Sa partie la plus ancienne (début des années 1990 [31]), appelée RARF (RIKEN Accelerator Research Facility), est composée d'un cyclotron à secteurs séparés (RRC) ainsi que de deux injecteurs : un accélérateur linéaire (RILAC) et un cyclotron (AVF). Afin d'étendre les capacités de l'accélérateur et "l'exotisme" des noyaux étudiés au RIKEN, trois cyclotrons à secteurs séparés (fRC, IRC et SRC) ont été ajoutés à l'installation déjà existante. Le RILAC2, un accélérateur linéaire, a également été construit afin d'obtenir des faisceaux très intenses d'ions lourds (U, Xe...). L'ensemble de l'installation permet d'avoir accès à une vaste gamme d'ions stables à une intensité de l'ordre de  $10^{12}$  particules par seconde (pps) [32]. L'énergie maximale de ces faisceaux dépend de l'isotope considéré mais varie entre 350 et 440 MeV/nucléon. Durant SAMURAI-DAYONE, le faisceau primaire contenait du  $^{48}\text{Ca}$  à 345 MeV/nucléon et avait une intensité d'environ  $8 \times 10^{11}$  pps.



**FIGURE 2.2** – Vue schématique de l'installation RIBF au RIKEN. Durant la campagne SAMURAI-DAYONE, un faisceau d'ions de  $^{48}\text{Ca}$  a été accéléré à partir de l'accélérateur linéaire RILAC jusqu'au cyclotron SRC. Après fragmentation sur la cible de Be, le faisceau radioactif a été trié dans le séparateur de fragments BigRips avant d'être envoyé dans l'aire expérimentale de SAMURAI.

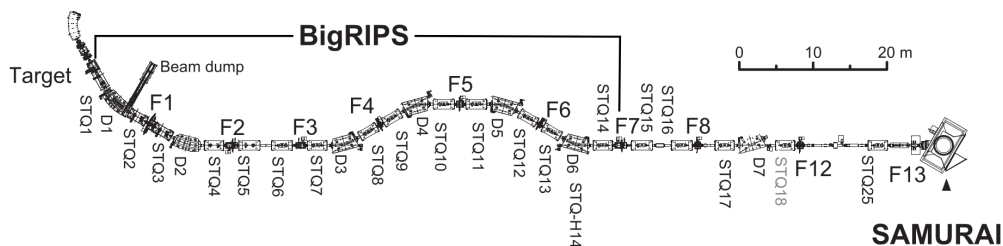
### 2.2.3 Le séparateur de fragments : BIGRIPS

Le faisceau primaire produit par le RIBF est fragmenté en un **cocktail** de noyaux contenant dans des proportions diverses un ensemble très large de noyaux de charges et de masses inférieures à celle de l'isotope primaire. Or seule une petite fraction de ce **cocktail** est intéressante pour les études menées lors de la campagne. Le temps de réponse des détecteurs de la chaîne d'acquisition n'étant pas nul, il est important de faire un tri des isotopes d'intérêt afin de ne pas saturer les détecteurs d'informations concernant des noyaux qui ne seront pas étudiés : c'est le rôle du séparateur de fragments BIGRIPS. Ce dernier est constitué de différents aimants dont le champ magnétique courbe la trajectoire des ions. La courbure de chaque isotope dépend de sa charge, sa masse et sa vitesse. On définit alors sa rigidité magnétique ( $B\rho$ ) comme le produit de la courbure de la trajectoire par le champ magnétique :

$$B\rho = \frac{p}{Q} = \frac{\gamma mv}{Q} \sim \frac{A u_a}{Z e} \gamma v, \quad (2.1)$$

où  $p$  représente la quantité de mouvement de la particule,  $v$  sa vitesse,  $\gamma$  le facteur de Lorenz associé,  $Q$  sa charge,  $m$  sa masse,  $Z$  son numéro atomique et  $A$  son nombre de masse.  $u_a$  et  $e$  sont respectivement la constante de masse atomique et la charge de l'électron. Grâce à cette relation, on peut, en modifiant la valeur des champs magnétiques successifs le long de la ligne de BIGRIPS ainsi qu'en insérant des fentes horizontales sur la trajectoire du faisceau, ne sélectionner qu'une partie des isotopes du **cocktail** de départ.

Une vue de BIGRIPS est présentée dans la figure 2.3. Cette ligne, qui s'étale sur plus de 75 m, est composée de sept dipôles supraconducteurs (labellisés D1 à D7) disposés entre la cible primaire (F0) et le plan focal F7. A ces dipôles sont ajoutés des quadrupôles (STQ1-25) dont le rôle est de focaliser le faisceau afin de minimiser les pertes durant son transport le long de la ligne.



**FIGURE 2.3** – Vue schématique du séparateur de fragments BIGRIPS. Les différents dipôles sont labellisés D1 à D7, tandis que les quadrupôles qui permettent la focalisations du faisceaux sont numérotés STQ1 à STQ25.

## 2.3 Caractéristiques du faisceau

### 2.3.1 Énergie du faisceau

La mesure de l'énergie des ions est effectuée par mesure de temps de vol événement par événement grâce à quatre lattes de scintillateurs plastiques situés le long de la ligne faisceau. Les positions de chacune des lattes sont détaillées dans le tableau 2.1. La distance entre les détecteurs étant connues, il est possible de remonter à l'énergie des particules en calculant leur vitesse.

Les scintillateurs plastiques sont communément utilisés en physique nucléaire du fait de leurs propriétés : ils permettent des mesures précises de temps de vol et sont assez résistants aux rayonnements ionisants. Lorsqu'une particule chargée traverse un plastique scintillant, elle provoque l'excitation des molécules de celui-ci. Leur désexcitation se fait par émission isotrope de photons dans le domaine du visible.

Cette lumière est récoltée par un photomultiplicateur (PM) à l'une des extrémités du matériau et ainsi convertie en un signal électrique proportionnel à l'intensité du signal lumineux. Ce signal est ensuite analysé pour déterminer un temps de déclenchement ou bien pour déterminer la quantité de lumière produite par le passage de la particule.

Dénomination	Position relative	épaisseur
	mm	mm
F3	-83600	3,0
F7	-36617	3,0
SBT1	-40	0,5
SBT2	+40	0,5

**TABLEAU 2.1** – Propriétés des différents détecteurs plastiques disposés sur la ligne faisceau. Les distances relatives sont données par rapport au milieu des deux détecteurs SBT.

La désexcitation des molécules du plastique suit une loi exponentielle dont la constante de temps est de quelques nanosecondes, ce qui permet d'obtenir une résolution en temps de l'ordre de 500 ps. Les plastiques utilisés le long de BIGRIPS sont recouverts d'un isolant luminescent et deux photomultiplicateurs sont disposés à chacune des extrémités des lattes. Appliquer des conditions de coïncidence entre les deux PM permet de réduire les sources de bruit. Durant l'expérience SAMURAI-DAYONE, deux plastiques fins appelés SBT (Secondary Beam Trigger) ont été placés à 8 cm d'intervalle le long de l'axe du faisceau. Ils ont la particularité d'être beaucoup plus fins que les autres plastiques afin de minimiser la probabilité de réaction dans le matériau. Ils ont pour fonction de déclencher l'acquisition de données et servent de référence en temps pour l'intégralité des autres détecteurs de l'expérience.

### 2.3.2 Charge des ions

La charge des ions est déterminée grâce à une chambre d'ionisation, nommée ICB (*Ion Chamber for Beam*), placée juste après les deux SBT. Elle mesure  $260(H) \times 250(V) \times 511(P)$  mm<sup>3</sup> et sa zone active  $150(H) \times 150(V) \times 420(P)$  mm<sup>3</sup>. Elle est remplie d'un mélange de 90% d'Argon et de 10% d'Isobutane à pression atmosphérique et est pourvue de 21 fils, 11 cathodes et 10 anodes, disposés verticalement le long de la chambre.

Le principe de fonctionnement de tous les détecteurs gazeux de l'expérience est similaire. Ils possèdent une chambre hermétique remplie de gaz au sein duquel des électrodes appliquent une tension. Le passage d'une particule chargée dans le gaz provoque l'ionisation de ses molécules et, si le champ électrique est suffisamment fort, les paires électrons-ions ainsi créés dérivent respectivement vers la cathode ou l'anode avant d'avoir le temps de se recombiner. Cette dérive induit un signal sur les électrodes dont la charge est directement proportionnelle à l'énergie perdue par la particule au cours de l'ionisation.

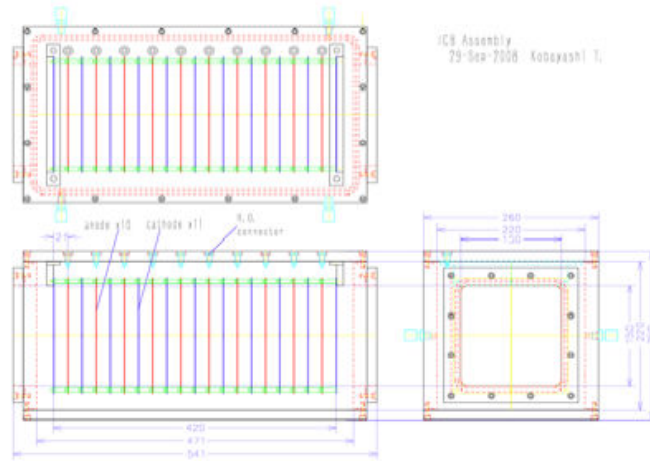
C'est cette information qui est utilisée pour déterminer le numéro atomique de la particule incidente dans l'ICB grâce à la relation de **Bethe-Bloch** :

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2}. \quad (2.2)$$

Dans cette équation  $\Delta E$  représente la perte d'énergie dans le gaz,  $Z$  le numéro atomique de l'ion et  $v$  sa vitesse. Une fois calibré, l'ICB permet de déterminer la charge des ions incidents avec une résolution allant de  $\sigma_Z = 0,18$  pour les isotopes de Bore à  $\sigma_Z = 0,14$  pour les isotopes d'Oxygène.

### 2.3.3 Masse des ions

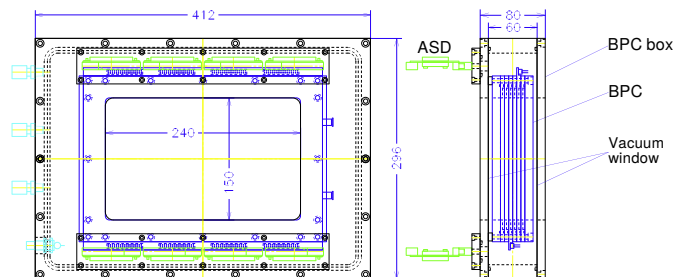
La masse des noyaux du faisceau est aussi déterminée par un détecteur gazeux. Ce dernier est un compteur proportionnel appelé BPC (*Beam Proportional Chamber*) placé perpendiculairement à la trajectoire du faisceau dans le plan focal F5. De section rectangulaire, ses dimensions sont  $412(H) \times 296(V) \times 80(P)$  mm<sup>3</sup>. La BPC est remplie d'Isobutane à la pression de 50 Torr. Elle est conçue pour mesurer la rigidité magnétique, événement par événement, des ions incidents. Pour cela, elle est pourvue de deux rangées de fils verticaux, distants de 4 mm les uns des autres. Les deux plans de fils sont encadrés par des feuilles de Kapton aluminisées jouant le rôle de cathodes.



**FIGURE 2.4** – *Présentation en coupe de l'ICB. Les dimensions indiquées sont en millimètres.*

L'objectif du détecteur étant différent de celui de l'ICB, la tension appliquée au sein de la BPC est bien plus importante, entraînant un régime de fonctionnement différent. En effet la tension appliquée est tellement importante que les paires électrons-ions créés par le passage d'une particule chargée dans le gaz acquièrent suffisamment d'énergie pour elles même ioniser d'autres molécules de gaz et ainsi créer une **avalanche** électronique. Ce phénomène diminue la relation de proportionnalité entre courant mesuré et énergie déposée dans le détecteur, mais produit un signal bien plus fort sur les anodes.

Le barycentre des positions des fils touchés est reconstruit afin de déterminer la position horizontale moyenne du faisceau. Le plan F5 étant dispersif en moment, les ions sont dispersés le long du plan focal selon leur rigidité magnétique. La position du barycentre permet d'estimer la déviation de l'ion par rapport à la **trajectoire centrale**. Les propriétés optiques du dipôle étant bien connues, cette déviation permet de remonter à la valeur absolue de la rigidité magnétique. Enfin la rigidité magnétique de chaque ion permet de déterminer son rapport masse sur charge grâce à la formule du  $B\rho$  (2.1).



**FIGURE 2.5** – *Présentation en coupe de la BPC. Les dimensions indiquées sont en millimètres.*

### 2.3.4 Trajectoire des ions

La dernière donnée importante afin d'identifier les propriétés du faisceau est sa trajectoire. Cette dernière est déterminée grâce à deux chambres à dérive appelées BDC1 et BDC2 (*Beam Drift Chamber*). Ces deux chambres sont placées après l'ICB et sont séparées d'une distance de 1 m. Elles ont une section carrée de dimensions  $320(H) \times 320(V) \times 120(P)$  mm<sup>3</sup>, dont une zone active de  $94(H) \times 94(V) \times 90(P)$  mm<sup>3</sup>. Les deux chambres sont remplies d'Isobutane à la pression de 100 Torr. Elles disposent de 8 plans de 16 fils disposés horizontalement (X) et verticalement (Y). Ces plans, distants de 4,8 mm les uns des autres, sont répartis successivement par groupes de deux de même orientation de la façon suivante :  $X_1X'_1Y_1Y'_1X_2X'_2Y_2Y'_2$ . Dans un même plan, les fils sont espacés de 5 mm. Pour deux plans successifs de même orientation, les fils sont décalés d'un plan à l'autre de 5 mm afin de maximiser le recouvrement spatial. Une feuille de Kapton aluminisé de 8  $\mu$ m est placée entre chaque plan de fils et joue le rôle de cathode.

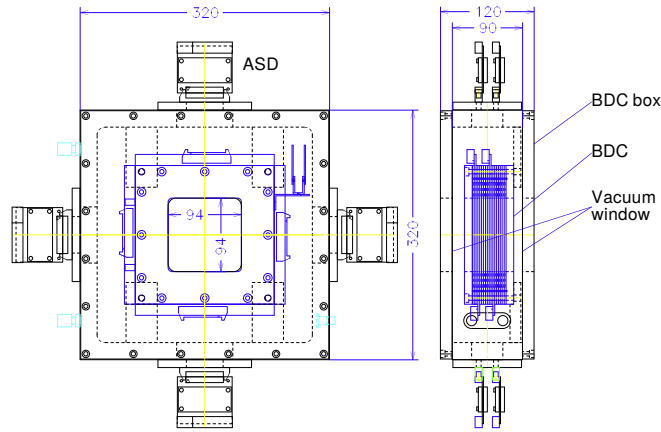


FIGURE 2.6 – Présentation en coupe d'une BDC. Les dimensions indiquées sont en millimètres.

## 2.4 Détection des produits de la réaction

L'ensemble des détecteurs décrits dans les paragraphes précédents nous ont permis de caractériser entièrement les ions du faisceau (nature, charge, énergie...) ainsi que de reconstruire leurs points d'impact sur la cible. Cependant le centre d'intérêt de notre étude est constitué des éventuels produits de fragmentation de ce faisceau produits lors des interactions avec la cible. Plus précisément, puisque nous étudions des systèmes non liés, ce sont les produits de décroissance des noyaux d'intérêt que nous devons caractériser. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la méthode de spectroscopie par masse invariante utilisée lors de ces expériences nécessite la cinématique complète de l'ensemble de ces produits de décroissance pour être utilisable.

Dans ce but, nous disposons d'un détecteur de rayonnements gamma, d'un multidétecteurs neutrons et d'un ensemble *dipôle*, chambres à dérive, détecteurs plastique pour les fragments chargés. L'objectif de la section suivante sera de décrire chacun d'eux.

### 2.4.1 Détection des rayonnements gamma : DALI2

Les fragments produits lors des collisions entre le faisceau et la cible peuvent être dans des états excités et éventuellement émettre des photons gammas lors de leur désexcitation. C'est pourquoi un détecteur gamma est situé tout autour de la cible de production. DALI2 est un détecteur  $4\pi$  composé de 140 cristaux d'Iodure de Sodium indépendants qui ont été conçus de manière à entourer la chambre de réaction et disposés sur treize anneaux perpendiculaires à l'axe du faisceau.

L'identification des photons ayant déposé de l'énergie dans les cristaux se fait grâce à la quantité de lumière récoltée. Une fois étalonné, DALI2 permet de reconstruire l'énergie d'une source  $\gamma$  de  $^{137}\text{Cs}$ , avec une résolution en énergie d'environ 9% (FWHM) pour les photons de 662 keV.

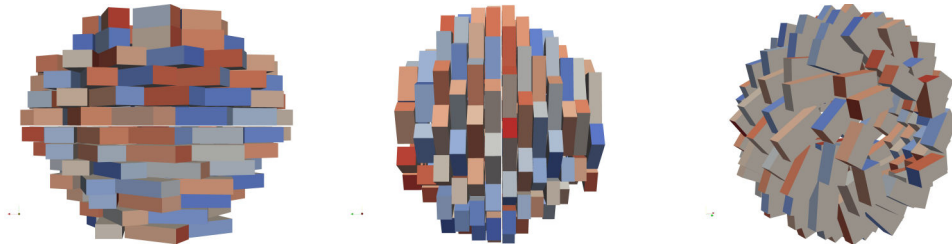


FIGURE 2.7 – Vue schématique de DALI2 dans la configuration SAMURAI-DAYONE.

### 2.4.2 Le dipôle magnétique

SAMURAI (*Superconducting Analyser for Multi particles from Radio Isotope beams*) est un aimant supraconducteur qui permet de reconstruire les propriétés des particules chargées émises lors de réactions nucléaires. Il a été conçu afin d'être utilisé lors d'expériences nécessitant la cinématique complète des réactions, telles que la spectroscopie par masse invariante des états non liés de noyaux exotiques [33]. Les sujets de physique visés étant assez diverses (*Coulomb breakup* pour les noyaux riches en neutron et riches en protons, étude des résonances géantes et pygmées, *knockout* de nucléons afin d'étudier des états non liés ou les états fondamentaux de noyaux non liés...) le dispositif a été conçu de manière à être très adaptable. L'aimant est composé de deux pôles concentriques de 2 m de diamètre séparés par 88 cm, entre lesquels est installée une grande chambre à vide de 80 cm de hauteur. Ce dispositif est installé sur une base rotative qui permet de tourner l'aimant de  $-5^\circ$  à  $95^\circ$ .

SAMURAI permet de créer un champ magnétique verticale relativement homogène pouvant atteindre jusqu'à 3,1 T entre les pôles pour un courant de 563 A (voir un exemple de carte de champ en figure 4.1). Un tel champ permet une séparation des fragments chargés (en charge et en masse) d'environ  $5\sigma$  pour une énergie de 250 MeV/u et un rapport  $A/Z \sim 3$ . De plus la grande taille de la chambre à vide permet de couvrir une large acceptation angulaire pour les produits de réaction :  $\pm 10^\circ$  horizontalement et  $\pm 5^\circ$  verticalement. La chambre possède également deux sorties, l'une pour les neutrons et l'autre pour les particules chargées.

De la même manière que pour le faisceau, l'identification des particules chargées formées lors des réactions utilise conjointement une mesure de temps de vol et de rigidité magnétique. Afin d'avoir accès au  $B\rho$ , deux chambres à dérive sont positionnées avant et après l'aimant de manière à reconstruire les trajectoires des fragments chargés. Ces dernières sont appelées FDC1 et FDC2.

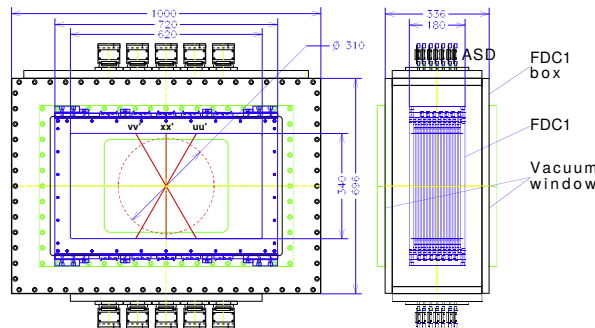
### 2.4.3 Les chambres à dérive

#### FDC1

La FDC1 est une chambre à dérive dont le principe de fonctionnement est similaire à la BDC1 et à la BDC2. Elle est située entre DALI2 et la fenêtre d'entrée de SAMURAI. De section rectangulaire, elle a pour dimensions  $1000(H) \times 696(V) \times 336(P)$  mm<sup>3</sup> dont une zone active cylindrique de dimensions  $310(D) \times 180(P)$  mm<sup>2</sup>. Celle-ci est remplie d'Isobutane à la pression de 50 Torr. Sa large fenêtre d'entrée,  $620(H) \times 340(V)$  mm<sup>2</sup>, permet de minimiser l'interaction des neutrons dans la chambre. Dans le détecteur sont répartis 14 plans de 32 fils jouant le rôle d'anodes. Ces plans sont espacés de 10 mm les uns des autres, pour chacun d'eux l'écartement entre deux anodes est de 5 mm.

Contrairement aux BDC, la FDC1 ne possède pas de plans de fils horizontaux (pour des raisons de contraintes mécaniques). À la place, des plans nommés U et V, dont les fils sont disposés avec un angle de  $-30^\circ$  et  $30^\circ$  par rapport à la verticale, sont utilisés. L'utilisation simultanée de ces deux types de plans permet de reconstruire la composante horizontale par interpolation.

De la même façon que pour les BDC, les plans de la FDC1 se succèdent par paires de deux plans de même type, les positions des fils de ces plans étant décalées de 2,5 mm afin de maximiser l'efficacité de détection. La succession des plans de fils est la suivante :  $X_1X'_1U_1U'_1V_1V'_1X_2X'_2U_2U'_2V_2V'_2X_3X'_3$ . Afin de pouvoir assurer un champ électrique au sein de la chambre, 15 plans verticaux de Kapton aluminisé sont insérés entre les plans d'anodes. L'interpolation des positions reconstruites sur ces 15 plans permet à la FDC1 de déterminer la position des ions du faisceau avec une précision de 100  $\mu$ m (RMS) et une efficacité de 100%.



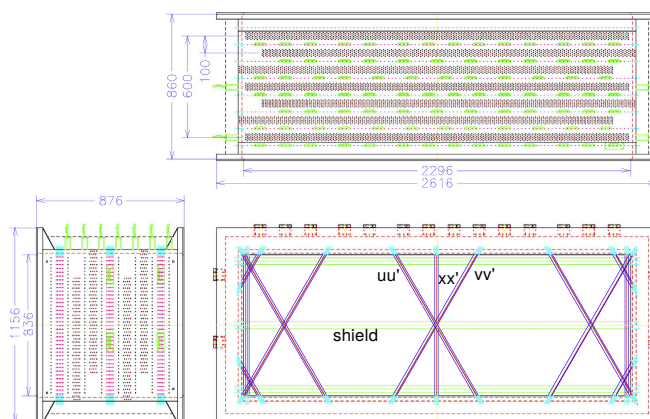
**FIGURE 2.8** – Présentation en coupe de la FDC1. Les dimensions indiquées sont en millimètres.



## FDC2

La FDC2 est située en aval du dipôle magnétique, à environ 1 m de la fenêtre de sortie de SAMURAI. C'est également une chambre à dérive mais de dimensions bien plus importantes que les précédentes :  $2616(H) \times 1156(V) \times 876(P)$  mm<sup>3</sup> dont une zone active de  $2296(H) \times 836(V) \times 653(P)$  mm<sup>3</sup>. Les fils sont disposés selon 14 plans dans la configuration X, U ou V (voir figure 2.9) selon la configuration suivante : les plans sont composés de 112 fils, ils sont regroupés par groupes de deux plans de même orientation séparés de 15 mm et décalés de 5 mm afin de maximiser le recouvrement spatial. Dans un même plan, les fils sont séparés de 10 mm et les groupes de plans sont séparés de 100 mm. Chacun des fils est ainsi entouré de 6 autres fils répartis sur un maillage hexagonal jouant le rôle de cathodes.

La succession des plans de fils dans la FDC2 est la suivante :  $X_1 X'_1 U_1 U'_1 V_1 V'_1 X_2 X'_2 U_2 U'_2 V_2 V'_2 X_3 X'_3$ . La zone active est remplie d'un mélange d'hélium et d'isobutane à la pression atmosphérique. La position des ions dans la FDC2 est reconstruite par interpolation avec une précision d'environ 120  $\mu$ m (RMS) et une efficacité intrinsèque de 100 %. Sa large zone active lui permet également de couvrir une grande partie des trajectoires provenant de la fenêtre de sortie de SAMURAI.



**FIGURE 2.9** – Présentation en coupe de la FDC2. Les dimensions indiquées sont en millimètres.

### 2.4.4 L'Hodoscope

L'Hodoscope est un mur de 16 lattes de plastique scintillant de dimensions  $100(H) \times 1200(V) \times 10(P)$  mm<sup>3</sup>. Ces dernières sont placées verticalement les unes à côté des autres sur un support qui maintient leur centre à 2 m au dessus du sol. La couverture de l'Hodoscope étant inférieure à la taille de la FDC2, ce support est mobile afin de pouvoir optimiser la position du détecteur selon la rigidité magnétique des noyaux d'intérêt. Les lattes sont équipées de deux photomultiplicateurs placés à chaque extrémité. La coïncidence des signaux de ces deux PM est nécessaire pour accepter les événements et nous permet à la fois d'accéder au temps de vol des fragments chargés ainsi qu'à la charge qu'ils ont déposée dans les lattes. Ces deux informations nous permettent d'identifier les frag-

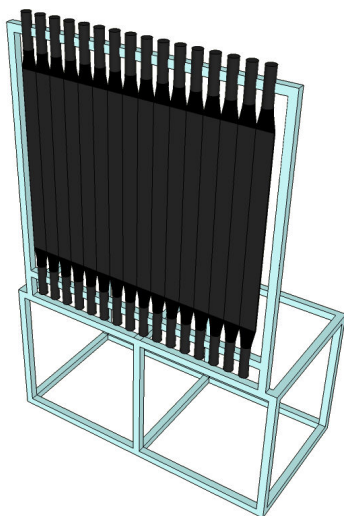


FIGURE 2.10 – Vue schématique de l'Hodoscope.

ments et, en les combinant avec le  $B\rho$  reconstruit à partir de la trajectoire, de déterminer entièrement son quadrivecteur énergie-impulsion.

#### 2.4.5 Détection des neutrons : NEBULA

NEBULA est le détecteur de neutrons utilisé pendant l'expérience. Il est constitué de 120 lattes de scintillateur plastique réparties sur deux murs séparés d'un mètre l'un de l'autre. Chaque mur se décompose en deux couches de 30 scintillateurs de section rectangulaire  $120(H) \times 1800(V) \times 120(P)$  mm<sup>3</sup>. Chacune de ces lattes est équipée de deux photomultiplicateurs situés à leurs extrémités. La position de l'interaction est fondamentale pour reconstruire correctement le quadrivecteur énergie-impulsion des neutrons. Pour cela la position dans les directions X et Z est prise au milieu de la latte touchée (donnant chacune lieu à une incertitude de  $\pm 6$  cm) et la position verticale est calculée à partir de la différence en temps entre les déclenchements des deux photomultiplicateurs. Le *commissioning* de mars 2012 a permis de montrer que la résolution en impulsion de cette reconstruction est de  $\sigma_p/p = 0,57\%$  pour une énergie neutron de  $E_n = 200$  MeV [33].

Afin de s'affranchir de la détection des particules chargées dans les scintillateurs, des véto sont positionnés devant chaque mur. Ces véto sont des scintillateurs d'épaisseur suffisamment faible pour avoir une efficacité de détection neutron négligeable, mais cependant suffisante pour permettre la détection d'éventuelles particules chargées. Ainsi, si un événement est à la fois détecté dans le veto et dans NEBULA, on pourra supposer que c'est une particule chargée.

Les neutrons ne subissant pas l'effet du champ magnétique de SAMURAI, ils continuent leur trajectoire focalisée vers l'avant. Il a donc été choisi de placer un détecteur de neutrons à onze mètres de la cible le long de l'axe du faisceau. Les neutrons n'étant pas sensibles aux interactions coulombiennes, ils n'interagissent que par interaction forte. Leur détection n'est donc pas directe mais induite par le signal du noyau de recul issu de réactions nucléaires. Le principal mécanisme utilisable aux énergies de l'expérience



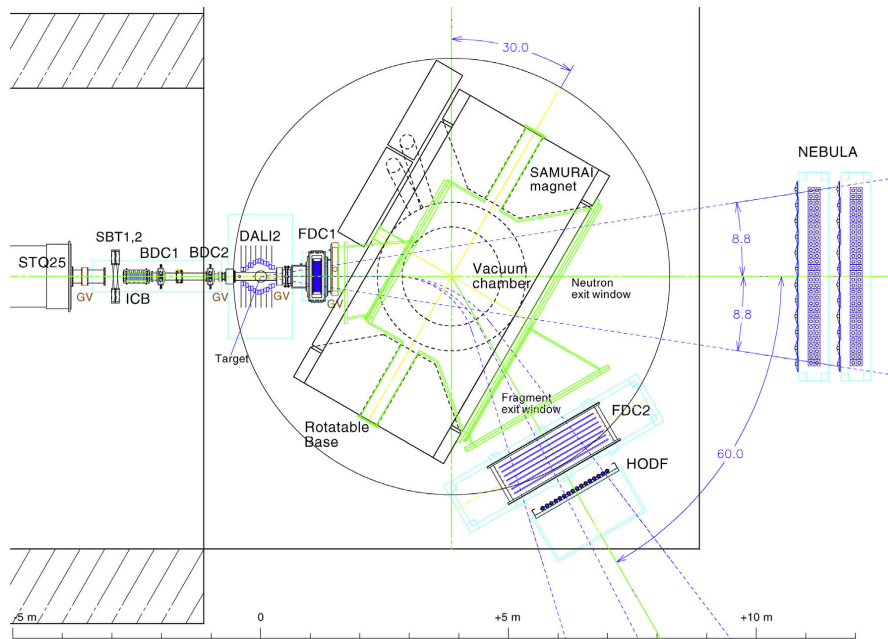
FIGURE 2.11 – Photographie du détecteur de neutrons NEBULA.

(quelques centaines de MeV/nucléon) est de provoquer une collision avec un noyau. Par conséquent l'énergie déposée dans le détecteur n'est absolument pas proportionnelle à l'énergie incidente du neutron, c'est pourquoi la seule façon de déterminer cette énergie est d'utiliser une mesure du temps de vol (ToF) entre la cible et NEBULA. Une deuxième conséquence de cette détection indirecte est qu'un même neutron peut être détecté plusieurs fois dans NEBULA. En effet après avoir diffusé sur un noyau du plastique, un neutron peut parfaitement interagir avec un autre noyau situé dans une autre latte du détecteur. Ce phénomène appelé diaphonie (ou *crossstalk*) complique l'étude des voies de réactions pour lesquelles on observe plusieurs neutrons en voie de sortie. La façon dont est traité ce problème est détaillée dans la section 3.4.4.

Pour avoir une meilleure résolution sur l'énergie une longue base de temps de vol est nécessaire. Ainsi un compromis a été trouvé avec l'acceptance géométrique de la détection afin d'avoir la meilleure résolution en énergie possible. L'acceptance géométrique d'un détecteur étant fonction sa couverture en angle solide par rapport au point d'émission des particules, cette grandeur permet de décrire la probabilité que les particules d'intérêt pour une expérience passent à travers du détecteur. Dans notre expérience, la couverture angulaire du premier mur de NEBULA était de  $\pm 8,8^\circ$  horizontalement et  $\pm 4,4^\circ$  verticalement, ce qui compte tenu des énergies faisceau utilisées, correspond à une acceptance de 100% pour les événements pour lesquels l'énergie relative fragment-neutron est inférieure à 2 MeV.

## 2.5 Électronique et système d'acquisition

La quantité de signaux à traiter dans une expérience telle que SAMURAI-DAYONE est énorme. La somme des voies électroniques de l'ensemble des détecteurs est de plusieurs milliers et il n'est donc pas réalistiquement possible d'enregistrer chacune d'entre elles en permanence. C'est pourquoi il est nécessaire de déterminer des grandeurs rapidement mesurables qui détermineront pour chaque événement si les données doivent être enre-



**FIGURE 2.12** – Vue schématique de la salle expérimentale et présentation des différents détecteurs.

gistrées ou non. C'est le rôle du système d'acquisition des données et il sera décrit dans le paragraphe suivant.

La construction du système d'acquisition pour les détecteurs utilisés au RIKEN est rendue complexe par deux facteurs : leur grand nombre ainsi que l'étendue "géographique" sur lesquels ils sont dispersés (plus de 100 m entre la cible de production et les aires expérimentales). Le choix a pourtant été fait de centraliser, pour toute l'installation, le déclenchement de l'acquisition des événements [34]. L'avantage d'un tel système est qu'il permet le déclenchement synchrone des données de tous les détecteurs et ainsi de reconstruire directement les événements physiques. Cependant, un tel système requiert la disponibilité de l'intégralité des détecteurs de l'expérience. Or chaque détecteur dispose d'un temps caractéristique (dit **temps mort**) pendant lequel il ne peut pas mesurer d'événement physique. Choisir un déclenchement commun limite donc la fréquence d'acquisition de l'expérience à la vitesse du détecteur le plus lent.

Le module en charge de déterminer quels événements doivent être enregistrés est appelé GTO (pour *General Trigger Operator*). Ce module interprète les signaux logiques envoyés par les modules de détection et, à partir d'un réglage défini par l'utilisateur, décide si l'enregistrement doit avoir lieu. Les grandeurs physiques sur lesquelles pouvaient jouer l'utilisateur afin de déterminer si un événement devait être enregistré étaient :

- La présence d'ions dans le faisceau incident (signal dans les deux SBT).
- La présence de rayonnement  $\gamma$  (signal dans au moins un des cristaux de DALI2).
- La présence de fragments chargés dans SAMURAI (signal dans l'hodoscope).

- La présence de neutrons (signal dans NEBULA).

La construction des signaux logiques de chacun de ces modules est présentée par les schémas des figures 2.13 2.14 2.15 et 2.16. Dans le cas des détecteurs plastiques le déclenchement d'un signal logique suppose la coïncidence des signaux des deux photomultiplicateurs. Pour les multidétecteurs (DALI2, NEBULA...) le signal logique est construit comme l'union de tous les signaux individuels des modules qui le composent.

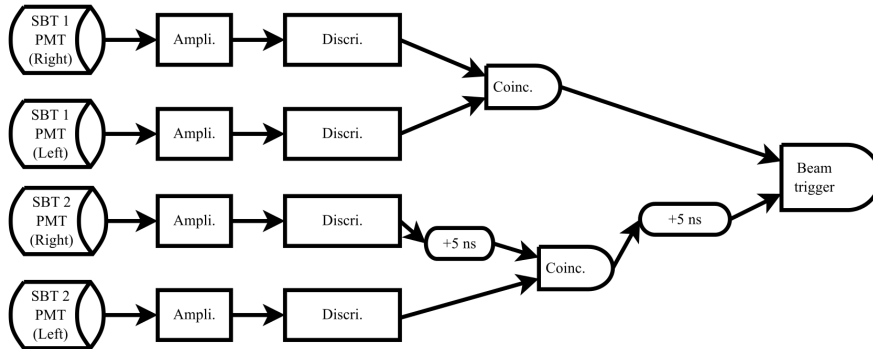


FIGURE 2.13 – Logique de déclenchement associé au faisceau.

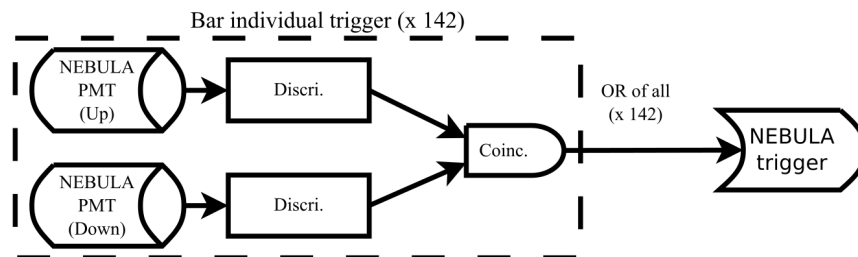


FIGURE 2.14 – Logique de déclenchement de NEBULA.

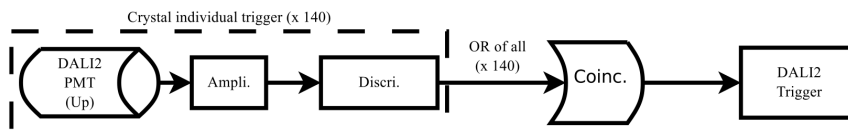


FIGURE 2.15 – Logique de déclenchement de DALI2.

Le GTO tel qu'il a été utilisé durant la campagne SAMURAI-DAYONE est présenté dans la figure 2.17. une hiérarchie a été créée à partir des quatre signaux que recevait les GTO afin de déterminer quelles coïncidences pouvaient déclencher l'acquisition des données. Ces réglages n'étaient pas statiques et ont été modifié suivant les faisceaux incident afin de minimiser le temps mort de l'acquisition.

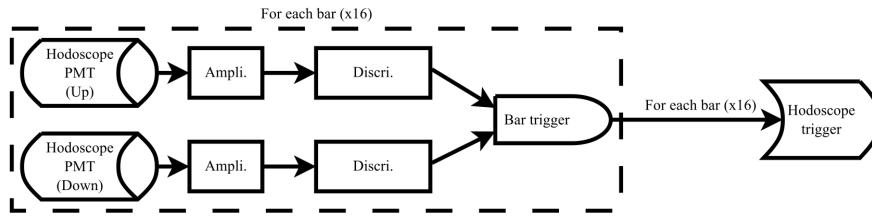


FIGURE 2.16 – Logique de déclenchement de l'Hodoscope.

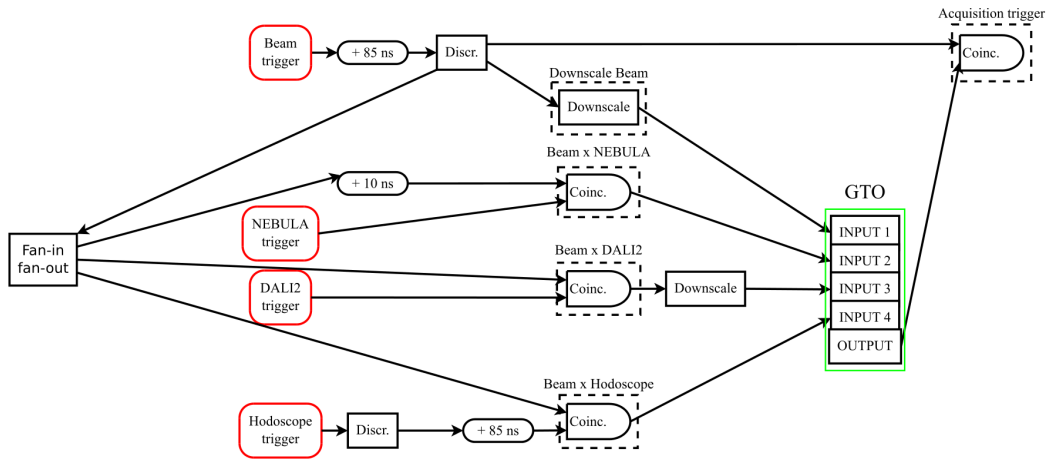


FIGURE 2.17 – Logique de déclenchement de l'acquisition.

Les différents réglages utilisés durant la campagne sont récapitulés dans le tableau 2.2. Dans tous les cas la coïncidence du signal faisceau (venant des SBT) a été imposé afin d'assurer qu'une réaction avait bien lieu. Pour les réglages dans lesquels le taux de production du faisceau était particulièrement important, seule une fraction du taux de comptage (1/10,1/200,1/1000...) appelé *Downscale* a été utilisé.

Réglage faisceau	Cible	Déclenchement utilisé	Durée (h)	Temps mort (%)
$^{22}\text{C}$	Carbone	DSB(/1)	24	21
$^{22}\text{C}$	Vide	DSB(/10) + NEBULA + DALI	11	7
$^{22}\text{C}$	Carbone	DSB(/10) + NEBULA + DALI	10	11
$^{28}\text{Ne}/^{27}\text{F}$	Carbone	DSB(/1000) + NEBULA + DALI(/40)	20	38
$^{28}\text{Ne}/^{27}\text{F}$	Carbone	DSB(/1000) + DALI	1	23,33
$^{28}\text{Ne}/^{27}\text{F}$	Vide	DSB(/1000) + NEBULA + DALI(/40)	5	13
$^{23}\text{O}/^{22}\text{N}$	Carbone	DSB(/1000) + NEBULA + DALI	3	39
$^{23}\text{O}/^{22}\text{N}$	Carbone	DSB(/200) + NEBULA + DALI(/4)	18	21
$^{23}\text{O}/^{22}\text{N}$	Vide	DSB(/50) + NEBULA + DALI(/2)	5	21
$^{27}\text{Ne}/^{26}\text{F}$	Carbone	DSB(/200) + B×N×H + DALI(/20)	18	29
$^{27}\text{Ne}/^{26}\text{F}$	Vide	DSB(/200) + B×N×H + DALI(/20)	3	12

**TABLEAU 2.2** – *Récapitulatif des différents réglages de déclenchement utilisés selon les faisceaux incidents durant la campagne SAMURAI-DAYONE. DSB (/X) correspond au taux de déclenchement du faisceau divisé par X (DownScale Beam) et de même DALI (/X) correspond au taux de déclenchement de DALI2 divisé par X.*

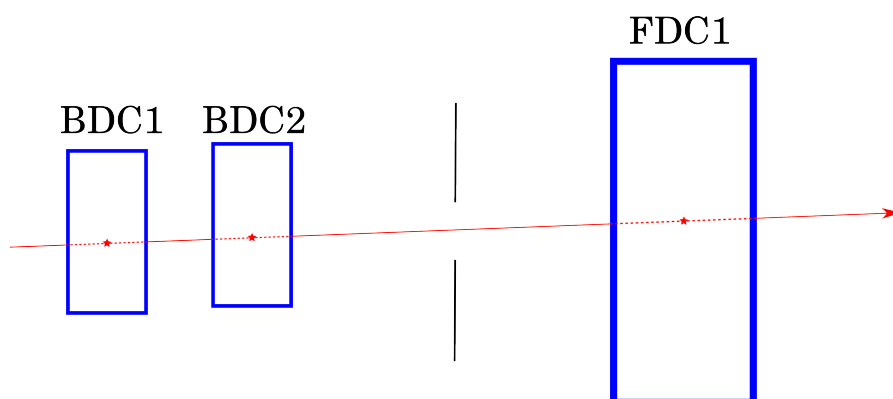
## Chapitre 3

# Analyse des données

### 3.1 Le faisceau

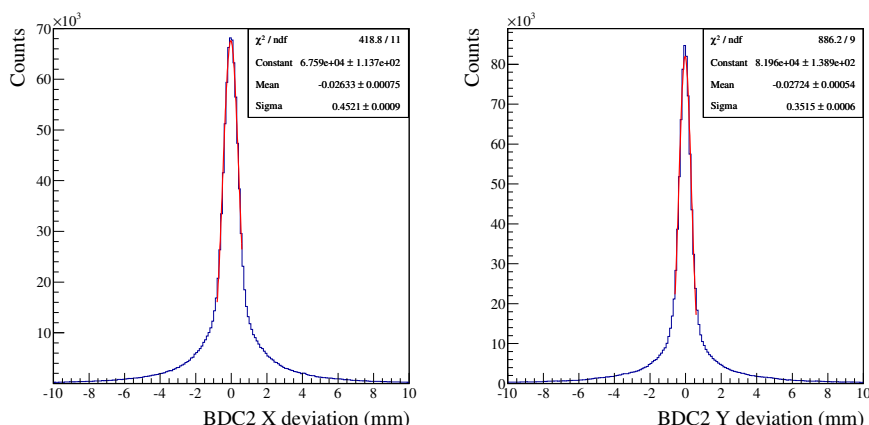
#### 3.1.1 Alignement géométrique des chambres

L'une des données fondamentales de l'expérience est de connaître la position exacte à laquelle a lieu l'interaction dans la cible lors des processus étudiés. La profondeur est inconnue car nous n'utilisons pas de cible active, aussi l'interaction est-elle supposée toujours avoir lieu au milieu de la cible. En revanche la position transversale dans le cadre peut être extrapolée à partir des positions mesurées dans les chambres à dérive placées devant la cible (BDC). Afin de s'assurer la meilleure précision possible sur la position relative des BDC les unes par rapport aux autres, nous utilisons la procédure suivante. Lors des runs sans cible, la position des ions dans la BDC2 est interpolée à partir de celle mesurée dans la BDC1 et la FDC1. On fait ensuite la différence entre cette position interpolée et la position mesurée par la BDC2. Si la distribution ainsi créée n'est pas parfaitement centrée en 0, un offset correspondant à la valeur moyenne de la distribution sera appliquée à toutes les valeurs de positions trouvées en BDC2 ce qui permet de réaligner les chambres hors ligne.



**FIGURE 3.1** – *Vue schématique de la procédure d'alignement des chambres à dérive. La position reconstruite dans la BDC2 est comparée à celles interpolée depuis la BDC1 et la FDC1.*





**FIGURE 3.2** – Mesure de l’alignement relatif des BDC. Les graphes représentent la distribution de l’écart entre la position mesurée en BDC2 et celle reconstruite à partir de la BDC1 et de la FDC1. Les données utilisées proviennent d’un run de  $^{27}\text{Ne}$  sur cible vide.

### 3.1.2 Détermination du temps de vol et de la rigidité magnétique

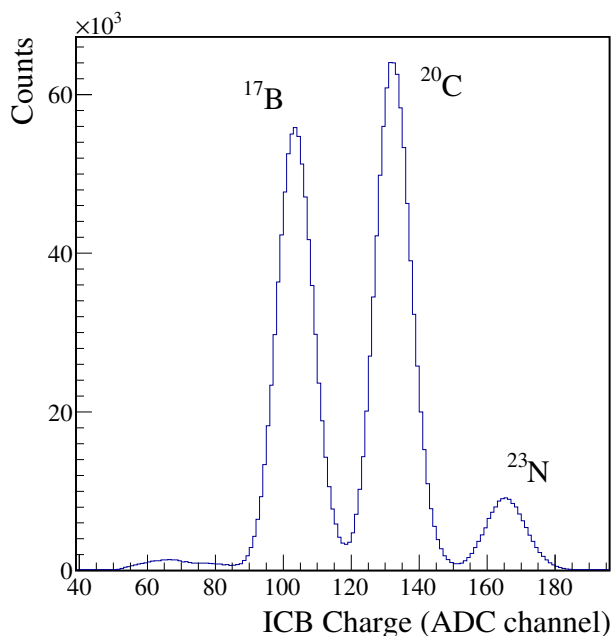
Le temps de vol (ToF) du faisceau est obtenu par différence de temps entre le détecteur plastique située en F7 et la moyenne des temps des plastiques SBT1 et SBT2 situés en F13 (figure 2.3). Les temps obtenus par les détecteurs plastiques ne sont pas absolus et ils dépendent notamment de la longueur des câbles les raccordant à l’acquisition. Afin de récupérer des temps de vol physiques, un offset est appliqué au ToF-F7F13 de manière à ce que ce dernier soit en moyenne cohérent avec la rigidité mesuré par l’équipe de BigRIPS sur cette section de la ligne faisceau. Une autre mesure de la rigidité est réalisée en utilisant la dispersion du faisceau en F5. Cette dernière donne des résultats extrêmement semblables (différence inférieure au ‰), ce qui confirme la précision du premier résultat.

### 3.1.3 Détermination de la perte d’énergie

La perte d’énergie des ions incidents est obtenue par la chambre d’ionisation (ICB). Cette donnée est essentielle pour déterminer le numéro atomique des ions du faisceau. Le signal sortant du détecteur est analysé par un QDC (*Charge to Digital Converter*) qui renvoie une valeur proportionnelle à la charge déposée dans la chambre. L’étalonnage du détecteur consiste donc juste à trouver le facteur de proportionnalité entre ces deux grandeurs.

La méthode utilisée pour cela a consisté à utiliser un certain nombre de noyaux centraux dans le faisceau dont nous connaissons la vitesse. Nous avons déterminé la perte d’énergie théorique de ces isotopes dans la chambre grâce aux tables du logiciel LISE++ [35] en reproduisant au mieux les conditions (gaz utilisé, pression, température...) de l’expérience.

Un exemple de distribution en charge dans l'ICB est présenté dans la figure 3.3. On remarque que les isotopes dont la charge est différente sont clairement séparés, nous permettant une très bonne identification du numéro atomique des noyaux incidents.



**FIGURE 3.3** – Distribution de la charge mesurée par l'ADC de l'ICB dans le réglage  $^{22}\text{C}$ .

### 3.1.4 Identification des particules incidentes

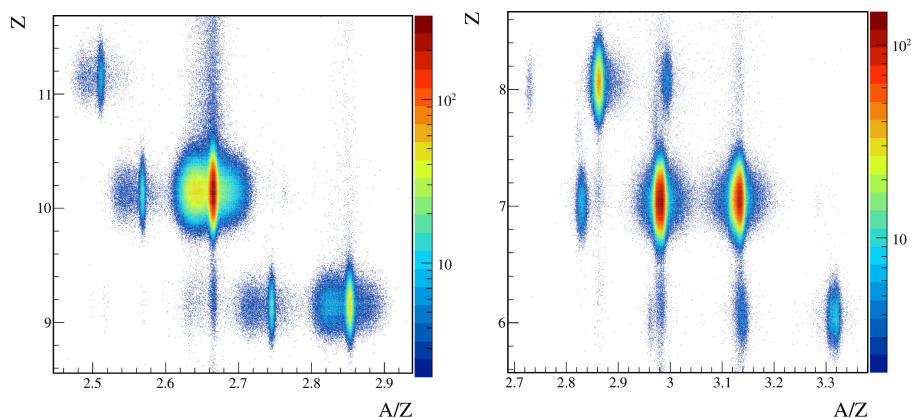
L'objectif principal de l'ensemble des techniques décrites dans cette section est d'identifier événement par événement la nature de chaque particule du faisceau. Le numéro atomique des ions incident est reconstruit directement à partir de la perte d'énergie dans l'ICB en utilisant la formule de Bethe-Bloch. La résolution d'une telle reconstruction est de  $\sigma_Z \sim 0,2$ .

La détermination du rapport  $A/Z$  du faisceau utilise conjointement la mesure du  $B\rho$  (obtenu avec la BPC) ainsi que celle du temps de vol F7-F13. Le rapport isotopique pouvant s'exprimer par la relation 3.1, la connaissance de ces deux grandeurs nous y donne directement accès avec une résolution de l'ordre  $\sigma_{A/Z} \sim 0,005$ .

$$\frac{A}{Z} \sim \frac{B\rho e}{\gamma v u_a}. \quad (3.1)$$

La reconstruction de  $Z$  et  $\frac{A}{Z}$  nous permet de construire des cartes d'identification dont des exemples sont donnés en figure 3.4 ci-dessous.

On remarque que les isotopes sont clairement séparés aussi l'identification et la sélection des ions incidents ne posera pas de problème dans notre analyse.



**FIGURE 3.4** – Spectres d’identification du faisceau incident. La figure de gauche a été obtenue lors d’un réglage  $^{27}\text{Ne}/^{26}\text{F}$  et celle de droite pour celui  $^{23}\text{O}/^{22}\text{N}$ .

On peut en revanche se poser des questions sur le dédoublement de certaines structures notamment dans le setting  $^{27}\text{Ne}/^{26}\text{F}$  où une deuxième tache apparaît à gauche de quasiment chaque isotope. Ce phénomène n’est pas très bien compris. Toutes les observables physiques mesurées tendent à montrer que ces événements sont effectivement bien identifiés. La seule variable légèrement différente du reste de la distribution est l’angle incident sur la cible. Ce dernier étant légèrement plus élevé pour les événements à bas  $B\rho$ , une hypothèse serait que ces événements correspondent à des particules tapant dans un des matériaux de la ligne, ce qui modifierait leur trajectoire à travers l’optique de BigRIPS.

Cette participation étant loin d’être négligeable (environ 1/3 de la statistique dans le cas du  $^{27}\text{Ne}$ ) il a été choisi de ne pas la retirer afin d’éviter de couper la statistique. En revanche des tests ont été effectués sur l’ensemble des grandeurs physiques au cours de l’analyse pour vérifier qu’aucune corrélation étrange n’apparaissait.

## 3.2 Les rayonnements gamma

### 3.2.1 L’étalonnage de DALI2

L’étalonnage en énergie de DALI2 consiste à déterminer pour chaque cristal d’iodure de sodium qui le compose la relation entre la charge déposée par les photons  $\gamma$  et leur énergie.

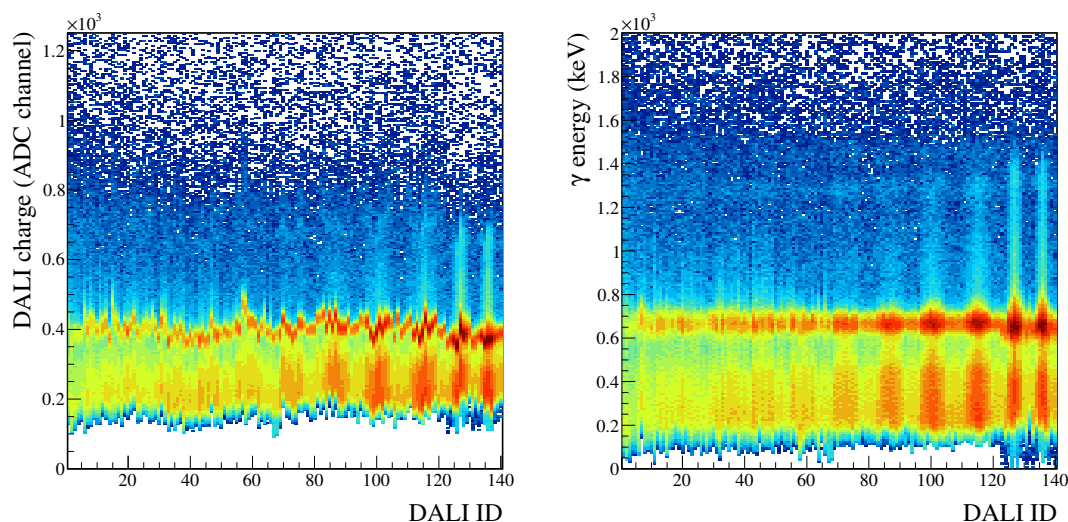
Cette tâche est compliquée par la nature des différentes interactions possibles entre photons et matière. Ces processus, au nombre de trois, sont en concurrence les uns avec les autres et leur probabilité dépend de plusieurs facteurs tels que l’énergie des photons ou le numéro atomique des constituants du détecteur.

Les photons peuvent tout d’abord interagir par effet photo-électrique, ce processus est dominant à basse énergie ( $\leq 500\text{ keV}$ ). Il consiste en un transfert intégral de l’énergie du photon à un électron du cortège électronique du détecteur. L’électron acquiert une énergie cinétique égale à l’énergie totale du photon qu’il dépose ensuite dans le matériau,

provoquant l'émission de lumière par le scintillateur. La charge du signal obtenue est donc directement proportionnelle à l'énergie du photon incident.

La diffusion Compton consiste en la diffusion du photon sur un des électrons du matériau. Le photon ne transmet alors qu'une partie de son énergie à l'électron. La suite du processus est identique à celle de l'effet photo-électrique, l'électron perd son énergie dans le matériau, induisant une scintillation mais cette fois la charge collectée n'est pas proportionnelle à l'énergie incidente. Le photon diffusé (moins énergétique) résultant de l'effet Compton peut éventuellement lui aussi interagir avec le milieu du détecteur ou sortir du volume sensible.

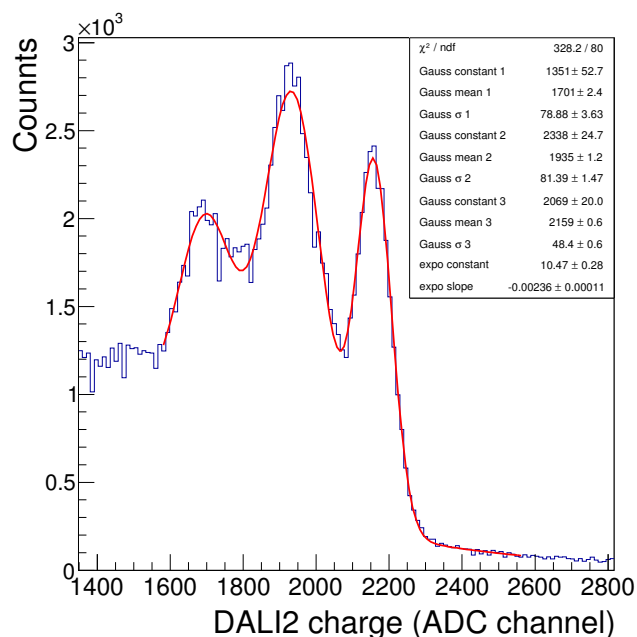
Finalement, si le photon possède une énergie supérieure à 1022 keV (2 fois la masse de l'électron) le processus de matérialisation peut apparaître. Dans ce cas, une paire électron-positron est produite et l'énergie excédentaire leur est transférée sous forme d'énergie cinétique. L'électron ainsi créé va déposer son énergie dans le détecteur tandis que le positron va s'annihiler avec un électron du milieu et former deux  $\gamma$  de 511 keV. Trois cas de figure apparaissent alors : soit les deux photons ainsi produits sont détectés, la charge collectée sera alors proportionnelle à l'énergie du photon incident. Soit un seul photon est détecté, la charge sera alors proportionnelle à l'énergie du photon incident moins 511 keV (pic d'échappement) ou enfin aucun des deux photons d'annihilation de sont détectés, la charge sera alors proportionnelle à l'énergie du photon incident moins 1022 keV (pic de double échappement).



**FIGURE 3.5** – La figure de gauche représente la distribution en charge collectée par les ADC de DALI2 détecteur par détecteur lors d'un run de étalonnage utilisant une source de  $^{137}\text{Cs}$ , tandis que la figure de droite représente l'énergie des  $\gamma$  collectés dans DALI2 après étalonnage.

Pour calibrer DALI2 en énergie, différentes sources ont été utilisées (répertoriées dans le tableau 3.1). Un exemple de spectre d'un cristal de DALI2 est présenté dans la figure

3.5, le ou les pics d'énergie totale des spectres (autour de 400 canaux dans la figure 3.5) sont ajustés avec une gaussienne à laquelle on ajoute une fonction exponentielle décroissante afin de décrire le fond. De cet ajustement, on tire la valeur moyenne du pic d'énergie total qui est associé à sa valeur nominale. L'ensemble des points ainsi obtenus pour l'ensemble des sources est ensuite ajusté par un polynôme d'ordre un. Cette méthode permet à la fois de déterminer la qualité de l'étalonnage en comparant la déviation des énergies reconstruites par rapport aux valeurs nominales connues mais aussi de connaître la résolution de chacun des cristaux de NaI grâce à la largeur de l'ajustement gaussien effectué. L'ensemble de ces données est résumé dans le tableau 3.1.



**FIGURE 3.6** – Exemple d'ajustement d'un spectre d'une source d'AmBe à l'aide de fonctions gaussienne et d'un fond exponentiel.

Le passage du faisceau d'ions dans DALI2 induit un grand nombre de processus atomiques qui produisent des photons (comme le *bremsstrahlung*). Aussi s'ajoutent aux photons  $\gamma$  de désexcitation qui nous intéressent tous ces rayonnements en plus du bruit de fond ambiant de la salle. Une grande partie de ces rayonnements étant de basse énergie, un seuil de déclenchement en charge a été appliqué à chacun des cristaux de DALI2 afin de limiter le taux de déclenchement. Pour l'expérience, le seuil a été fixé à environ 200 keV.

### 3.2.2 La correction Doppler

La fonction de DALI2 est de détecter les  $\gamma$  de désexcitation des fragments produits lors des réactions sur la cible de carbone. Les photons sont donc émis en vol et donc sujets à l'effet Doppler [36]. La valeur de l'énergie du photon de désexcitation est donc fonction de l'angle incident, qui est déterminé par le cristal dans lequel il a été détecté, et de l'impulsion du fragment chargé qui l'a produit. La procédure de détermination de

Type de source	Énergie théorique (keV)	Énergie reconstruite (keV)	Déviaton %	Dispersion %
<sup>22</sup> Na	511,0	510,8	0,04	0,6
	1274,5	1274,0	0,04	0,5
<sup>88</sup> Y	898,0	901,9	0,4	0,8
	1836,1	1829,0	0,4	0,6
<sup>137</sup> Cs	661,1	662,7	0,2	0,6
<sup>60</sup> Co	1173,2	1171,0	0,2	0,6
	1332,5	1329,0	0,3	0,7
AmBe	3417,1	3461,0	1,0	0,9
	3928,1	3957,0	0,7	0,9
	4439,1	4432,0	0,2	1,5

**TABLEAU 3.1** – Liste des sources  $\gamma$  utilisées lors de l'étalonnage de DALI2 et synthèse des mesures effectuées. La déviation est l'écart relatif entre la valeur mesurée après étalonnage et l'énergie théorique des photons mesurés. La dispersion correspond à la largeur du pic d'énergie totale normalisé par son énergie moyenne.

la vitesse de l'ion d'intérêt est décrite dans le paragraphe 4.1. La formule reliant toutes ces grandeurs est la suivante :

$$E_\gamma = E_{lab}(1 + \beta \cos\theta)\gamma, \quad (3.2)$$

où  $\gamma$  représente dans cette formule le facteur de Lorentz de l'isotope radioactif,  $\beta$  sa vitesse normalisée à celle de la lumière et  $\theta$  l'angle entre la trajectoire de l'ion et la direction dans laquelle le photon a été émis.  $E_\gamma$  est l'énergie du photon s'il avait été émis au repos et  $E_{lab}$  celle mesurée dans le laboratoire.

### 3.3 Les fragments

Les fragments chargés sont au cœur de l'étude effectuée lors de cette de campagne. La spectroscopie de masse implique non seulement que nous soyons capables d'identifier les différents fragments résultant de la collision à haute énergie d'un faisceau radioactif sur une cible mais aussi que nous puissions reconstruire chacune des composantes de leur moment. La mesure de toutes les variables nécessaires est effectuée en combinant plusieurs détecteurs mais l'un des points les plus importants du dispositif est les chambres à dérive. La position et les angles des ions dans les chambres jouent en effet un rôle essentiel dans la reconstruction des trajectoires des particules (voir section 4.1 pour plus de détails). Les quatre chambres à dérive (BDC1, BDC2, FDC1 et FDC2) sont calibrées de manière identique en suivant les étapes du paragraphe ci-dessous.

#### 3.3.1 L'étalonnage des chambres à dérive

##### Étalonnage de la distance de dérive

La détermination de la position dans la chambre à dérive implique de mesurer plan par

plan la distance entre l'ion incident et le fil le plus proche. Cette grandeur est appelée *distance de dérive* et correspond au chemin parcouru par les paires électrons-ions vers l'anode (ou cathode) vers laquelle ils se dirigent. Si le signal induit par le déplacement des charges dépasse un certain seuil, une mesure du temps est effectuée à l'aide d'un TDC entre les SBTs et la chambre. La relation entre la distance de dérive et ce temps est la suivante :

$$D = \int_{t_{start}}^{t_{stop}} v(t) dt. \quad (3.3)$$

Où  $D$  représente la distance de dérive,  $t_{start}$  et  $t_{stop}$  les temps de déclenchement et d'arrêt, et  $v(t)$  la vitesse de dérive des électrons dans le gaz.

Pour exploiter cette équation il est nécessaire de déterminer la vitesse de dérive. En première approximation, on peut supposer le problème unidimensionnel (symétrie cylindrique autour des fils), ce qui nous permet d'écrire :

$$v(t) = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{dN} \frac{dN}{dt}. \quad (3.4)$$

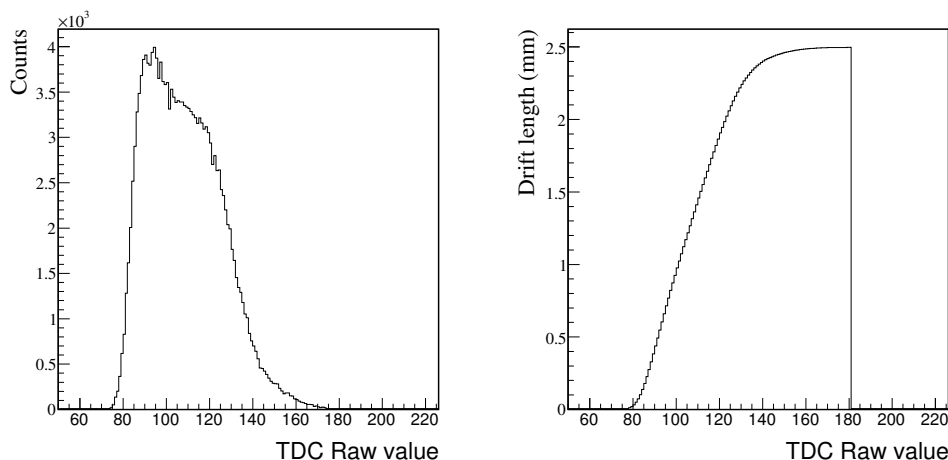
Dans ce cas  $\frac{dr}{dN}$  représente la distribution radiale des événements mesurés et  $\frac{dN}{dt}$  la distribution des temps de dérive. En supposant que la distribution radiale n'est pas dépendante du temps, on peut écrire :

$$D = \int_{t_{start}}^{t_{stop}} v(t) dt = \int_{t_{start}}^{t_{stop}} \frac{dr}{dN} \frac{dN}{dt} dt = \frac{dr}{dN} \int_{t_{start}}^{t_{stop}} \frac{dN}{dt} dt \quad (3.5)$$

La distribution des temps de dérive est mesurée expérimentalement, et son intégrale peut donc être calculée. De plus, les valeurs extrêmes de la distance de dérive sont connues : le maximum étant atteint pour la moitié de la distance séparant deux fils et la distance minimale étant 0. En utilisant ces deux valeurs et la proportionnalité entre temps et distance de dérive, on peut reconstruire la distance de dérive (voir figure 3.7).

### Reconstruction des positions

Afin de reconstruire la position des ions dans les chambres à dérive, le but est de déterminer la trajectoire la plus probable dans la chambre en utilisant les données de chaque plan de fils. Chaque direction (verticale et horizontale) est déterminée indépendamment. Nous effectuons une régression linéaire sur l'ensemble des fils touchés en ne considérant qu'un fil par plan. Si plusieurs fils sont touchés sur un même plan, plusieurs ajustements sont effectués. Pour chaque fil touché, nous connaissons la longueur de dérive de la particule incidente mais pas sa position par rapport au fil. Aussi pour améliorer la précision de la reconstruction des trajectoires tout en gardant un nombre fini de possibilités, quatre positions sont testées pour chaque fil. L'ion est toujours considéré comme étant à la distance de dérive du fil mais soit devant, soit derrière ou bien à gauche ou à droite. Une fois toutes les combinaisons effectuées, l'ajustement dont le  $\chi^2$  est le plus faible est choisi. On reconstruit alors la position au milieu de la chambre à partir de la trajectoire ainsi déterminée.



**FIGURE 3.7** – La figure de gauche représente la distribution brute en temps du premier plan de fils de la BDC1. Celle de droite présente la distance de dérive en fonction du temps, une fois étalonnée comme décrit dans le paragraphe. 3.3.1

### Reconstruction des angles

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que les chambres à dérive nous donnaient accès à une trajectoire horizontale et une verticale. Il est donc possible de déterminer pour chacune d’elles l’angle de la particule qui l’a traversée. Cependant la précision de cette dernière dans le cas des BDC et de la FDC1, chambres beaucoup plus courtes que la FDC2, n’est pas suffisante. Aussi a-t-il été choisi d’utiliser une combinaison des positions déterminées par différents détecteurs pour calculer les angles des trajectoires des particules chargées. La trajectoire du faisceau incident ainsi que sa position sur la cible ont été calculés à partir des positions dans les deux BDC. Cette trajectoire est caractérisée par les angles  $\theta_x$  et  $\theta_y$  définis de la manière suivante :

$$\theta_x = \arctan \left( \frac{X_{BDC2} - X_{BDC1}}{Z_{BDC2} - Z_{BDC1}} \right),$$

$$\theta_y = \arctan \left( \frac{Y_{BDC2} - Y_{BDC1}}{Z_{BDC2} - Z_{BDC1}} \right),$$

où  $X_{BDC1}$ ,  $X_{BDC2}$ ,  $Y_{BDC1}$  et  $Y_{BDC2}$  sont les positions mesurées du faisceau dans les chambres à dérive et  $Z_{BDC1}$ ,  $Z_{BDC2}$  les positions centrales des chambres le long de l’axe du faisceau.

La trajectoire des fragments chargés est reconstruite en utilisant la FDC1 et la position  $(x, y)$  sur la cible extrapolée à partir des deux BDC. Les angles  $\theta_x$  et  $\theta_y$  du fragments sont donc définis comme ci-dessous :

$$\theta_x = \arctan \left( \frac{X_{FDC1} - X_{Target}}{Z_{FDC1} - Z_{Target}} \right),$$

$$\theta_y = \arctan \left( \frac{Y_{FDC1} - Y_{Target}}{Z_{FDC1} - Z_{Target}} \right).$$



Où  $Z_{Target}$  correspond à la coordonnée  $z$  à mi-cible tandis que  $X_{Target}$  et  $Y_{Target}$  représentent les positions transversales sur la cible, extrapolées à partir des positions sur les BDC.

### 3.3.2 L'étalonnage de l'Hodoscope

L'Hodoscope a pour fonction à la fois de déterminer le numéro atomique des fragments chargés le traversant en mesurant leur perte d'énergie à travers le plastique mais aussi leur temps de vol. La présence de deux photomultiplicateurs (un à chaque extrémité des lattes) permet d'améliorer significativement la résolution de ces deux observables.

#### Énergie

Comme mentionné précédemment, la mesure de la charge déposée dans les lattes de l'Hodoscope a pour but de déterminer la nature des ions traversants le détecteur. Les valeurs de perte d'énergie dans le plastique pour un isotope donné à une énergie donnée étant calculables, la méthode d'étalonnage utilisée a consisté à utiliser des runs sur cible vide. En effet, dans ces derniers la nature et l'énergie des noyaux incidents pouvaient être déterminés par les détecteurs faisceaux et nous avons ainsi pu associer la perte d'énergie de plusieurs isotopes dans la gamme d'intérêt à leur énergie théorique calculée avec le logiciel LISE++.

L'énergie déposée par les particules lors de leur passage dans l'Hodoscope est convertie en signal lumineux. Ce dernier est produit de manière isotrope et subit une atténuation dans la latte. Cette atténuation suit la loi de Bert-Lambert, qui est caractérisée par une constante d'atténuation  $\lambda$  caractéristique du plastique composant le détecteur. L'interaction n'ayant pas nécessairement lieu au milieu de la latte, les énergies lumineuses récoltées en haut  $A_t$  et en bas  $A_d$  peuvent être différentes et non proportionnelles à l'énergie incidente. L'utilisation des deux grandeurs  $A_t$  et  $A_d$  pour reconstruire leur moyenne géométrique permet de s'affranchir de ce problème. En effet on a :

$$\begin{aligned} A_t &\sim A_0 \times e^{-\lambda x_t}, \\ A_d &\sim A_0 \times e^{-\lambda x_d}, \\ A &\sim \sqrt{A_t \times A_d} \sim A_0 \times e^{-\lambda(x_t+x_d)/2} \sim A_0 \times e^{-\lambda L/2}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

où  $L$  est la longueur de la barre. L'amplitude ainsi mesurée est caractéristique de l'espèce de l'ion incident.

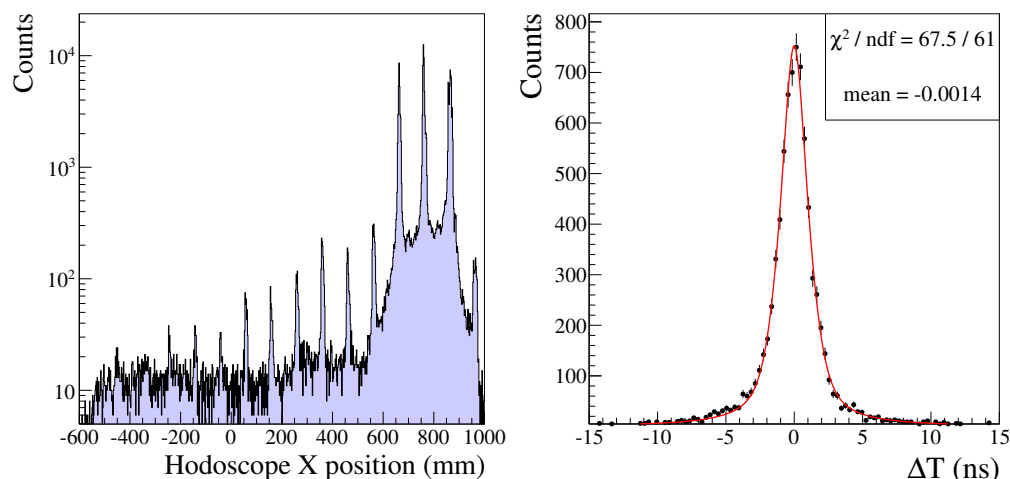
#### Temps de vol

L'étalonnage en temps de l'Hodoscope est nécessaire afin de reconstruire le temps de vol des fragments chargés. Comme pour tous les détecteurs plastiques de l'expérience, le temps propre à chaque latte est calculé comme la moyenne arithmétique des temps individuels obtenus par les photomultiplicateurs situés à ses extrémités :

$$T = \frac{T_{up} + T_{down}}{2}. \quad (3.7)$$

Dans le cas de l'Hodoscope, une difficulté s'ajoute. La grandeur physique d'intérêt est le temps de vol des fragments chargés entre la cible et l'Hodoscope. Or l'acquisition se

déclenche lors du passage du faisceau dans les SBT. Il est donc nécessaire d'effectuer une correction événement par événement du temps de vol SBT-cible en utilisant la vitesse du faisceau incident et en tenant compte correctement des pertes d'énergie.

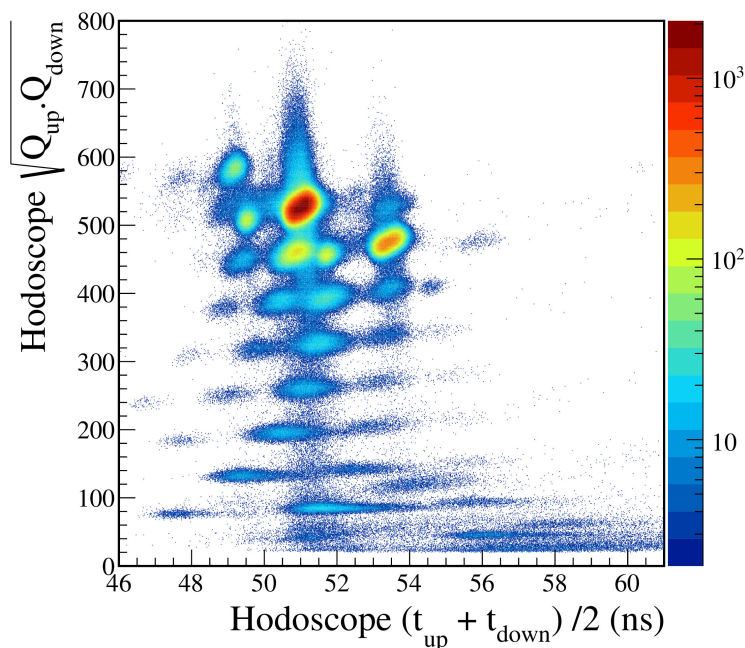


**FIGURE 3.8** – À gauche, distribution de la positions des ions sur l'Hodoscope extrapolées à partir de la FDC2 pour les événement de multiplicité 2. Les pics observés correspondent à l'intersection de deux lattes. À droite, distribution de la différence en temps mesurée pour des événements dans les lattes 12 et 13 de l'Hodoscope.

De plus le temps absolu mesuré par les TDC est affecté d'un décalage dépendant de la longueur des fils utilisés. L'Hodoscope étant composés de 16 lattes de plastique, chacune d'elle possède un décalage propre. Il est donc nécessaire dans un premier temps d'aligner les barres entre elles afin qu'une mesure de temps dans une latte ait la même signification que dans toutes les autres. Pour ce faire, on procède récursivement. On choisit une barre de référence puis on sélectionne les événements de multiplicité deux ayant également frappé la barre contiguë. Ces événements doivent être concomitants dans les deux lattes touchées, aussi applique-t-on un décalage à la deuxième barre afin qu'en moyenne la différence en temps entre les deux barres soit nulle (voir figure 3.9). L'étalonnage absolue en temps de vol pour l'ensemble du détecteur est ensuite effectuée en reconstruisant le temps de vol pour des ions sur cible vide dont la vitesse est connue et dont la longueur de vol est déterminée par la simulation décrite en détail dans la section 4.1.

### 3.3.3 Détermination de la rigidité magnétique

La détermination la plus précise possible de la rigidité magnétique des fragments chargés est essentielle à l'analyse. En effet non seulement cette grandeur sera utilisée lors de l'identification des ions incidents mais c'est également le point de départ du calcul de leur impulsion totale. Du fait de la présence du dipôle sur la trajectoire des particules, il n'est plus possible d'utiliser, comme pour le faisceau, une position unique dans un plan donné afin d'en déduire la rigidité magnétique par une relation linéaire. La présence des deux chambres à dérive FDC1 et FDC2 nous permet de connaître la position ainsi que la direction des ions avant et après leur passage à travers l'aimant. L'objectif est donc

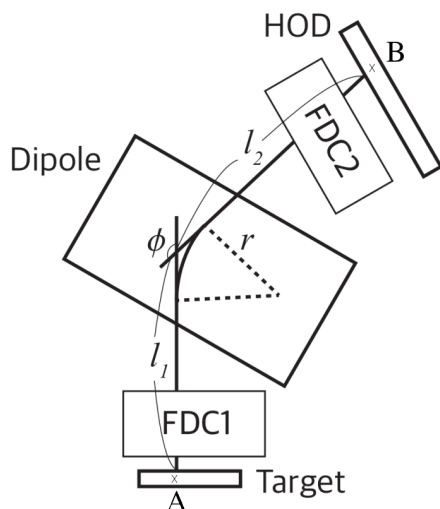


**FIGURE 3.9** – *Spectre d'identification des particules dans l'Hodoscope à partir du temps et de la charge mesurés par la latte numéro 12.*

de déterminer l'énergie nécessaire pour une particule donnée afin d'arriver au point B en partant du point A.

Plusieurs méthodes ont été envisagées pour résoudre ce problème, l'une d'elle consiste à utiliser une matrice de transfert linéaire. Cette méthode est communément utilisée dans le milieu de l'optique de faisceaux et donne de bons résultats. Son point faible est essentiellement lié à son caractère linéaire. En effet le champ magnétique du dipôle introduit des effets fondamentalement non linéaires lors de la propagation des particules aussi la résolution des résultats obtenus par matrices de transfert se dégrade très rapidement dès que les conditions d'applications s'éloignent de celles pour lesquelles elle a été calculée. Afin d'obtenir des résultats cohérents pour l'ensemble des voies de réactions étudiés lors de la campagne SAMURAI-DAYONE, il aurait fallu calculer et utiliser plusieurs dizaines de matrices de réponse.

La solution finalement retenue permet d'atteindre une résolution équivalente à celle des matrices de réponse (de l'ordre de  $\delta p/p \sim 1/800$ ) en utilisant une seule fonction pour l'ensemble des noyaux. Cette fonction, un polynôme d'ordre 6 utilisant des données des FDC1-2, est calculée en ajustant un grand nombre de trajectoires produites lors de simulations. Sa détermination est décrite avec plus de précisions dans la section 4.1 du chapitre suivant .



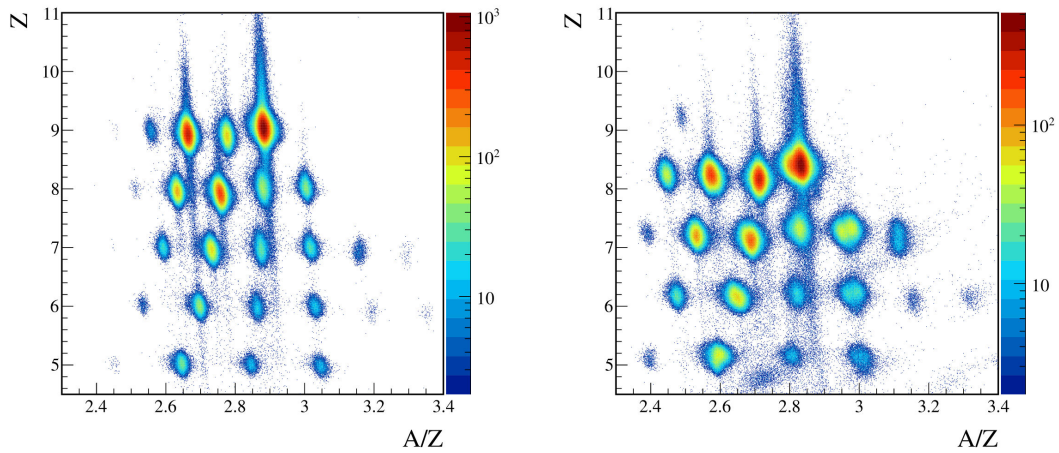
**FIGURE 3.10** – *Vue schématique de la détermination de la rigidité magnétique des particules chargées à partir des positions calculées avant et après l’aimant dans les FDC1-2.*

### 3.3.4 Identification des noyaux sortants

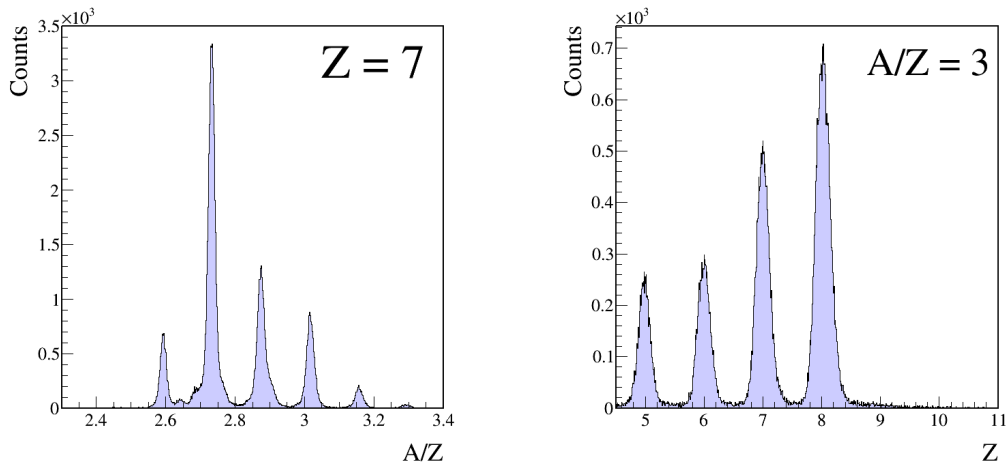
L’identification des fragments transmis dans SAMURAI est effectuée en reconstruisant leur masse et leur charge de manière similaire à celle utilisée pour les ions du faisceau incident. La charge est calculée à partir des pertes d’énergie mesurées dans les lattes de l’Hodoscope. Pour les événements pour lesquels les ions ont déposé de l’énergie dans plusieurs lattes, seule la charge de la latte dans laquelle le dépôt d’énergie est maximal est considérée. Une fois cette perte d’énergie estimée, la charge est à nouveau reconstruite à partir de la formule de Bethe-Block (2.2). La résolution de cette reconstruction varie entre  $\sigma_Z = 0,1$  et  $\sigma_Z = 0,15$  sur la gamme  $Z \in [5; 10]$  (voir figure 3.12).

La masse des fragments est reconstruite à partir des mesures conjointes de leur rigidité magnétique et de leur temps de vol. La mesure du temps de vol est effectuée à l’aide de l’Hodoscope tandis que celle du  $B\rho$  est déterminée en estimant la trajectoire de la particule grâce à ses positions dans les chambres à dérivation (voir section 4.1). La résolution de cette reconstruction est de l’ordre de  $\sigma_{A/Z} = 0,02$  (voir 3.12).

L’identification des fragments s’effectue alors, comme pour le faisceau, en traçant la corrélation entre charge et le rapport masse sur charge. Un exemple d’identification est présenté dans la figure 3.11. On remarque que la séparation en masse comme en charge est suffisante pour que l’identification soit claire et que la contamination par des fragments non désirés lors de notre sélection soit négligeable. Les traînes verticales que l’on peut observer sur les spectres d’identification sont liées à des événements pour lesquels une mauvaise collection de la charge a eu lieu.



**FIGURE 3.11** – Spectre d'identification des fragments dans SAMURAI. La figure de gauche a été obtenue en sélectionnant un faisceau de  $^{26}\text{F}$  sur cible de carbone et celle de droite un faisceau de  $^{23}\text{O}$  également sur cible de carbone.



**FIGURE 3.12** – Spectre d'identification des fragments dans SAMURAI. La figure de gauche représente la séparation en masse des différents isotopes d'azote obtenus à partir d'un faisceau de  $^{26}\text{F}$ . Celle de droite l'identification en charge pour les éléments dont le rapport  $A/Z$  est égal à 3.

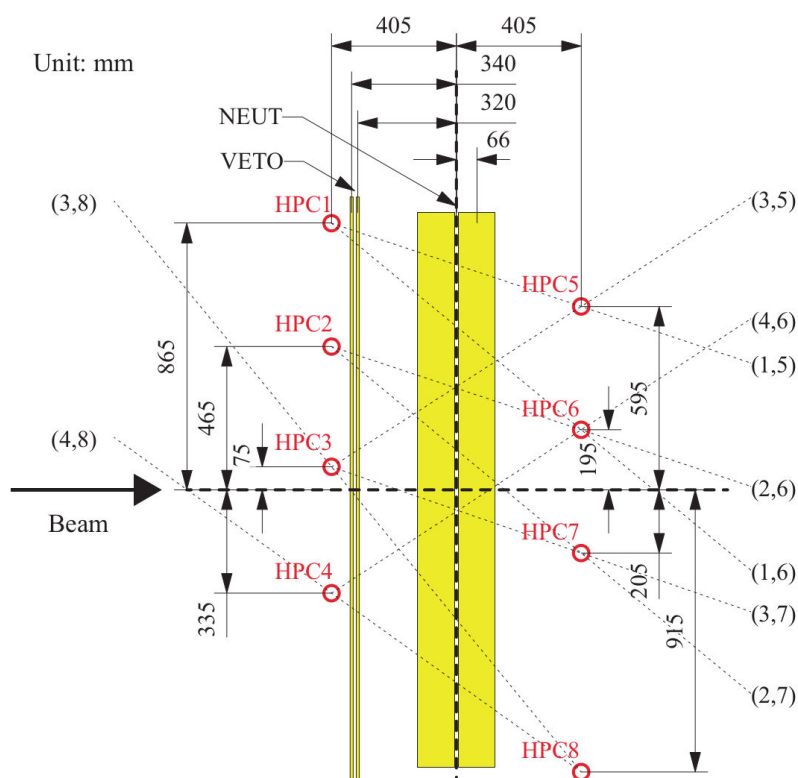
### 3.4 Les neutrons

Si la détection des neutrons est plus complexe que celle des particules chargées, la détermination de leur moment est plus directe et sera prise comme référence pour l'ensemble de l'analyse. Un étalonnage précis du temps de vol des neutrons ainsi qu'une bonne connaissance de leur point d'interaction sont donc cruciaux pour nos travaux et

les paragraphes suivants traitent des protocoles utilisés.

### 3.4.1 Détermination des positions verticales

Nous avons vu dans la section 2.4.5 que le détecteur neutron de l'expérience, NEBULA, était constitué de lattes verticales de section  $120(H) \times 1800(V)$  mm<sup>2</sup>. La position horizontale de l'interaction neutron-scintillateur est déduite directement par la position de la barre touchée (avec comme résolution la largeur de celle-ci,  $\pm 6$  cm). En revanche la position verticale est calculée par différence des temps mesurés par les deux PM situés aux extrémités de la latte. Il est par conséquent nécessaire d'être capable de corrélérer cette différence de temps à une distance physique correspondant à la hauteur de l'interaction.



**FIGURE 3.13** – Vue schématique de la position des HPC autour de NEBULA ainsi que des binômes de compteurs proportionnels utilisés lors de l'étalonnage en position verticale des détecteurs neutrons.

La manière la plus simple d'effectuer cette corrélation est d'associer les deux valeurs extrêmes de la différence de temps aux deux extrémités de la latte puis de supposer une relation linéaire entre différence en temps et position. Afin de raffiner cet étalonnage, des compteurs proportionnels gazeux nommés HPC ont été utilisés. Ces derniers, au nombre de huit, sont cylindriques de rayon 24 mm et longueur 4 m (figures 2.11 et 3.13). Ils sont disposés de manière horizontale à des positions connues autour de NEBULA. Lors de runs d'événements cosmiques, de nombreux muons traversent NEBULA et interagissent avec le détecteur. La coïncidence de deux HPC lors du passage d'un muon nous permet

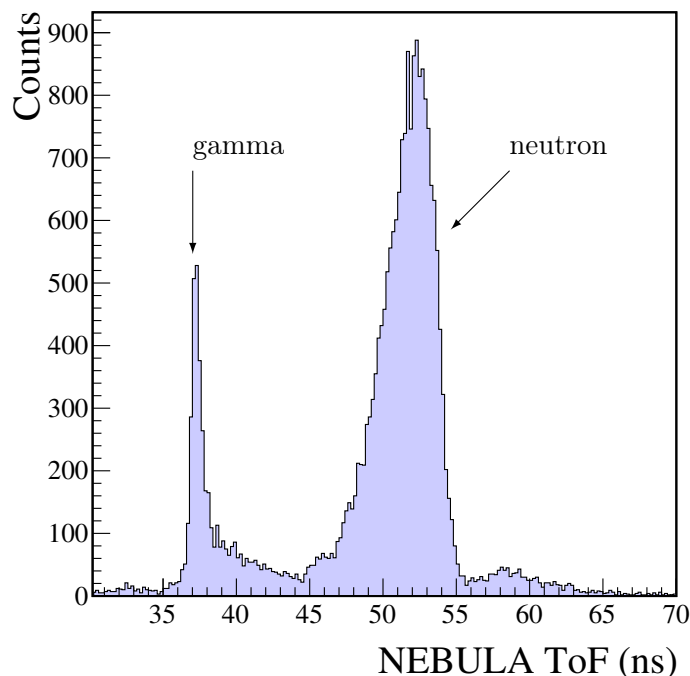
de connaître avec une bonne précision son angle d'incidence et par conséquent sa position d'interaction dans une latte de NEBULA. En utilisant différentes combinaisons de deux HPC on obtient plusieurs points d'étalonnage pour chaque latte, ce qui nous permet d'atteindre une précision d'environ 10 cm pour la position verticale des interactions neutron. La distance de vol des neutrons étant situées entre 11 et 12 m, la précision relative sur cette distance est donc de l'ordre du pour-cent.

#### 3.4.2 Calibration en temps de vol

Comme pour tous les autres détecteurs plastiques de l'expérience, le temps individuel de chaque latte de NEBULA est déterminé comme la moyenne arithmétique des temps obtenus à ses deux extrémités. De plus le *start* du temps de vol étant donné par les SBT, pour connaître le temps de vol des neutrons il est nécessaire de soustraire aux temps mesurés le temps mis par le faisceau à parcourir la distance SBT-cible. Ces deux points mis à part, l'étalonnage du temps de vol est fondé sur un principe très simple : les photons se déplacent à la vitesse de la lumière. Or lorsqu'on observe un spectre en temps de vol de NEBULA (cf figure 3.14) on distingue deux structures principales. Une première très fine puis une seconde, plus large positionnée quelques nanosecondes plus tard. La structure fine correspond à des rayonnements gamma produits lors de l'interaction du faisceau dans la cible tandis que la deuxième est créée par les neutrons produits lors de ces réactions qui se déplacent à une vitesse proche de celle du faisceau et arrivent donc plus tard dans le détecteur.

Afin de calibrer le temps de vol des différentes lattes de NEBULA, le pic correspondant aux rayonnements  $\gamma$  est ajusté à l'aide d'une gaussienne. Puis connaissant la distance barre-cible et leur vitesse de déplacement, un décalage est appliqué aux temps mesurés afin de centrer ce pic sur la valeur théorique. Pour obtenir un étalonnage correct, notamment pour les barres les plus excentrées, la production de nombreux photons est nécessaire. Pour ce faire, des mesures ont été effectuées avec une cible d'aluminium de 2 cm d'épaisseur favorisant l'émission d'un grand nombre de rayonnements gamma.

Le résultat de ces corrections est présenté en figure 3.15. Dans l'image de gauche, où est représenté la vitesse des particules mesurées dans chaque latte en fonction de son identifiant, on remarque deux structures, l'une assez large correspondant aux neutrons et une seconde, plus fine, produite par les rayonnements gamma. Cette figure permet de s'assurer que notre calibration est correcte en vérifiant que la vitesse reconstruite pour les événements  $\gamma$  est bien centrée sur la vitesse de la lumière et ce pour chacun des modules de notre détecteur. La figure de droite représente le temps de vol mesuré dans chaque latte en fonction de son identifiant. On observe bien sûr une fois de plus la présence de deux structures différentes pour chaque latte, correspondant aux neutrons et aux photons. Cette figure nous permet de noter que les temps de déclenchement se succèdent dans l'ordre attendu : tout d'abord les vétos (indices 121 à 132), puis les deux couches du premier mur (indices 1 à 30 puis 31 à 60), les seconds vétos (indices 133 à 144) puis finalement les deux couches du second mur (indices 61 à 90 et 91 à 120). On pourra aussi noter la forme d'arc de cercle des structures liées aux photons qui s'explique par le fait que la cible est positionnée face au centre de NEBULA, aussi le temps nécessaire



**FIGURE 3.14** – *Distribution en temps mesuré dans la latte 22 de NEBULA (latte centrale du premier mur). Les données ont été prises dans le cas de réactions sur une cible d'aluminium.*

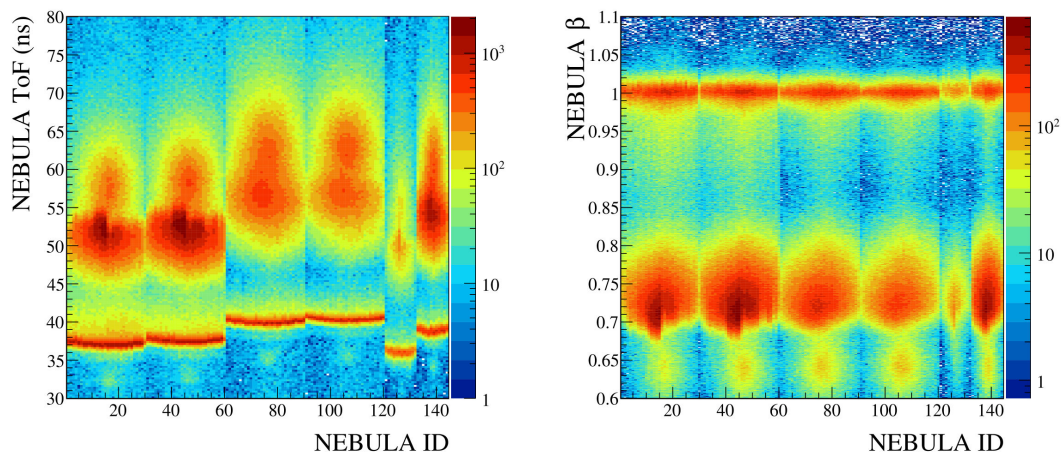
pour atteindre les barres les plus excentrées (i.e. 1 ou 30) est supérieur à celui nécessaire pour toucher les barres centrales (comme celle d'indice 15).

L'étalonnage du temps de vol permet d'estimer la résolution en temps à partir de la largeur à mi-hauteur de l'ajustement gaussien du pic gamma. La largeur typique obtenue avec l'étalonnage utilisé était de l'ordre de 600 ps.

### 3.4.3 Étalonnage en énergie

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que l'énergie des neutrons était reconstruite par temps de vol. En effet, l'énergie déposée dans les scintillateurs plastique qui composent NEBULA lors de l'interaction nucléaire d'un neutron avec un des noyaux d'hydrogène ou de carbone du matériau n'est pas proportionnelle à son énergie incidente. Un étalonnage en énergie déposée est cependant nécessaire afin de discriminer les interactions dues aux rayonnements gamma et celles induite par les neutrons. De fait si l'énergie déposée dans le détecteur n'est pas proportionnelle à l'énergie incidente elle ne peut être supérieure. Or les rayonnements gamma produits lors de la décroissance d'un niveau excité vers un état plus bas en énergie dans des noyaux exotiques ne dépassent pas quelques MeV tandis que les neutrons possèdent une énergie proche de celle





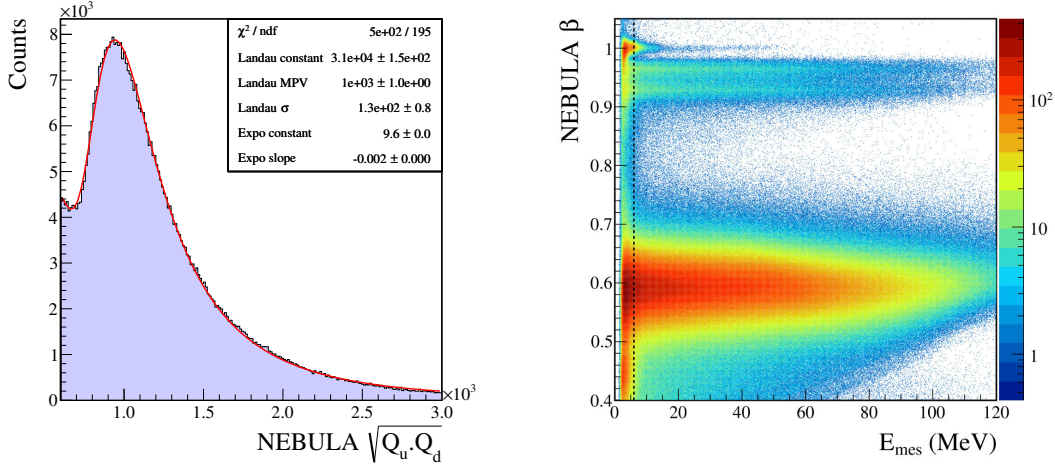
**FIGURE 3.15** – La figure de gauche représente le temps de vol des particules mesurées dans NEBULA en fonction du numéro de latte touchée. Celle de droite montre la vitesse de ces mêmes particules également en fonction de l’identifiant du module touché. On remarque dans les deux cas que deux structures prédominent : l’une assez large correspond aux neutrons tandis que la deuxième plus fine est induite par les rayonnements gamma.

du faisceau (i.e.  $\sim 250$  MeV). Afin de s’affranchir en quasi totalité des événements liés au rayonnement gamma, il a été choisi dans l’analyse de ne tenir compte que des particules qui déposent au moins 6 MeV dans NEBULA (voir figure 3.17). Cette coupure permet de supprimer environ 80% des photons de l’analyse tout en conservant près de 90% des neutrons.

L’étalonnage en charge de NEBULA a été réalisé à partir de trois points de référence dont l’énergie déposée est connue : le *piédestal*, les muons cosmiques et les rayonnements gamma issus d’une source d’AmBe. Une fois les trois mesures effectuées nous avons procédé à un ajustement linéaire.

Le *piédestal* est le signal mesuré par l’électronique en l’absence de toute forme de rayonnement. Il est induit par le bruit électronique de la chaîne d’acquisition et dans la mesure où il n’est causé par aucun signal physique, il correspond à une valeur nulle d’énergie déposée dans la latte. Il est donc mesuré sur des données décorréliées de toute origine physique, comme par exemple l’étalonnage des modules TDC à partir d’un générateur d’impulsions.

Les muons proviennent de la collision de particules cosmiques (principalement des protons) avec l’atmosphère terrestre. Leur trajectoire est quasiment verticale et leur énergie est de l’ordre de 4 GeV au niveau de la surface terrestre. Une simulation du dispositif complet prenant en compte l’angle d’incidence des muons permet d’obtenir une valeur moyenne de la perte d’énergie des muons de 29,9 MeV dans chaque latte [37]. Cette perte d’énergie suit une fonction de Landau [38]. La perte d’énergie des muons a donc été estimée à l’aide d’un ajustement comprenant la somme d’une Landau et d’une



**FIGURE 3.16** – *A gauche : distribution de la charge déposée par les muons dans la latte 120 de NEBULA . La courbe rouge est un ajustement réalisé en sommant une fonction de Landau et une exponentielle décroissante. A droite : distribution des vitesses des particules détectées dans NEBULA en fonction de l'énergie déposée par ces mêmes particules. La ligne en pointillés représente la coupure en énergie effectuée dans l'analyse qui permet d'éliminer une large majorité des rayonnements gamma.*

exponentielle décroissante afin de décrire le bruit ambiant de la salle. Un exemple est proposé en figure 3.17.

La source d'AmBe produit des rayonnements gamma d'énergie 4,4 MeV. La section efficace d'interaction photoélectrique des photons dans les lattes de NEBULA (en BC408), est négligeable devant celle de l'effet Compton. Il est donc nécessaire de retrouver l'énergie correspondant à celle du gamma incident à partir du front Compton. La section efficace différentielle d'interaction de l'effet Compton est modélisée par la formule de *Klein-Nishina* [38] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \alpha^2 r_c^2 P(E_\gamma, \theta)^2 \left( \frac{P(E_\gamma, \theta) + P(E_\gamma, \theta)^{-1} - 1 + \cos^2(\theta)}{2} \right),$$

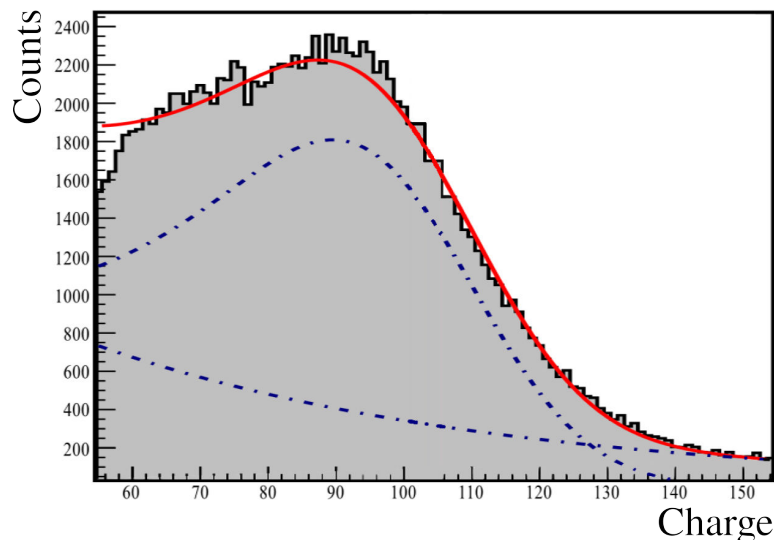
$$r_c = \frac{\hbar}{m_e c^2},$$

$$P(E_\gamma, \theta) = \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))}, \quad (3.8)$$

où  $\alpha$  est la constante de structure fine,  $\hbar$  la constante de Planck réduite,  $m_e$  la masse de l'électron,  $\theta$  l'angle de diffusion du rayon gamma et  $E_\gamma$  son énergie incidente.  $P(E_\gamma, \theta)$  représente la fraction d'énergie diffusée.

Lors de la diffusion Compton, l'énergie déposée dans le cristal est limitée par une valeur maximale pour laquelle la section efficace de réaction est aussi maximale. Il est possible

de relier cette valeur à l'énergie du photon incident et donc de l'utiliser pour étalonner le détecteur.

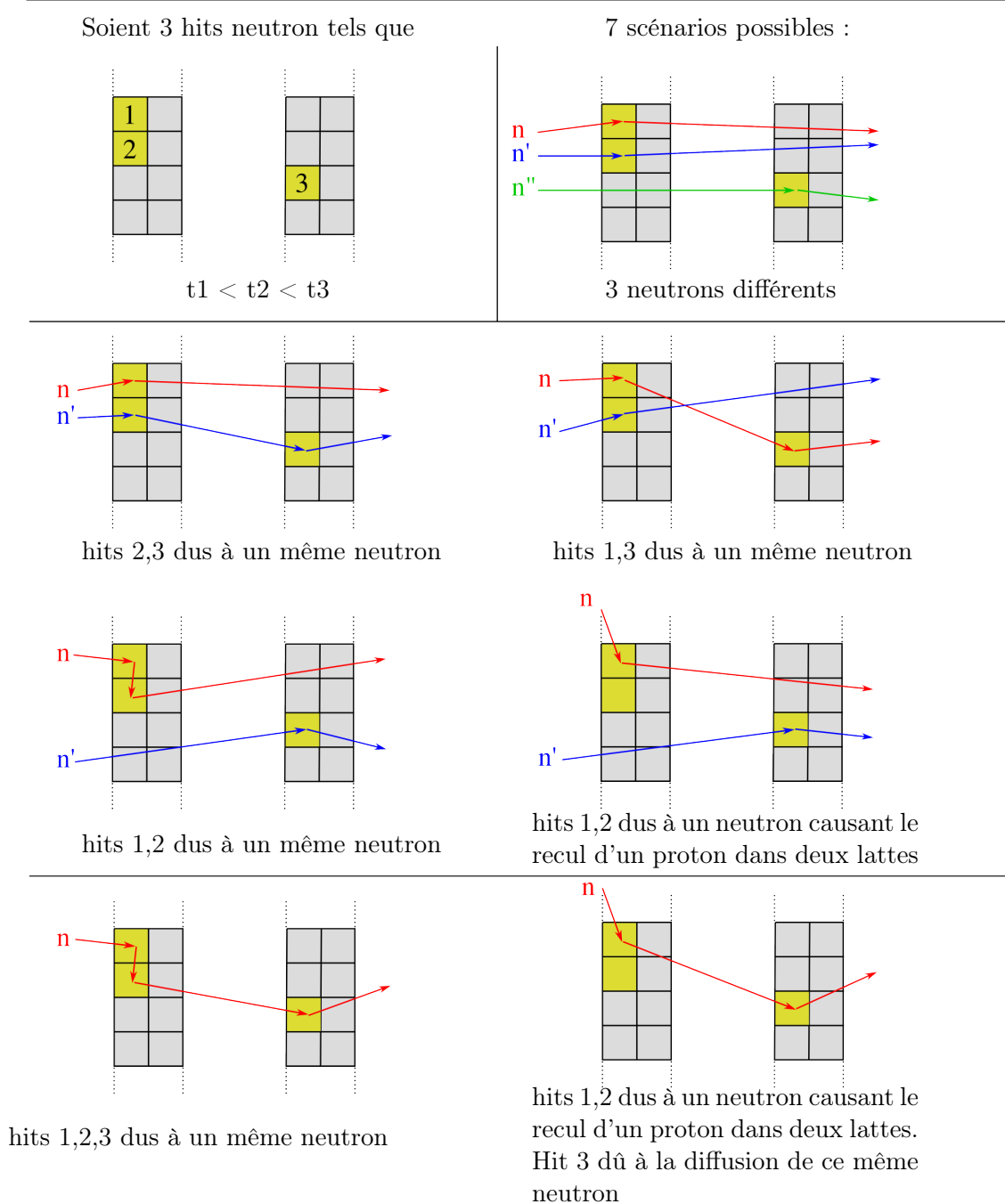


**FIGURE 3.17** – Distribution de la charge récoltée par la latte 30 de NEBULA en présence d'une source d'AmBe. La courbe rouge représente l'ajustement réalisé pour reproduire le front Compton en utilisant la formule (3.8) à laquelle est ajoutée un fond exponentiel décroissant.

Cependant, la distribution de la charge mesurée expérimentalement dans NEBULA n'est pas directement proportionnelle à la formule 3.8. En effet afin de pouvoir être ajustée aux données, la distribution de probabilité (3.8) doit être convoluée à la résolution en énergie des lattes de NEBULA. La forme de cette résolution étant non triviale et l'opération de convolution étant complexe, il est courant d'estimer la position du front Compton à partir du maximum de la distribution observée expérimentalement. Dans la collaboration la position du pic d'énergie totale était généralement déterminée en prenant la position située après le maximum, correspondant à 80% de la valeur de ce dernier.

#### 3.4.4 Diaphonie

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'un même neutron pouvait interagir plusieurs fois dans NEBULA. Sans interagir plusieurs fois un neutron peut aussi induire un signal dans plusieurs lattes contiguës du détecteur si le proton avec lequel il collisionne recule dans une barre adjacente. Lorsqu'on étudie un cas où un seul neutron est présent en voie de sortie (ce qui compose la majorité des réactions étudiées dans ce document), ces phénomènes n'ont pas d'importance, en effet seul le premier neutron détecté est pris en compte dans l'analyse (tous les *hits* provoqués par la diaphonie arrivant nécessairement après). En revanche, lorsqu'on étudie une réaction où plusieurs neutrons sont présents en voie de sortie, il devient vital de distinguer les cas où un neutron a causé plusieurs coups dans NEBULA des cas où plusieurs neutrons sont effectivement détectés. Une liste des différents cas de figure possibles lors de la détection de plusieurs signaux dans NEBULA est présenté en figure 3.18.



**FIGURE 3.18** – Illustration de tous les types de diaphonie possibles dans l'exemple de la détection de 3 hits neutrons.

Dans ce but, nous avons appliqué des filtres aux données expérimentales en essayant de répondre à deux objectifs : en premier lieu de supprimer tous les *coups* liés à la diaphonie, et une fois cette condition réalisée, essayer de supprimer le moins possible de bons événements.

Les conditions appliquées par le filtre que nous avons utilisé sont schématisées dans la figure 3.19, en voici la liste exhaustive :

- Si deux coups sont adjacents dans un même mur du détecteur, nous ne pouvons

distinguer les cas où un neutron a induit le recul d'un proton dans deux modules différents du cas où deux neutrons ont effectivement interagi. On ne garde donc que le premier coup et cette condition d'adjacence est itérée à chaque voisin créant des groupes (ou *clusters*) auxquels sont appliqués les conditions suivantes.

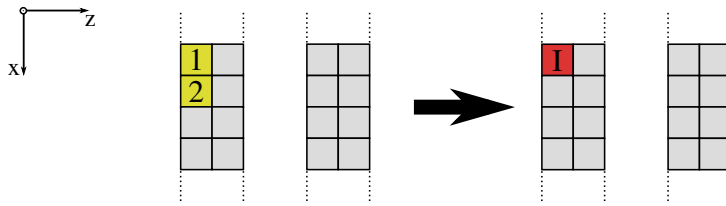
- Si deux coups sont détectés dans deux murs différents, et que le premier coup est détecté dans le mur situé le plus vers l'arrière, les deux coups sont gardés. En effet, le mécanisme de réaction le plus probable lors de la détection d'un neutron dans NEBULA est la diffusion (p,n). Les masses du proton et du neutrons étant similaires, il ne peut y avoir de rétro-diffusion dans ce cas.
- Lorsque deux coups sont détectés et que le premier est situé en amont du second, on applique des conditions cinématiques pour savoir si, dans l'hypothèse que le neutron ne gagne pas d'énergie lors de la première interaction, il est physiquement possible qu'il ait causé le deuxième signal. Pour cela on calcule la *vitesse virtuelle*  $v_{12} = \frac{\vec{r}_2 - \vec{r}_1}{t_2 - t_1}$ , où  $\vec{r}_i$  et  $t_i$  correspondent à la position et au temps auxquels ont été mesuré la  $i$ -ième interaction. On a alors deux possibilités :
  - Soit cette vitesse virtuelle est inférieure à la vitesse incidente  $v_1$  du premier neutron calculée par temps de vol. Dans ce cas le neutron 1 peut avoir causé le signal 2 et on ne garde que le neutron 1.
  - Soit cette vitesse virtuelle est supérieure à la vitesse  $v_1$  et on garde les deux coups.

La capacité de ce filtre à rejeter les événements liés à la diaphonie peut être testé expérimentalement en sélectionnant une voie de réaction pour laquelle un seul neutron est mis en jeu en voie de sortie. En effet tous les événements pour lesquels on observe une *double coïncidence* neutron dans ces réactions sont des cas de diaphonie et devraient idéalement être supprimés par notre filtre. Les différents tests effectués sur diverses voies de réaction nous montrent que lors de l'étude de diffusions inélastiques environ 98 % des double-coïncidences neutron sont rejetées par le filtre (voir figure 3.20). Ces événements sont distribués de façon relativement homogène sur l'ensemble du spectre en énergie relative, à l'exception des très basses énergies (inférieures à 1 MeV) pour lesquelles le filtre ne laisse passer aucune coïncidence fortuite. Ces défauts de notre algorithme de réjection s'expliquent en grande partie par la résolution de notre système expérimental. En effet si lors d'un événement on sur-estime la vitesse virtuelle  $v_{12}$  tout en sous-estimant la vitesse incidente  $v_1$ , la condition cinématique  $v_{12} > v_1$  peut se retrouver vérifiée alors que les deux signaux sont produits par le même neutron.

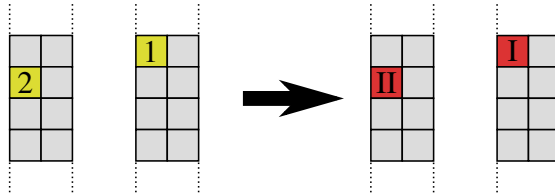
## 3.5 Énergie relative fragment-neutron

### 3.5.1 L'alignement fragments-neutrons

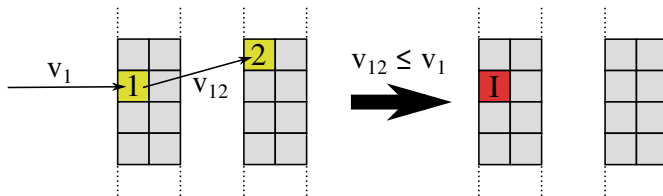
L'énergie relative est la grandeur physique centrale que nous cherchons à reconstruire lors de notre étude. Elle peut s'exprimer à travers la formule suivante :



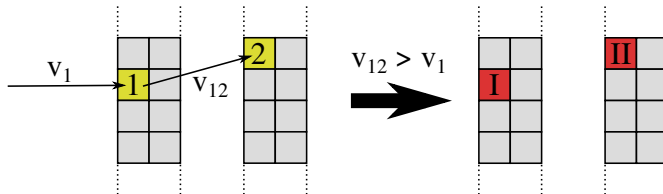
Si deux coups sont adjacents, seul le premier est gardé.



Si le deuxième coup est positionné dans le premier mur alors que le premier est dans le second. On garde les deux événements.



Si la vitesse nécessaire pour que le neutron 1 atteigne la position 2 est inférieure à sa vitesse incidente, on ne garde que le premier.

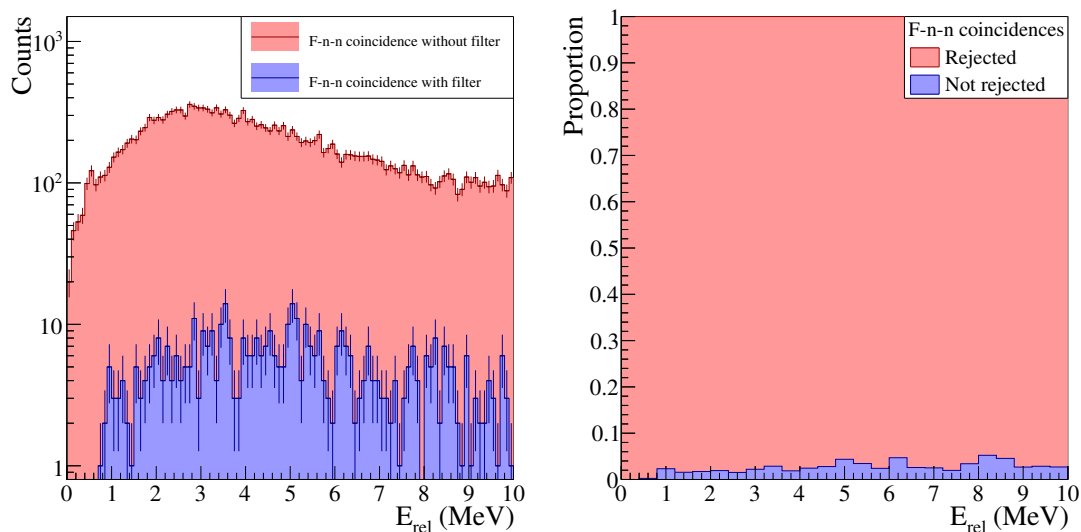


Si la vitesse nécessaire pour que le neutron 1 atteigne la position 2 est supérieure à sa vitesse incidente, on garde les deux.

**FIGURE 3.19** – Illustration de l'application du filtre de crosstalk utilisé lors de l'expérience sur un exemple.

$$E_{rel} = \sqrt{\underbrace{\left( \sum_i E_i \right)^2 - \left( \sum_i \vec{p}_i \right)^2}_{M_{inv}}} - \sum_i m_i, \quad (3.9)$$

où  $E_i$  et  $\vec{p}_i$  représentent l'énergie et l'impulsion du  $i$ -ième produit de décroissance de l'état non lié considéré. Dans le cas d'une décroissance vers un état non lié par séparation



**FIGURE 3.20** – *Effet du filtre de réjection de diaphonie. Exemple pour la voie de réaction de diffusion inélastique ( $^{21}\text{N}, ^{20}\text{N}+\text{n}$ ). Toutes les triples coïncidences fragment-neutron-neutron sont donc fortuites et devraient être supprimées par notre filtre. En pratique, environ 2% de la statistique n'est pas rejetée.*

d'un neutron, le lien avec l'énergie d'excitation ( $E_x$ ) est obtenu en utilisant l'énergie de séparation d'un neutron ( $S_n$ ) de la manière suivante :

$$E_x = S_n + E_{rel}. \quad (3.10)$$

On peut noter que l'impulsion du faisceau incident n'est pas mise en jeu pour déterminer l'énergie d'excitation d'un état non lié car elle est calculée à partir de la masse invariante du système, qui est la même dans tous les repères. C'est un des grands avantages de la spectroscopie de masse car il permet d'utiliser un faisceau dont les distributions angulaires et en énergie sont larges sans dégrader la résolution finale. Dans le cas d'une décroissance à deux corps, la résolution en énergie relative peut être approximée de la manière suivante :

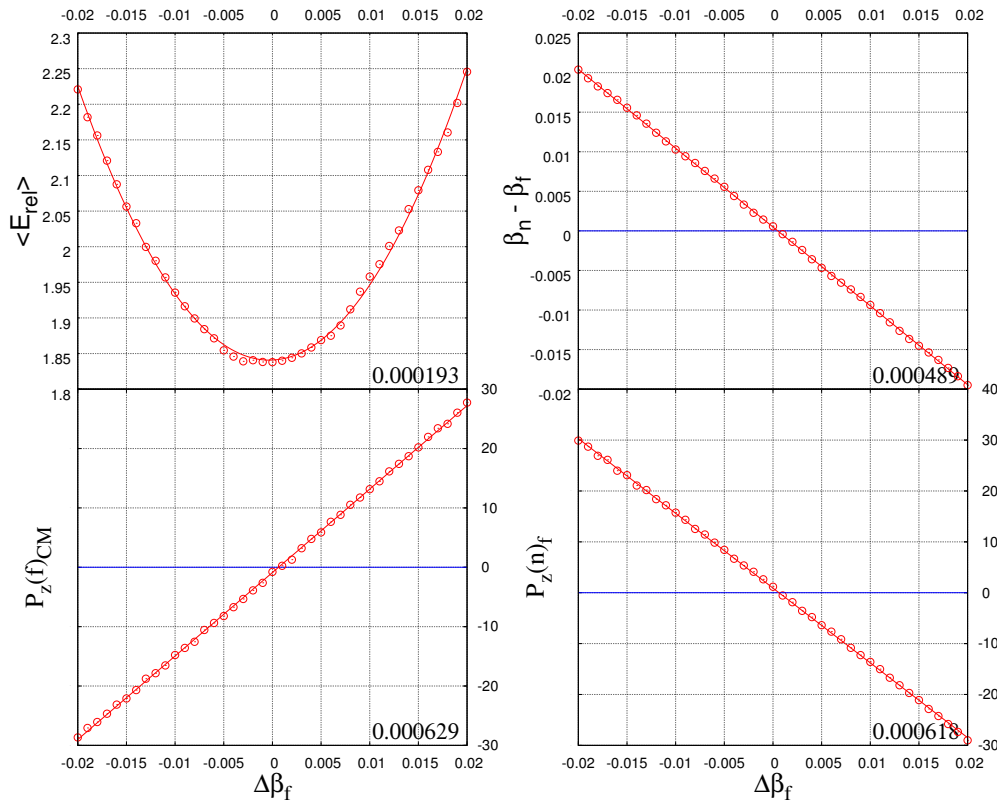
$$\Delta E_{rel} \sim \sqrt{2E_{in} \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} E_{rel}} \sqrt{(\Delta \vec{p}_1 / \vec{p}_1)^2 + (\Delta \vec{p}_2 / \vec{p}_2)^2 + (\Delta \theta_{12})^2}, \quad (3.11)$$

où  $E_{in}$  correspond à l'énergie cinétique par nucléon du faisceau incident,  $A_i$  au nombre de masse du  $i$ -ième produit de décroissance et  $\Delta \theta_{12}$  à la résolution sur l'angle relatif entre les particules 1 et 2.

La détermination des différents membres de l'équation de l'énergie relative a été décrite dans les paragraphes précédents. Cependant, les impulsions des différentes particules étant reconstruites à partir de plusieurs multi-détecteurs différents il est nécessaire d'aligner les différentes parties du dispositif expérimental. Pour cela il faut choisir une référence commune. Puisque l'étalonnage en temps de vol de NEBULA se fonde sur une procédure sans ambiguïté, nous utilisons l'énergie des neutrons comme référence.

Le processus d'alignement consiste ensuite à modifier les vitesses des fragments dans un gamme raisonnable (dans notre cas  $\beta_f$  était modifié jusqu'à  $\pm 0,02$  par pas de  $0,001$ ). L'ensemble des grandeurs physiques affectées par ce changement de vitesse sont recalculées, en particulier :

1.  $\langle E_{rel} \rangle$  : l'énergie relative moyenne.
2.  $\beta_n - \beta_f$  : la différence de vitesse entre neutron et fragments.
3.  $\{P_z(f)\}_{CM}$  : l'impulsion parallèle du fragment dans le centre de masse.
4.  $\{P_z(n)\}_f$  : l'impulsion parallèle du neutron dans le repère du fragment.



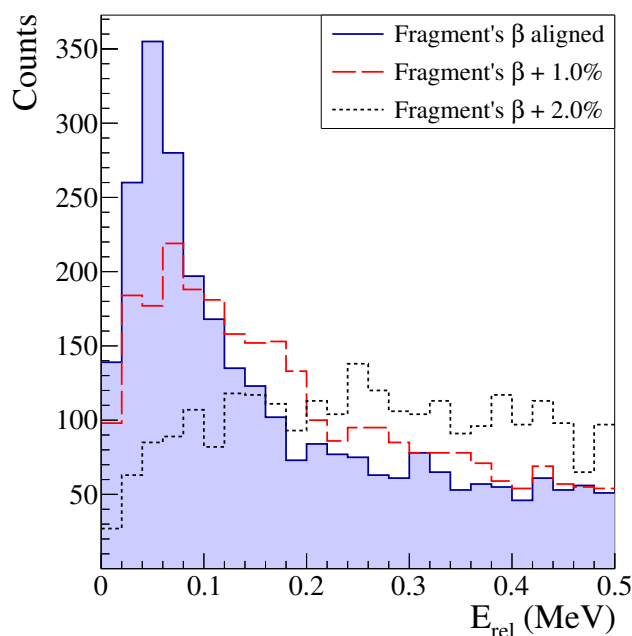
**FIGURE 3.21** – *Processus d'alignement fragments-neutrons pour la voie de réaction ( $^{24}\text{O}, ^{22}\text{N} + n$ ). Chaque panneau représente l'évolution de la valeur moyenne d'une grandeur physique en fonction du décalage  $\Delta\beta_f$  appliqué à la vitesse de l'ensemble des fragments. Le meilleur alignement est atteint lorsque l'énergie relative moyenne est minimale et que la moyenne des impulsions parallèles considérées est nulle.*

On trace ensuite l'évolution de la valeur moyenne de ces quatre grandeurs en fonction du décalage  $\Delta\beta_f$  appliqué. La valeur moyenne de l'énergie relative  $\langle E_{rel} \rangle$  évolue comme un polynôme d'ordre 2 et le minimum de la parabole correspond au meilleur alignement



(voir figure 3.21). Quant à  $\langle \beta_n - \beta_f \rangle$ ,  $\langle P_z(f) \rangle$  et  $\langle P_z(n) \rangle$ , ils évoluent linéairement avec  $\Delta\beta_f$  et s'annulent lorsque les vitesses des fragments et des neutrons sont alignées. L'ajustement de ces quatre grandeurs physique nous donne accès à la même information et est redondant. Cependant dans toutes les voies de réactions exposées dans ce document, les résultats de chacun des tests était cohérent (l'écart entre les résultats étant inférieur au pas utilisé lors de la systématique) et le  $\Delta\beta_f$  utilisé a été choisi comme la moyenne des quatre ajustements.

Cette procédure d'alignement est particulièrement importante car notre observable d'intérêt, l'énergie relative fragment-neutron, y est particulièrement sensible et un léger problème d'alignement peut avoir des conséquences drastiques. Les cas les plus spectaculaires sont ceux des états étroits, l'exemple de l'état fondamental du  $^{16}\text{B}$  est présenté en figure 3.22.



**FIGURE 3.22** – Spectres en énergie relative fragment-neutron obtenus pour la voie de réaction ( $^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n$ ). Le spectre bleu est celui obtenu lorsque les vitesses des fragments et des neutrons sont alignées. Les autres distributions ont été formées en ajoutant à l'ensemble des fragments un décalage en vitesse  $\Delta\beta$  faisant varier la valeur moyenne de la distribution de 1 ou 2%.

### 3.5.2 Les événements non résonants

#### Présentation

Considérons deux particules, notées  $a$  et  $b$ , en voie de sortie d'une réaction donnée, on appelle  $p_a$  et  $p_b$  leur quadri-vecteurs impulsion. Dans un scénario idéal où ces deux particules ne se voient pas, la distribution de leurs impulsions devraient être indépendante,  $d\sigma/dp_a$  et  $d\sigma/dp_b$ . Si on peut sélectionner des voies de sortie dans lesquelles seule l'une

d'entre elle est émise, alors on peut directement mesurer les distributions. Cependant lorsque les deux particules sont émises pratiquement ensemble, comme c'est le cas dans les systèmes non liés étudiés dans ce document, nous n'avons accès qu'à la section efficace à deux particules qui peut s'écrire :

$$\frac{d^2\sigma}{dp_a dp_b} = \frac{d\sigma}{dp_a} \frac{d\sigma}{dp_b} \times C(p_a, p_b). \quad (3.12)$$

Le facteur  $C(p_a, p_b)$  est généralement appelé la *fonction de corrélation*, mais elle peut simplement être vue comme l'effet de la présence mutuelle des deux particules dans l'état final. Les principaux mécanismes qui peuvent modifier les impulsions  $p_a$  et  $p_b$  des particules que nous mesurons peuvent être classés en trois catégories :

$$\begin{array}{ccc}
 \text{QSS} & \text{FSI} & \text{resonances} \\
 \begin{array}{c} \swarrow x \ x \searrow \\ p_a \quad p_b \\ \text{(a)} \end{array} & \begin{array}{c} \swarrow \Leftrightarrow \searrow \\ p_a \quad p_b \\ \text{(b)} \end{array} & \begin{array}{c} \boxed{M} \swarrow \nearrow \\ p_a \quad p_b \\ \text{(c)} \end{array}
 \end{array} \quad (3.13)$$

Les symétries de la statistique quantique (QSS) pour des particules identiques (a), l'interaction dans l'état final (FSI) pour les particules qui interagissent entre elles (b), et la formation de résonances de masse  $M$  qui décroissent en ces particules (c). Dans le cas de deux neutrons, on se trouve dans les cas (a,b) car les particules étudiées sont deux fermions identiques qui interagissent par interaction forte. Dans les cas fragment+neutron dont l'étude compose l'essentiel de ce document, on est dans la catégorie (c) si le système non lié est formé comme une résonance.

### Le mélange d'événements

Indépendamment des mécanismes mis en jeu pour modifier les impulsions de nos particules, si l'on veut extraire l'effet  $C(p_a, p_b)$  des données expérimentales  $d^2\sigma/dp_a dp_b$ , il faut estimer les **distributions indépendantes** de l'équation (3.12), c'est à dire déterminer à quoi les observables à deux particules ressembleraient sans corrélation/interaction. Si l'on mélange deux particules d'événements différents, on peut s'attendre à laver les corrélations puisqu'une particule  $a$  n'a pas vu une particule  $b$  d'un autre événement et qu'elles n'ont pas coexisté. Un bénéfice supplémentaire de cette technique est que les **paires virtuelles** sont construites à partir de particules réellement détectées, ainsi nos distributions indépendantes incluront directement les acceptances expérimentales.

Cette technique a été largement utilisée sur des gammes d'énergie parfois très différentes, à la fois en physique nucléaire et surtout en physique des particules et a permis d'extraire des signaux de corrélation des coïncidences à deux particules. Cependant lorsque les corrélations sont vraiment fortes, le mélange d'événements n'est pas suffisant. Afin de s'en convaincre, essayons de mélanger l'équation (3.12). Si l'on mélange une particule  $a$  avec toutes les autres particules  $b$ , cela revient à intégrer la distribution à deux particules sur la particule  $b$  :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma_{\otimes}}{dp_a} &= \int \frac{d^2\sigma}{dp_a dp_b} dp_b \\
 &= \frac{d\sigma}{dp_a} \int C(p_a, p_b) \frac{d\sigma}{dp_b} dp_b \\
 &= \frac{d\sigma}{dp_a} \langle C \rangle(p_a).
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

Nous avons utilisé la définition de  $C(p_a, p_b)$  dans l'équation (3.12) puis le fait que par définition les distributions indépendantes sont indépendantes l'une de l'autre. En mélangeant les événements, nous obtenons une distribution  $\frac{d\sigma_{\otimes}}{dp_a}$ , qui est le produit de la distribution indépendante que nous recherchons multipliée par le facteur  $\langle C \rangle(p_a)$ . Le même raisonnement tient pour la particule  $b$ , on a donc de manière générale :

$$\frac{d\sigma_{\otimes}}{dp} = \frac{d\sigma}{dp} \times \langle C \rangle(p). \tag{3.15}$$

Ce facteur non désiré représente la corrélation moyenne d'une particule de quadri-vecteur impulsion  $p$  avec tous ses autres partenaire *virtuels*. Si la corrélation est faible ou qu'elle n'a d'incidence que sur une petite fraction du jeu de données, alors cette corrélation moyenne sera  $\langle C \rangle \approx 1$  et la méthode de mélange standard fonctionnera :

$$C(p_a, p_b) \approx \frac{d^2\sigma/dp_a dp_b}{(d\sigma_{\otimes}/dp_a)(d\sigma_{\otimes}/dp_b)}. \tag{3.16}$$

C'est le cas dans la plupart des applications de cette technique, où les particules considérées sont soit faiblement corrélées ou peu d'entre elles sont fortement corrélées.

### Les corrélations résiduelles

Le facteur de corrélation dans l'équation (3.15) représente les corrélations résiduelles qui *survivent* au mélange d'événement. Si l'on sait que ce facteur sera significativement supérieur à 1, ou si l'on ne veut pas faire d'hypothèse *a priori*, il vaut mieux le prendre en compte. En général, en ignorant cet effet, le mélange d'événements va conduire à une sous-estimation de la fonction de corrélation<sup>1</sup> :

$$\frac{d^2\sigma/dp_a dp_b}{(d\sigma_{\otimes}/dp_a)(d\sigma_{\otimes}/dp_b)} \leq C(p_a, p_b) \tag{3.17}$$

Néanmoins, si l'on est capable de calculer le facteur de corrélation résiduel, alors nous pouvons l'utiliser comme **poïds** sur les événements que l'on mélange et ainsi supprimer entièrement toute corrélation résiduelle.

$$\underbrace{\frac{d^2\sigma/dp_a dp_b}{(d\sigma_{\otimes}/dp_a)(d\sigma_{\otimes}/dp_b)}}_{\times \frac{1}{\langle C \rangle(p_a)} \frac{1}{\langle C \rangle(p_b)}} = C(p_a, p_b) \tag{3.18}$$

---

1. Dans les cas qui nous occupent, et dans la plupart des cas, les corrélations sont positives, i.e.  $C \geq 1$ . Bien sûr, dans un cas de corrélation négative ou d'anti-corrélation, l'effet sera contraire.

Le problème étant que, pour construire la fonction de corrélation, nous avons besoin de la fonction de corrélation. Il faut donc définir un algorithme itératif qui construira successivement les fonctions de corrélation en utilisant les poids calculés à l'itération précédente. De plus, si l'on extrait le facteur de corrélation de la particule  $a$  depuis l'équation (3.14) on remarque qu'il peut s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\langle C \rangle(p_a) &= \int C(p_a, p_b) \frac{d\sigma}{dp_b} dp_b \\ &= \int C(p_a, p_b) \frac{d\sigma_{\otimes}/dp_b}{\langle C \rangle(p_b)} dp_b\end{aligned}\quad (3.19)$$

On remarque que pour calculer les poids de la particule  $a$ , il faut à la fois utiliser la fonction de corrélation mais aussi la distribution *indépendante* de la particule  $b$ , qui ne peut pas être mesurée expérimentalement. Ce constat ajoute un degré de complexité au calcul et nous oblige à ajouter une autre boucle à chaque itération de notre algorithme. Puisque pour calculer la corrélation moyenne d'une particule donnée à une itération donnée, il faut utiliser les corrélations moyennes de toutes les autres particules.

### La technique itérative

Les équations intégrales précédentes nous permettent de comprendre le principe, mais en pratique nous ne mesurons qu'un nombre donné  $N$  de coïncidences à deux particules :

	$a$	$b$
1	○	●
2	○	●
3	○	●
⋮	⋮	⋮
$N$	○	●
	$p$	

Comment procède-t-on ? En premier lieu, nous projetons un espace à 8 dimensions en un espace à 1 dimension :

$$(p_a, p_b) \rightarrow x_{ab}. \quad (3.20)$$

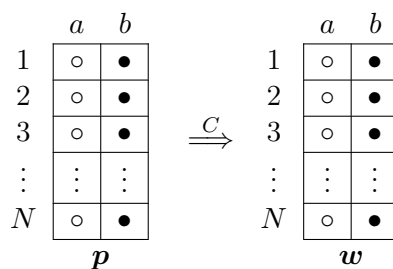
La grandeur  $x_{ab}$  est l'observable que nous allons étudier. La variable choisie doit être représentative de la corrélation étudiée, dans les cas présentés dans ce document, nous étudions la corrélation fragment-neutron et la variable que nous avons choisi est l'énergie relative. Cela fait, l'équation (3.18) peut alors s'écrire :

$$\frac{\sigma(x_{ab})}{[\sigma_{\otimes}(x_{ab})]_{w_{ab}}} = C(x_{ab}). \quad (3.21)$$

Le numérateur est la distribution à deux particules mesurée et le dénominateur la distribution obtenue par mélange d'événements en utilisant  $N(N-1)$  *paires virtuelles* affectées des poids :

$$w_{ab} = w_a w_b = \frac{1}{\langle C \rangle(p_a)} \frac{1}{\langle C \rangle(p_b)}. \quad (3.22)$$

Chaque particule doit avoir un poids associé, par conséquent nous devons construire un tableau de  $2N$  poids à partir de la fonction de corrélation :



Afin d'initialiser l'algorithme, toutes les particules sont affectées d'un poids de 1 lors de la première itération. Cela nous permet de créer une première fonction de corrélation qui est ensuite utilisée pour recalculer les poids de l'itération suivante. Après un nombre suffisant de répétitions nous obtenons une fonction de corrélation en suivant le schéma ci dessous :

$$\begin{aligned}
 w^{(1)}=1 &\rightarrow [\sigma_{\otimes}]_{w^{(1)}} \rightarrow \frac{\sigma}{[\sigma_{\otimes}]_{w^{(1)}}} = C^{(1)} \\
 \rightarrow w^{(2)} &\rightarrow [\sigma_{\otimes}]_{w^{(2)}} \rightarrow \frac{\sigma}{[\sigma_{\otimes}]_{w^{(2)}}} = C^{(2)} \\
 \rightarrow w^{(3)} &\rightarrow \dots \rightarrow \frac{\sigma}{[\sigma_{\otimes}]_{w^{(n)}}} = C^{(n)}
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

Pour le calcul du tableau des poids, l'équation (3.19) devient :

$$\langle C \rangle^{(n)}(p_i) = \frac{1}{N-1} \sum_{j=1 \neq i}^N \frac{C^{(n-1)}(x_{ij})}{\langle C \rangle^{(n)}(p_j)} \tag{3.24}$$

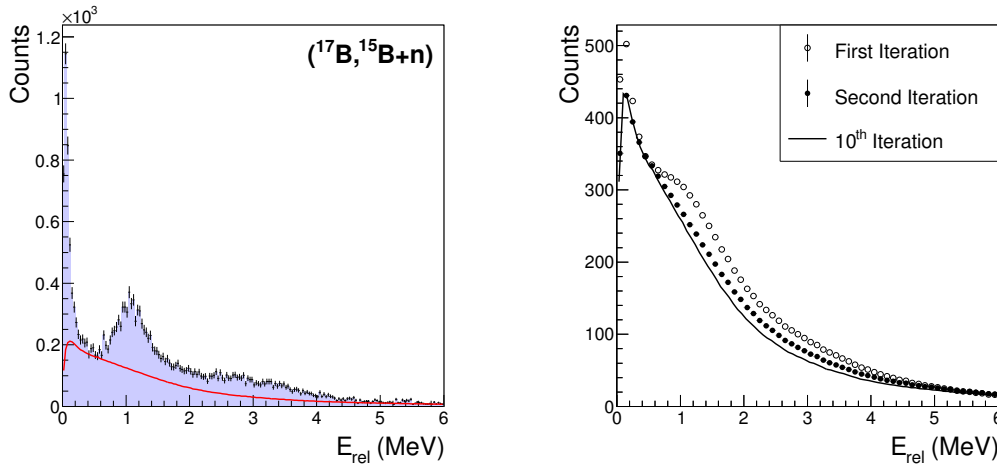
La construction de ce tableau correspond à la *seconde boucle* de notre algorithme puisqu'il doit être calculé pour chaque étape de la boucle principale (hormis la première). Pour calculer chaque poids  $1/\langle C \rangle^{(n)}(p_i)$  nous avons besoin des poids  $1/\langle C \rangle^{(n)}(p_j)$  de tous les partenaires possibles, qui eux même nécessitent ce dernier.

### Applications

Afin d'illustrer cette technique, nous utiliserons dans ce paragraphe l'exemple de la construction de la distribution des événements non résonants dans un spectre d'énergie relative pour la voie ( $^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n$ ). En pratique les deux boucles décrites par les équations (3.23,3.24) doivent être itérées un nombre de fois suffisant pour atteindre un critère de convergence déterminé par l'utilisateur (un exemple de l'effet des différentes itérations est proposé en figure 3.23). Le résultat obtenu nous donne la *forme* de la distribution non résonante avec une statistique beaucoup plus grande que celle des données (de l'ordre de  $N^2$  paires virtuelles). L'erreur statistique sur cette distribution sera ainsi négligeable, cependant elle doit être normalisée pour correspondre aux  $N$  paires réellement détectées lors de l'expérience.

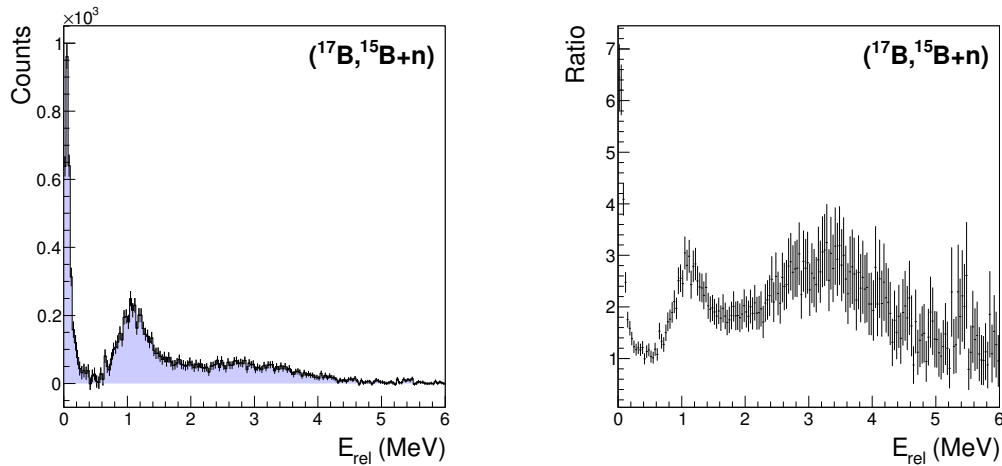
Dans le cas d'un spectre d'énergie d'excitation, on admet que la distribution non résonante doit rester inférieure aux données dans la limite des barres d'erreur sur toute la gamme en énergie (corrélation positive). Ce fait nous permet d'établir une limite supérieure sur la contribution des événements non corrélés au spectre d'énergie relative.

Cependant les résonances présentes dans les spectres corrélés peuvent parfois avoir des queues de distribution assez longues, produisant des événements sur l'ensemble de la gamme en énergie considérée. La proportion réelle d'événements non résonants dans la distribution en énergie relative est donc généralement inférieure à la normalisation ainsi obtenue. La figure 3.23 représente le spectre d'énergie relative et la contribution non corrélée maximisée ( $C \geq 1$ ) pour la voie de réaction ( $^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n$ ).



**FIGURE 3.23** – À gauche, spectre en énergie relative et distribution non résonante pour la voie ( $^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n$ ). La distribution non corrélée a été maximisée afin d'atteindre les données dans certaines parties du spectre sans jamais les dépasser. À droite, superposition des distributions non résonantes obtenues pour différentes itérations de l'algorithme.

En pratique, la proportion d'événements non résonants est déterminée en effectuant un ajustement mettant en jeu à la fois ce fond et les résonances, mais cette technique sera décrite plus en détails dans le chapitre 4. Cependant, la maximisation de la distribution non résonante permet en elle-même de donner de bonnes indications sur la présence ou non de résonances dans le spectre. En effet la forme du fond étant non triviale, et la résolution de notre dispositif expérimental se dégradant avec l'énergie relative, il peut parfois être difficile de distinguer à l'œil des résonances larges ou à haute énergie. Cette affirmation est particulièrement vraie pour les voies de réaction où plusieurs neutrons sont arrachés au ions du faisceau pour lesquelles le rapport résonances sur fond non résonant peut devenir beaucoup plus faible. Dans ce cas, on peut tracer la différence ou le rapport des données sur le fond non corrélé et ainsi mettre en exergue des structures du spectre peu évidentes. La figure 3.24 montre un exemple de ces deux approches dans le cas de la réaction ( $^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n$ ). On remarquera que la structure large autour de 3 MeV, dont la présence peut être discutée lorsque l'on observe le spectre seul, devient extrêmement claire lorsqu'on considère la fonction de corrélation.



**FIGURE 3.24** – À gauche, résultat de la soustraction de la distribution non résonante maximisée au spectre d'énergie relative pour la voie ( $^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+\text{n}$ ). À droite, fonction de corrélation (i.e. rapport de la distribution non résonante maximisée sur le spectre d'énergie relative pour la même voie).

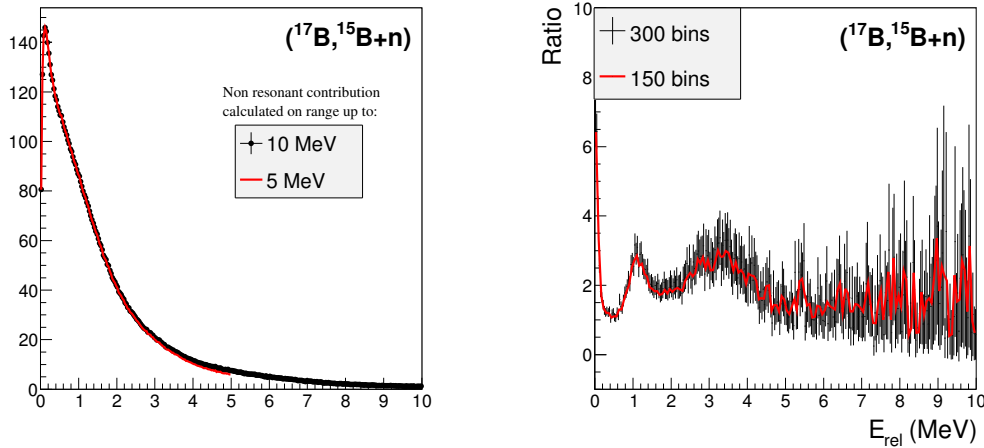
### Tests de la méthode

La distribution non résonante produite par cette méthode étant utilisée dans l'analyse des résultats de chacune des voies de réaction étudiées, il est indispensable de se convaincre de la légitimité de notre algorithme. En particulier, il est important de vérifier que la technique itérative n'introduit pas de comportements aberrants dans les résultats et que les distributions produites suppriment les corrélations résiduelles mais :

1. Ne dépendent pas de l'échantillonnage.
2. Ne dépendent pas de la gamme utilisée.
3. Ne suppriment pas de fausses corrélations si elles n'existent pas.

Le premier point a été vérifié sur plusieurs voies de réaction et fonctionne dans la limite où l'échantillonnage est *raisonnable*. La technique ne fonctionne que si le *binning* est suffisamment fin pour que les structures du spectre ne soient pas *noyées* mais suffisamment large pour que les barres d'erreurs statistiques restent faibles. En effet, l'algorithme est alimenté avec la forme, même approximative, de la fonction de corrélation. Si cette dernière ne contient plus les informations nécessaires (fluctuations statistiques trop grandes ou suppression des structures), la méthode ne fonctionne plus. La figure 3.25 présente les fonctions de corrélations obtenues pour deux échantillonnages différents dans le cas de la réaction ( $^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+\text{n}$ ) et on peut constater qu'elles ne présentent aucune différences significatives.

Le deuxième point est important car en pratique, les fonctions de corrélations construites lors de notre algorithme itératif sont des histogrammes et possèdent donc des limites supérieures et inférieures. Or la méthode de mélange d'événement peut donner lieu à des



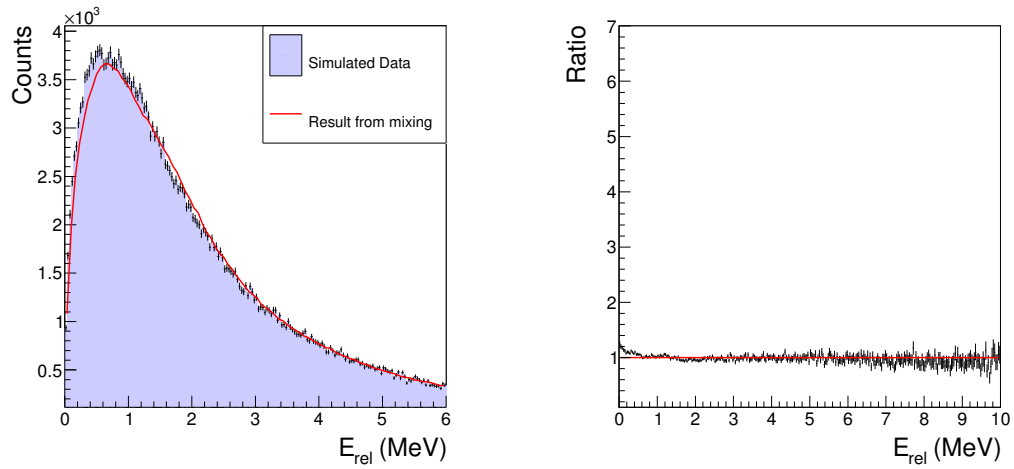
**FIGURE 3.25** – À gauche, superposition des distributions non résonantes obtenues en limitant les gammes en énergie relative considérées à 5 et 10 MeV. À droite, superposition des fonctions de corrélations obtenues pour deux échantillonnages différents dans le cas de la réaction ( $^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+\text{n}$ ).

paires virtuelles de très haute énergie qui seront en dehors de la gamme de nos histogrammes. Il est donc impératif de s'assurer que le choix des limites ne modifie pas la forme de la distribution obtenue notamment sur les bords. Afin de vérifier ce point, nous avons construit les distributions non résonantes de différentes voies de réactions en limitant les histogrammes à 5 et 10 MeV et les résultats obtenus étaient à chaque fois quasiment superposables (figure 3.25).

Afin de tester le dernier point, nous avons simulé indépendamment des neutrons et des fragments avec des distributions en impulsions données. En couplant deux à deux chaque paire neutron-ion, nous obtenons un spectre en énergie relative qui ne contient aucune corrélation. Nous appliquons alors l'algorithme de mélange itératif sur ces données simulées et devons obtenir une fonction de corrélation plate et une distribution non résonante ayant la même forme que le spectre d'origine. Un exemple de test est proposé en figure 3.26 et on peut noter que la méthode donne un résultat très proche de celui attendu.

La méthode consistant à simuler des paires fragment-neutron indépendantes peut être une méthode alternative pour construire la composante non résonante d'un spectre. Pour ce faire, il faut simuler indépendamment pour chaque événement un fragment et un neutron dont les impulsions sont tirées aléatoirement dans des distributions similaires à celles observées expérimentalement pour la voie de réaction étudiée. Si l'événement simulé est détecté par notre système expérimental, l'énergie fragment-neutron est calculée comme pour les données expérimentales. Cette méthode peut être utilisée dans l'étude des systèmes décroissant en un fragment plus un neutron afin de déterminer une erreur systématique sur l'effet l'utilisation de la technique de mélange d'événements. La deuxième grande force de cette méthode alternative est qu'elle permet de déterminer la





**FIGURE 3.26** – À gauche, superposition d'un spectre en énergie relative produit pour des neutrons et des fragments simulés de façon indépendante et de la distribution non résonante obtenue sur ces mêmes données en appliquant la méthode de mélange itérative. À droite, fonction de corrélation pour les mêmes données : l'échelle de l'axe verticale est similaire à celle utilisée pour montrer les données de la réaction ( $^{17}\text{B}$ ,  $^{15}\text{B}+\text{n}$ ).

forme des événements non résonants dans le cas d'une décroissance à plusieurs neutrons. En effet, le mélange d'événement est une technique complexe et implémenter une méthode de réjection de *crosstalk* à cet algorithme est extrêmement difficile. En revanche, il est très simple de passer les événements non résonants simulés à travers notre filtre expérimental de réjection de diaphonie.

## Chapitre 4

# Simulations numériques

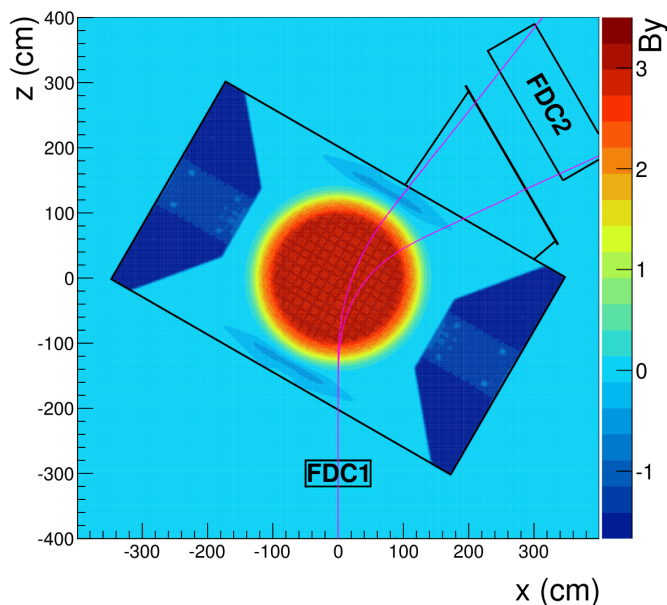
Afin d'analyser les données de certains détecteurs dont la réponse peut s'avérer relativement complexe, il est nécessaire de s'appuyer sur des simulations numériques. Une simulation complète de l'ensemble du dispositif expérimental et de tous les processus mis en jeu lors de la campagne serait extrêmement lourde et complexe d'autant que la réponse de certains types de détecteurs est relativement indépendante d'autres. Il existe donc plusieurs simulations différentes reproduisant chacune une partie différente de la campagne SAMURAI-DayOne et le but de ce chapitre sera de décrire chacune d'entre elles.

### 4.1 Trajectoire des fragments chargés

La détermination de la rigidité magnétique des fragments chargés est un point crucial dans l'analyse, non seulement pour l'identification des particules mais aussi pour déterminer leur moment. La présence du dipôle sur la trajectoire des ions permet de les séparer en fonction de leur  $B\rho$  malheureusement il introduit également des effets non linéaires et la relation entre position et rigidité n'est plus aussi simple que dans la BPC en F5. Afin de corriger ces effets, il a été choisi de passer par des simulations. Deux simulations ont été développées pour reproduire la propagation des ions depuis leur production dans la cible jusqu'à leur détection dans l'Hodoscope. La première utilise le logiciel GEANT4 et ne sera pas détaillée ici. La deuxième a été écrite à partir de zéro, en C++ pendant mon stage de master puis raffinée lors de mon séjour au Japon. L'objectif de cette deuxième simulation (au delà de l'exercice un peu scolaire me permettant à la fois de me familiariser avec le monde épineux de la simulation et avec une partie du dispositif expérimental) était de développer un outil plus rapide que la simulation GEANT4. Le résultat donne une alternative pouvant être comparée aux résultats de GEANT4 en diminuant d'au moins un facteur dix le temps de calcul.

Le principe de fonctionnement de ces deux simulations est assez similaire. Dans les deux cas, l'utilisateur choisit les paramètres initiaux qu'il considère comme pertinents pour les ions en sortie de la cible (rigidité ou énergie, positions, angles incidents...). Le programme tire alors aléatoirement un certain nombre d'événements correspondants aux attentes de l'utilisateur puis propage les particules à l'intérieur de la salle expérimentale jusqu'à ce qu'elles soient détectées ou sortent de la zone d'intérêt. La propagation est entièrement déterministe et s'effectue en utilisant une méthode de Runge-Kutta et les

équations de Maxwell dans le champ magnétique créé par le dipôle de SAMURAI. Des cartes de champ ont été produites grâce au logiciel TOSCA (voir ref [39]) lors de la proposition de construction de SAMURAI pour toutes les valeurs de fonctionnement possibles de l'aimant (avec un pas de 0,1 T).

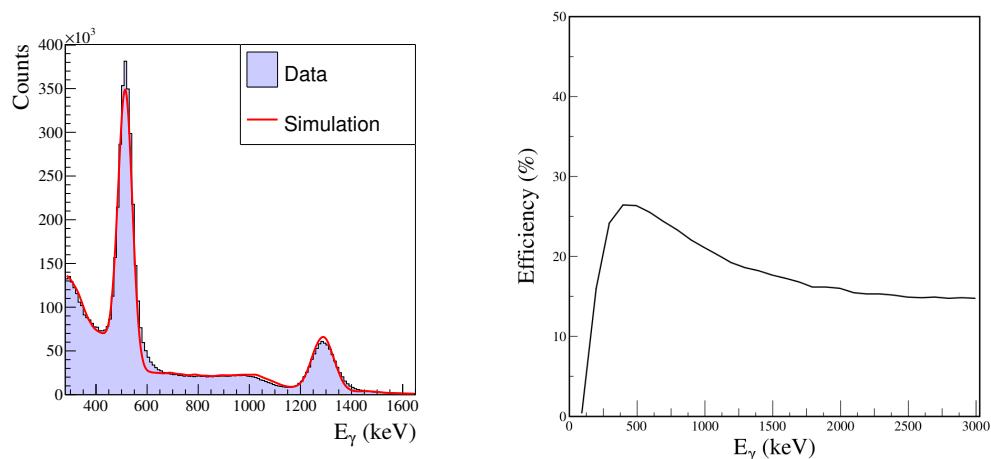


**FIGURE 4.1** – Vue schématique du champ vertical créé par SAMURAI calculé par le code TOSCA pour le plan  $Y = 0$ . Les lignes roses représentent les trajectoires extrêmes des ions qui pourront être détectées par le dispositif.

Ces simulations ont deux utilités principales. La première est leur pouvoir prédictif, mis à profit lors de la préparation des expériences ainsi que lors de la proposition de nouvelles expériences qui permet de connaître la position d'arrivée des ions au niveau de l'Hodoscope selon leur rigidité incidente. Cette donnée nous permet ensuite d'adapter le dispositif expérimental en déplaçant, si nécessaire, les détecteurs afin d'optimiser la détection des particules recherchées. La deuxième est de déterminer une relation entre les positions et angles des ions dans les chambres à dérive et leur rigidité magnétique. Pour ce faire, un grand nombre d'événements est simulé, prenant comme paramètres d'entrée une large gamme de  $B\rho$  ainsi que de directions incidentes. L'étendue de ces gammes est déterminée en évaluant les observables correspondantes dans les données et en les élargissant afin de s'affranchir d'éventuels effets de bord. La simulation détermine la trajectoire de chaque particule et donc en particulier leurs positions horizontale et verticale ainsi que les angles incidents dans les chambres à dérive. Les résultats concernant  $X, Y$  et  $\theta_x$  et  $\theta_y$  dans la FDC1 ainsi que  $X$  et  $\theta_x$  dans la FDC2 sont utilisés pour générer un ajustement polynomial multidimensionnel grâce à la routine *TMultiDimFit* de ROOT. La génération d'une telle fonction est assez longue, mais une fois créée elle permet d'accéder à la rigidité de chaque fragment chargé lors de l'analyse de façon instantanée puisqu'il suffit de renvoyer le résultat d'une fonction à six paramètres.

## 4.2 Simulation de la détection des $\gamma$

Afin d'analyser les spectres gamma produits par DALI2 nous devons développer une simulation capable de reproduire le comportement du détecteur (interaction dans les cristaux de NaI, effet Doppler...). Cette simulation a été écrite à l'aide du logiciel GEANT4 [40, 41] (plus de détails dans la référence [42]). Sa capacité à reproduire correctement à la fois l'efficacité et la résolution de DALI2 a été testée sur des runs de sources (voir figure 4.2).



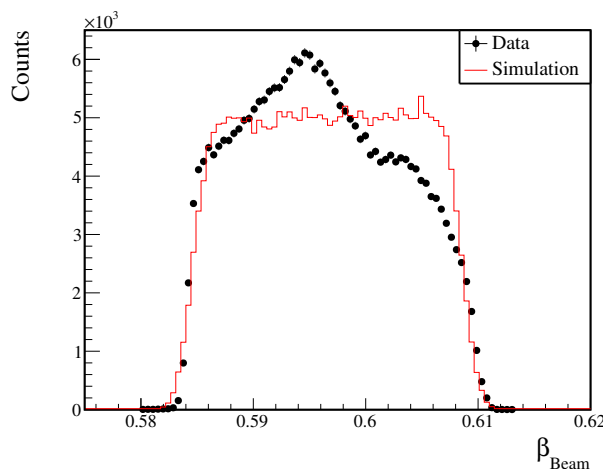
**FIGURE 4.2** – À gauche, comparaison du spectre  $\gamma$  entre données et expérience pour une source de  $^{22}\text{Na}$ . À droite, évolution de l'efficacité de détection du pic d'énergie totale de photons  $\gamma$  par DALI2.

## 4.3 La décroissance fragment-neutron(s)

### 4.3.1 Le générateur d'événements

Un premier point important pour que la simulation soit fidèle à la réalité est qu'elle reproduise correctement les propriétés des ions du faisceau avant la réaction. Expérimentalement le faisceau est caractérisé par une distribution en vitesse de largeur variable et de forme généralement non triviale selon les ions considérés. Dans la simulation, la distribution est supposée uniforme et sa valeur moyenne ainsi que sa largeur sont ajustées pour chaque voie de réaction afin de reproduire au mieux les données expérimentales (voir figure 4.3).

Dans la cible, les ions du faisceau perdent de l'énergie. Cette perte étant liée à une multitude de processus microscopiques, elle n'est pas strictement identique pour deux particules de même énergie. Par conséquent on observe un élargissement de la distribution en énergie lors du passage dans la cible appelé *straggling* en énergie. De plus les multiples diffusions des ions dans la matière impliquent une légère déviation de leur trajectoire dans la cible, ce phénomène est appelé le *straggling* angulaire. Afin de prendre en compte ces deux effets, une fois la perte d'énergie dans la cible calculée, un décalage en énergie et



**FIGURE 4.3** – *Superposition des distributions en vitesses du faisceau telles que mesurée lors de l’expérience (noir) et implémentée dans la simulation (rouge) pour la voie de réaction ( $^{22}\text{N}, ^{20}\text{N}+n$ ). La forme de la distribution expérimentale étant fondamentalement non triviale, il a été décidé d’utiliser une distribution plate dans la simulation.*

en angle sont tirés aléatoirement selon des distributions gaussiennes dont la largeur est définie par l’utilisateur. Les valeurs de *straggling*, ainsi que les calculs de perte d’énergie ont été estimés à partir du logiciel LISE++.

Dans la simulation, nous considérons la décroissance d’un isotope non lié par rapport à l’émission d’un neutron :  $\frac{A+1}{Z}X \longrightarrow \frac{A}{Z}X + n$ . Cette décroissance est caractérisée par l’énergie accessible au système : l’énergie relative  $E_{rel}$  entre le fragment et le neutron.

La section efficace différentielle de l’énergie de décroissance suit une loi caractéristique de l’état considéré qui peut être décrite par différentes fonctions présentées dans le chapitre 1. La simulation permet de tirer aléatoirement l’énergie relative d’un événement à partir des distributions de probabilité associés à ces paramétrisations en fonction des paramètres de la résonance fragment+neutron.

Une fois l’énergie relative de l’événement déterminée, celle-ci est répartie entre le fragment et le (ou les) neutron(s) suivant un tirage aléatoire respectant l’espace des phases à deux (ou plus) corps. Dans le cas d’un espace à deux corps, les impulsions sont, dans le centre de masse, de même norme et de même direction mais de sens opposés. Dans la simulation, les impulsions sont supposées isotropes dans le centre de masse et leur norme est donnée par la relation [43] :

$$P_{CM} = \frac{\sqrt{[E_x^2 - (M_f c^2 + M_n c^2)^2][E_x^2 - (M_f c^2 - M_n c^2)^2]}}{2E_x},$$

$$E_x = E_{rel} + M_f c^2 + M_n c^2, \quad (4.1)$$

où  $E_{rel}$  représente l'énergie relative du système,  $E_x$  son énergie d'excitation,  $M_f$  la masse du fragment et  $M_n$  la masse du neutron.

De plus, la largeur de la distribution en impulsions ne dépend pas de l'énergie du projectile mais de sa nature ainsi que de celle du fragment [44]. Elle est gaussienne, sa largeur  $\sigma$  est généralement semblable dans les directions longitudinale et transverse et de l'ordre de 50 MeV à 200 MeV. Dans la pratique, pour chaque réaction, les trois composantes de l'impulsion du système sont convoluées à une gaussienne dont la largeur est ajustée afin de reproduire les données expérimentales.

La position de la réaction dans la cible est également tirée aléatoirement en suivant une distribution uniforme. Finalement, toutes les grandeurs calculées dans le centre de masse sont converties dans le référentiel du laboratoire en utilisant la vitesse de l'ion incident corrigée de la perte d'énergie dans la cible et affectée du *straggling*. Le fragment alors créé est affecté des mêmes effets que l'ion incident (perte d'énergie et *straggling*) qui sont calculés pour l'épaisseur de cible restant à traverser. L'efficacité de détection des fragments n'étant pas dépendante de leur impulsion, pour optimiser le temps de calcul de la simulation, on considère que 100% de ces derniers sont détectés. On affecte ensuite les impulsions mesurées pour les fragments d'une résolution induite par le système expérimental. Cette dernière a été déterminée expérimentalement et est décrite en détails dans la section 4.3.2. Enfin les neutrons produits sont transportés jusqu'à NEBULA où leur détection (ou non) est traitée de manière différente selon la simulation utilisée (plus de détails dans la section 4.3.3).

### 4.3.2 La reproduction des impulsions et des résolutions expérimentales

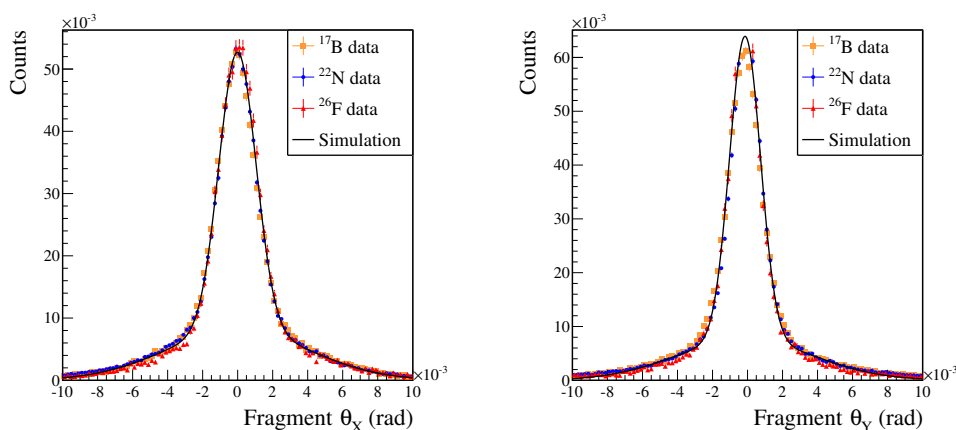
La mesure de l'impulsion des fragments est affectée par notre système expérimental. Elle est reconstruite à partir de la mesure de positions dans deux chambres à dérive différentes et d'un polynôme multidimensionnel et l'influence de tous ces paramètres sur la mesure est non triviale. Il a donc été décidé de la mesurer sur les données. Les conditions idéales pour chaque voie de réaction seraient un run sans cible possédant les caractéristiques suivantes : le fragment étudié est produit avec une énergie légèrement inférieure à celle de la réaction étudiée (afin de compenser l'absence de pertes d'énergie dans la cible) et ses dispersions en impulsion et en angle sont quasi-nulles. Malheureusement de telles conditions ne sont pas réalisables dans la réalité. Afin de reproduire artificiellement des faisceaux *pinceaux*, nous avons effectué des sélections dans les données sur les angles et les impulsions des différents ions produits lors des runs sans cible. Cette démarche implique que les données utilisées ne représentent qu'une infime fraction des ions produits et par conséquent seuls les isotopes les plus produits peuvent subir ce genre de traitement tout en gardant une statistique suffisante pour permettre d'analyser les résultats obtenus. Nous avons donc sélectionné quelques noyaux dans la gamme de charge étudiée et déterminé une tendance globale à partir de ces quelques exemples.

Les deux observables affectées par le dispositif que nous avons voulu reproduire sont les angles d'émission des fragments et leur impulsion totale. Afin de reproduire les distributions angulaires, les sélections appliquées au faisceau étaient les suivantes :

- Réaction centrée sur la cible (carré de 15 mm de côté).
- $|\theta_x - \langle \theta_x \rangle| < 0,5$  mrad.
- $|\theta_y - \langle \theta_y \rangle| < 0,5$  mrad.
- Pas de sélection sur l'impulsion totale.

Les distributions angulaire obtenues pour les fragments une fois cette sélection appliquée au faisceau sont très similaires pour l'ensemble des isotopes considérés. Elles peuvent être bien décrites par une somme de deux gaussiennes dont les rapports d'amplitude et de largeur sont semblables pour les directions  $x$  et  $y$  (voir figure 4.4), cependant la distribution en  $\theta_x$  est systématiquement légèrement plus large que celle dans la direction  $y$ . Les résultats des ajustement sont présentés dans le tableau 4.1. Afin que les notations employées soient claires, la fonction utilisée pour effectuer l'ajustement est la suivante :

$$A_0 e^{-\frac{(x-\langle x \rangle)^2}{2\sigma_0^2}} + A_1 e^{-\frac{(x-\langle x \rangle)^2}{2\sigma_1^2}}.$$



**FIGURE 4.4** – *Superposition des distributions angulaires obtenues pour différents ions en sélectionnant des faisceaux pinceaux sur cible vide et de la fonction utilisée dans la simulation pour les reproduire.*

$A_0/A_1$	$\sigma_0/\sigma_1$	$\sigma_0$ (mrad)	
7,7	0,30	1,12	$\theta_x$
		0,94	$\theta_y$

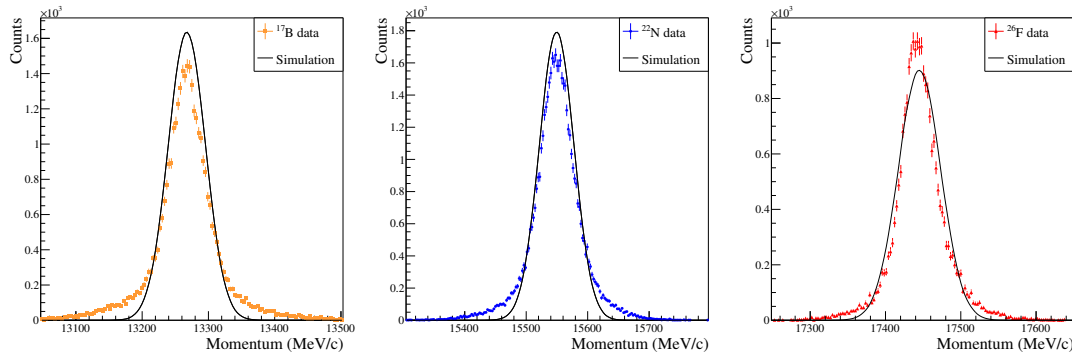
**TABLEAU 4.1** – *Résultat de l'ajustement des distributions angulaires des fragments après sélection d'un faisceau pinceau. La fonction utilisée est une somme de deux gaussiennes.*

En ce qui concerne les impulsions totales, les sélections choisies pour le faisceau étaient les suivantes :

- Pas de sélection sur la position sur la cible.

- Pas de sélection en angles.
- Dispersion sur les moments de un pour mille autour de la moyenne.  
i.e.  $|P - \langle P \rangle| / \langle P \rangle < 1\%$ .

Les distributions en impulsion des fragments obtenues étaient suffisamment proches de gaussiennes pour que l'on décide d'ignorer les *ailes*. Nous avons tenté de les reproduire à l'aide d'une seule gaussienne de largeur fixe (avant la convolution par la distribution incidente). Le meilleur résultat est présenté en figure 4.5, il a été obtenu pour une gaussienne de largeur  $\sigma = 24$  MeV.



**FIGURE 4.5** – Distributions en impulsion totale obtenues pour les faisceaux pinceaux de  $^{16}\text{B}$ ,  $^{23}\text{N}$  et  $^{26}\text{F}$ . La courbe noire est le meilleur compromis obtenu pour reproduire ces trois distributions à l'aide d'une unique gaussienne. Dans chaque cas, l'intégral de cette gaussienne est égale au nombre de coups dans la distribution.

### 4.3.3 Gestion des neutrons dans la simulation

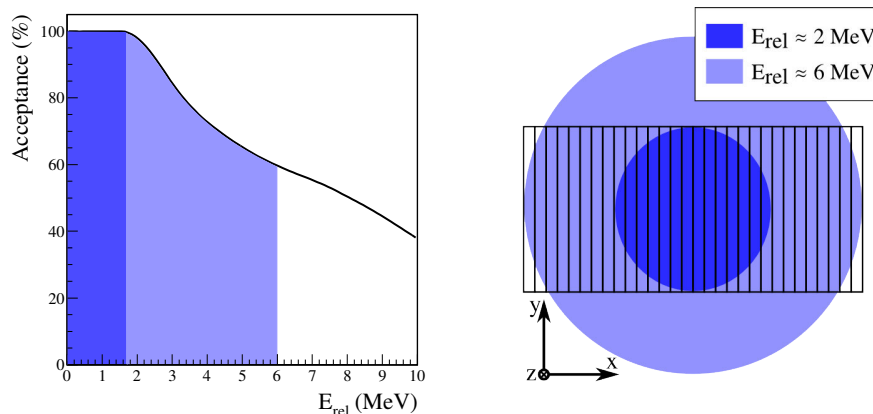
Une fois la détection des fragment prise en compte en convolant les composantes de leur impulsion par les fonctions décrites dans le paragraphe précédent, il est nécessaire de simuler la détection des neutrons. Cette dernière peut se décomposer comme le produit d'une efficacité géométrique (qui caractérise la probabilité que le neutron traverse le détecteur) et d'une efficacité intrinsèque (qui caractérise la probabilité que le neutron interagisse dans le détecteur).

En ce qui concerne l'efficacité géométrique, l'impulsion du neutron émis par le système non lié détermine entièrement la trajectoire de ce dernier dans l'aire expérimentale et nous permet de prendre en compte tout obstacle éventuel placé entre son point d'émission et NEBULA. En particulier, les fenêtres d'entrée et de sortie de SAMURAI sont simulées.

La figure 4.6 représente l'efficacité géométrique de détection des neutrons en fonction de l'énergie relative disponible dans le système non lié. Plus l'énergie de décroissance est grande, plus l'énergie communiquée au neutron sera importante et plus il pourra dévier de la trajectoire du faisceau incident. On observe sur la figure un plateau à basse énergie (jusqu'à environ 2 MeV) pour lequel l'efficacité géométrique est de 100%. À partir de cette valeur, l'efficacité décroît car l'énergie communiquée au neutron est suffisante pour que sa



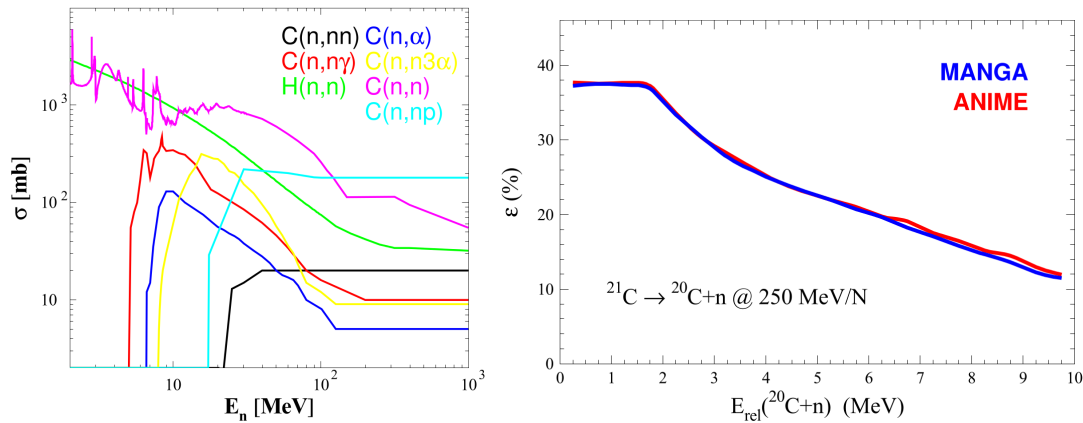
trajectoire sorte de l'acceptance verticale de NEBULA (voir deuxième partie de la figure 4.6). À partir d'environ 6 MeV on observe une rupture de pente et l'efficacité décroît plus rapidement car les neutrons peuvent également sortir de l'acceptance horizontale du détecteur.



**FIGURE 4.6** – À gauche, évolution de l'acceptance géométrique de NEBULA pour la détection d'un neutron en fonction de l'énergie fragment-neutron pour un faisceau de 250 MeV/nucléon. À droite, représentation de NEBULA de face. 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.

À cette partie purement géométrique et cinématique, s'ajoute la probabilité qu'un neutron donné interagisse avec l'un des noyaux de carbone ou d'hydrogène qui composent le plastique de NEBULA. C'est le traitement de cet aspect qui diffère dans les deux codes que nous utilisons pour reproduire nos données. La première simulation (du moins la plus simple) est appelée MANGA (pour *Multiparticle Analysis in a Neutron Geometrical Array*). Elle consiste à traiter l'interaction neutron de façon purement effective. Nous allons calculer l'épaisseur traversée par le neutron et définir une probabilité d'interaction par cm. Ainsi la simulation ne dépend que d'un unique paramètre que nous allons fixer afin de reproduire l'efficacité intrinsèque de NEBULA. La valeur de cette probabilité d'interaction a été déterminée expérimentalement lors du *comissioning* de SAMURAI grâce à la réaction  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  qui produit des neutrons individuels et monocinétiques et dont la section efficace est connue. MANGA utilise cette valeur pour déterminer à l'aide d'un tirage aléatoire si un neutron a interagit dans l'épaisseur de NEBULA traversée. Cette méthode est numériquement rapide et permet dans les voies de réaction où un seul neutron est mis en jeu de reproduire la détection des neutrons aussi bien que des techniques plus complexes prenant en compte les section efficaces de chacune des réactions possibles entre neutrons et noyaux du détecteur. Cependant elle ne permet pas de simuler la charge déposée dans les lattes de NEBULA ni le phénomène d'interactions multiples dans le détecteur.

C'est pourquoi une autre simulation a été écrite nommée ANIME (*Algorithms for Neutron Identification in Modular Experiments*). Cette dernière utilise les paramétrisations en énergie des sections efficaces de MENATE\_R (voir figure 4.7). Lorsqu'un neutron entre dans une latte de NEBULA, une tirage aléatoire selon la section efficace totale détermine s'il réagit dans cette dernière et si oui, à travers quel processus. Suivant le type de réaction mise en jeu, la cinématique des différentes particules impliquées est reconstruite. En particulier le recul des particules chargées est modélisé, permettant de reconstruire la charge déposée dans la latte ainsi que le parcours potentiel d'un proton de recul à travers plusieurs lattes. Le neutron continue ensuite sa trajectoire avec l'énergie restante et dans la direction imposée par la réaction et peut éventuellement réagir de nouveau dans le détecteur. Cela nous permet de simuler le phénomène de diaphonie où un même neutron provoque un signal dans plusieurs lattes du détecteur [45]. ANIME est par conséquent indispensable pour des analyses requérant la détection de plusieurs neutrons.

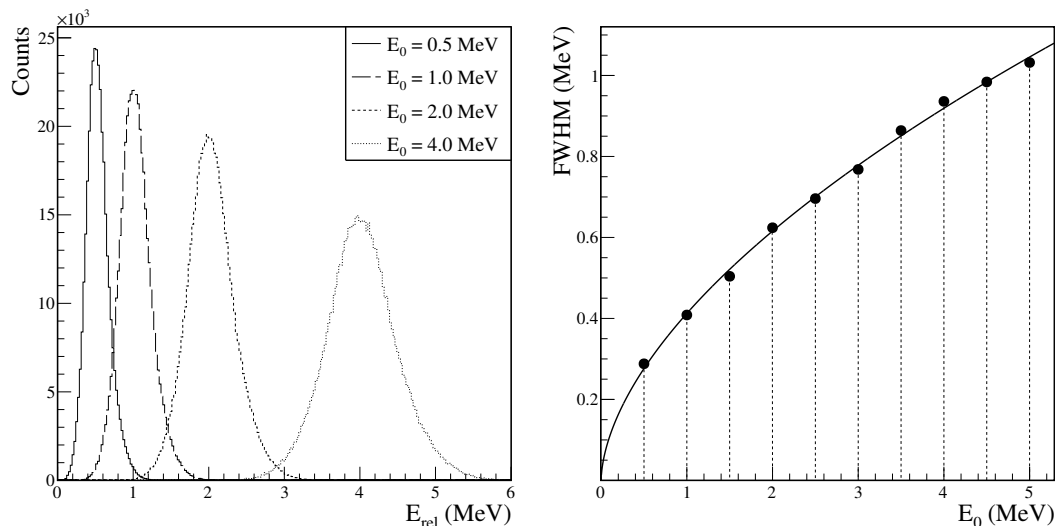


**FIGURE 4.7** – À gauche, sections efficaces de réaction des neutrons en fonction de leur énergie. Ces sections efficaces ont été utilisées par la simulation ANIME afin de modéliser l'interaction des neutrons dans les lattes de plastique de NEBULA. À droite, Comparaison des efficacités de détection de NEBULA avec les simulations MANGA (en bleu) et ANIME (en rouge).

Dans les deux simulations, une fois la position d'interaction dans la latte connue, le temps nécessaire pour que la lumière atteigne les deux photo-multiplieurs est reconstruit. À ce temps est convoluée la résolution en temps de chaque PM, celle-ci ayant été mesurée expérimentalement. La position verticale de l'interaction est alors reconstruite de la même manière que dans l'expérience. Les temps de déclenchement ainsi que les positions reconstruites obtenus grâce à ces simulations peuvent ainsi être traités de façon strictement identique aux données expérimentales.

Une comparaison des résultats obtenus avec MANGA et ANIME dans le cadre de la détection d'un neutron est présenté en figure 4.7. Toutes les analyses présentées dans la suite pour lesquelles n'intervient qu'un neutron ont été simulées en utilisant MANGA. En effet les résultats obtenus pour un neutrons sont quasiment identiques et les informations apportées en plus par ANIME ne sont pas pertinentes pour l'étude de voies de réaction où un seul neutron est détecté en voie de sortie.

La simulation que nous avons réalisée nous permet aussi d'estimer la résolution en énergie relative de notre dispositif expérimental. Cette dernière a été déterminée en simulant des décroissances pour lesquelles l'énergie relative était une delta puis en étudiant la largeur de la distribution reproduite en sortie. On peut voir sur la figure 4.8 que la résolution se dégrade avec l'énergie relative du dispositif et qu'elle semble pouvoir être ajustée correctement par la loi :  $\text{FWHM} = 0,41 \times E_0^{0,57}$ . Cette grandeur est particulièrement importante car elle peut être déterminante sur notre capacité à distinguer ou non différents états résonnants.



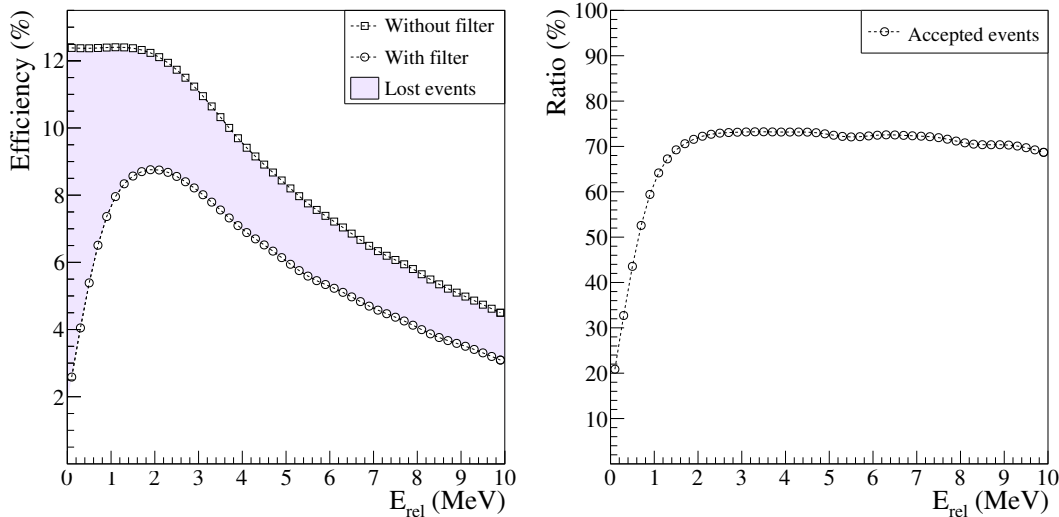
**FIGURE 4.8** — Évolution de la résolution expérimental de l'expérience SAMURAI-DayOne en fonction de l'énergie relative fragment-neutron pour un faisceau de 250 MeV/nucléon.

#### 4.3.4 Simulation de la diaphonie

Le phénomène de diaphonie lors de la détection de neutrons dans un multi-détecteur comme NEBULA a été décrit dans la section 3.4.4. Nous y avons présenté le filtre utilisé afin de supprimer les *coups* liés à la diaphonie tout en conservant le maximum de *vraies* doubles-coïncidences neutron. La capacité à éliminer les coïncidences fortuites peut être vérifiée expérimentalement, en revanche, pour étudier l'effet du filtre sur les *bons* événements, la simulation devient nécessaire.

Une première information importante qui peut être tirée des simulations, est la déformation de l'efficacité de détection neutron induite par le filtre. Pour la déterminer, nous avons simulé une décroissance avec deux neutrons en voie de sortie à l'aide de MANGA. Comme les neutrons ne sont plus suivis après leur première interaction dans cette simulation, toutes les doubles coïncidences obtenues correspondent à de *vraies* événements deux neutrons. Nous avons ensuite appliqué le filtre habituel de réjection de la diaphonie puis comparé les deux spectres obtenus. Le résultat obtenu est présenté en figure 4.9. On peut observer que notre filtre réduit drastiquement l'efficacité de détection de deux neutrons à très basse énergie relative qui est divisée par cinq aux environs de 0. Cet effet

est lié au fait que lorsqu'un noyau décroît avec une faible énergie relative, l'angle entre les deux neutrons émis est petit et les deux neutrons sont souvent détectés dans une même latte du détecteur, ce qui nous empêche de les distinguer. L'efficacité de détection augmente ensuite rapidement avec l'énergie relative, passant par un maximum autour de 2 MeV, puis les mêmes effets géométriques que pour la détection d'un neutron entrent en jeu et elle commence à décroître. La proportion d'événements acceptés par notre filtre devient presque constante aux alentours de 2 MeV d'énergie relative et est de 70 %.



**FIGURE 4.9** – *Effets du filtre de réjection de diaphonie sur les vraies doubles-coïncidences obtenus avec MANGA. À gauche, superposition des courbes d'efficacité de détection de deux neutrons en coïncidence avant et après le passage par le filtre de réjection de diaphonie en fonction de l'énergie relative. La partie colorée correspond à l'ensemble de bons événements perdus à cause du filtre. À droite, proportion des bons événements acceptés par le filtre en fonction de l'énergie relative.*

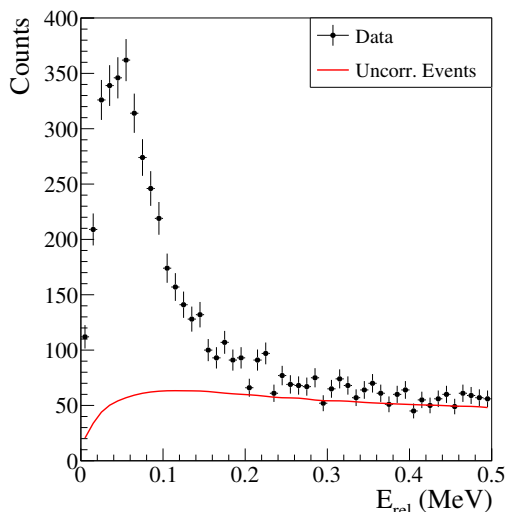
#### 4.3.5 Utilisation des données simulées dans l'analyse

L'ensemble de ce chapitre a jusqu'ici consisté à décrire les différentes simulations utilisées pour modéliser l'ensemble du dispositif expérimental. Cependant, le but de ces simulations numériques est de nous aider à comprendre des processus physiques. En particulier l'objectif est de se servir des résultats simulés pour décrire au mieux les spectres d'énergie relative observés expérimentalement afin d'étudier la structure des noyaux d'intérêt.

Dans ce paragraphe, nous montrerons comment sont utilisées en pratique les simulations décrites précédemment afin de d'étudier la structure des noyaux d'intérêt à travers l'exemple du  $^{16}\text{B}$ . Ce noyau a l'avantage d'avoir été étudié plusieurs fois dans le passé [29, 46] et de posséder un état non lié très proche du seuil d'émission neutron. De tels états étant extrêmement sensibles à l'alignement des détecteurs (voir figure 3.22), son étude nous permettra à la fois de comparer nos résultats à un cas connu mais aussi de vérifier notre procédure d'alignement.

Avant d'utiliser nos outils de simulation les données en notre possession sont :

- Un spectre en énergie relative fragment-neutron qui comprend à la fois les résonances du système étudié mais aussi une partie d'événements non résonants.
- La forme de la distribution non corrélée produite par la méthode de mélange d'événements décrite dans la section 3.5.2, mais pas son amplitude.



**FIGURE 4.10** – *Superposition du spectre en énergie relative mesuré et de la distribution non résonante maximisée obtenue par la méthode de mélange d'événements dans le cas de la réaction ( $^{17}\text{B}$ ,  $^{15}\text{B}+\text{n}$ ).*

L'objectif est de décrire les parties du spectre en énergie relative qui ne peuvent pas être prises en compte par le fond non corrélé grâce à des résonances telles que décrites dans le chapitre 1. Ces dernières possèdent trois caractéristiques principales : leur énergie de résonance  $E_r$ , leur largeur  $\Gamma$  et le moment angulaire relatif du neutron par rapport au fragment  $\ell$ .

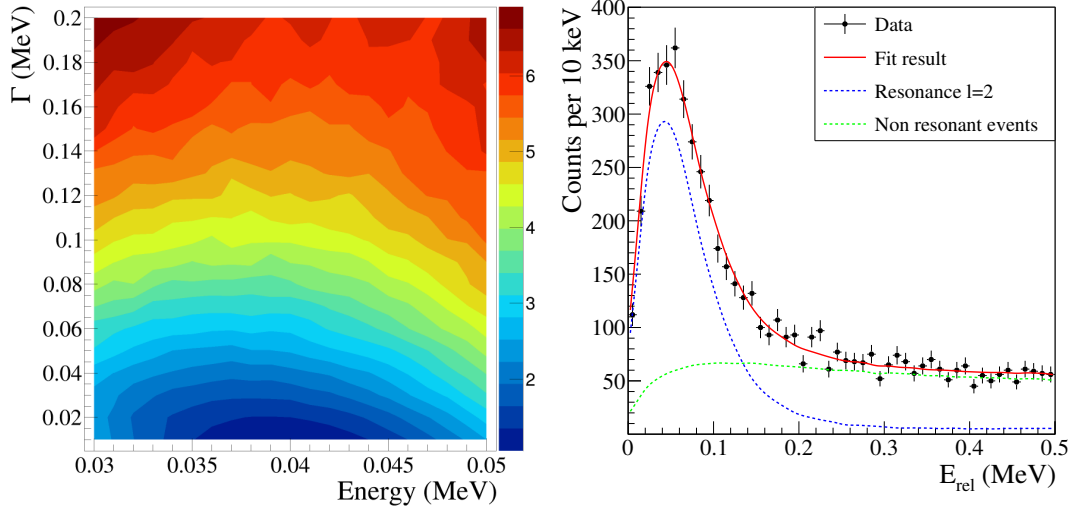
Pour cela, nous déterminons à l'avance le nombre de résonances qui semblent nécessaires pour décrire le spectre en énergie relative puis effectuons une série de simulations faisant varier l'énergie de résonance et la largeur dans des gammes *raisonnables*. Dans notre exemple du  $^{16}\text{B}$ , on voit que dans les premiers 500 keV il y a une unique structure qui ne peut pas être décrite par la distribution non résonante. Pour chacune de nos résonance (ou n-tuple de résonances s'il y a lieu), on effectue un ajustement du spectre en énergie relative avec une fonction de forme :

$$N(E_x) = \sum_i w_i R_i(E_x) + (1 - \sum_i w_i) U(E_x), \quad (4.2)$$

où  $N$  représente le nombre de coups à une énergie donnée,  $R_i$  la  $i$ -ième résonance utilisée normalisée à l'intégrale du spectre en énergie relative,  $w_i$  le poids affecté à cette résonance et  $U$  la distribution non résonante elle aussi normalisée à l'intégrale du spectre en

énergie. Les poids  $w_i$  doivent satisfaire la condition  $\sum_i w_i \leq 1$ . Ainsi l'intégrale du spectre et celle de la fonction utilisée pour le décrire sont nécessairement égales. Le meilleur ajustement dans chacun des cas est déterminé en utilisant la méthode des moindres carrés et le  $\chi^2$  réduit ainsi calculé est associé aux grandeurs caractéristiques  $E_r$  et  $\Gamma$  de la résonance.

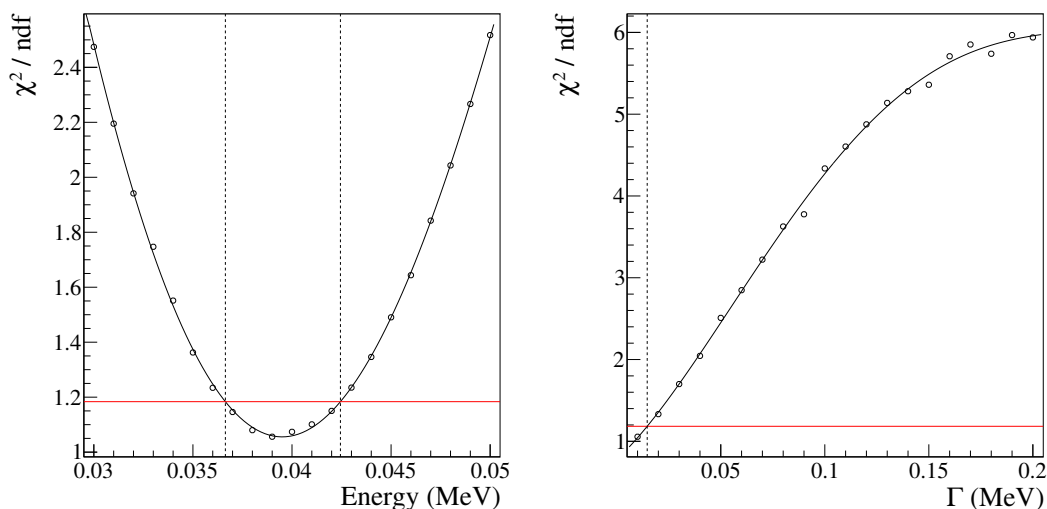
On construit ainsi une *surface* de  $\chi^2$  dont le minimum correspond au meilleur ajustement possible du spectre en énergie relative.



**FIGURE 4.11** – À gauche, surface de  $\chi^2$  obtenue en ajustant le spectre d'énergie relative de la réaction ( $^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n$ ) avec des résonances dont l'énergie varie entre 30 keV et 50 keV et la largeur entre 10 keV et 200 keV. À droite résultat du meilleur ajustement du même spectre.

Une fois ce minimum  $\chi_0^2$  déterminé, en supposant que les erreurs suivent une distribution normale, on peut établir un contour qui nous servira à calculer les barres d'erreurs en énergie et gamma. Pour cela, on recherche l'ensemble des points de notre surface qui satisfont la condition  $\chi^2 < \chi_0^2 + \Delta\chi^2$ , où  $\Delta\chi^2$  dépend du niveau de confiance que nous voulons atteindre ainsi que du nombre de degrés de liberté de notre ajustement [47]. Le tableau 4.2 liste l'ensemble des valeurs à utiliser pour un ajustement à moins de six degrés de liberté. Dans notre exemple (et dans le cas d'une unique résonance en général), les degrés de liberté de l'ajustement sont l'énergie de la résonance, sa largeur et la proportion d'événements non corrélés. Pour un niveau de confiance de 68,3% (i.e.  $1\sigma$ ), nous devons donc tracer le contour correspondant à  $\chi^2 < \chi_0^2 + 3,53$ .

La projection de ce contour sur  $E_r$  et  $\Gamma$  nous donne alors les limites de nos incertitudes (voir figure 4.12). Dans notre exemple on trouve par conséquent pour l'état fondamental du  $^{16}\text{B}$  une énergie de résonance de  $E_r = 39(3)$  keV. En ce qui concerne la largeur, nous sommes limité par notre résolution expérimental et ne pouvons donner qu'une valeur limite :  $\Gamma < 15$  keV. Les précédentes études, avaient elles obtenues les résultats suivants :  $E_r = 85(15)$  keV,  $\Gamma < 100$  keV [29] et  $E_r = 60(20)$  keV,  $\Gamma < 100$  keV [46]. Nos résultats



**FIGURE 4.12** – Projections de la surface de  $\chi^2$  sur l'énergie de résonance et la largeur simulées. Le trait rouge correspond à la limite  $\chi^2 < \chi_0^2 + 3,53$  qui correspond à un niveau de confiance de 68,3%.

confiance	Nombre de degrés de liberté					
	1	2	3	4	5	6
68.3%	1.00	2.30	3.53	4.72	5.89	7.04
90%	2.71	4.61	6.25	7.78	9.24	10.6
95.4%	4.00	6.17	8.02	9.70	11.3	12.8
99%	6.63	9.21	11.3	13.3	15.1	16.8
99.73%	9.00	11.8	14.2	16.3	18.2	20.1
99.99%	15.1	18.4	21.1	23.5	25.7	27.8

**TABLEAU 4.2** – Liste des  $\Delta\chi^2$  à utiliser pour mesurer les incertitudes de son ajustement selon le niveau de confiance désiré et le nombre de degrés de liberté.

sont donc légèrement inférieurs à ceux des études précédentes mais restent compatibles et sont également plus précis.

## 4.4 Conclusion

Les simulations jouent un rôle crucial dans l'analyse des données traitées dans ce document. En effet, ce sont elles qui permettent d'obtenir les valeurs numériques et les incertitudes des états que nous interprétons à partir de nos spectres expérimentaux. Une attention toute particulière doit donc leur être apportée pour qu'elles soient le plus fidèle possible à la réalité et une partie du travail de cette thèse a consisté à développer de nouveaux outils ou à améliorer des simulations existantes. A l'heure actuelle, l'ensemble du dispositif expérimental est simulé à travers trois programmes différents ce qui nous permet de :

- Déterminer la trajectoire des fragments chargés dans SAMURAI.

- Étudier les spectres de décroissance gamma en coïncidence avec l'énergie relative.
- Simuler la décroissance des noyaux d'intérêt et la détection du fragment chargé et des neutrons en prenant en compte la déformation des observables mesurées par le dispositif expérimental.





# Chapitre 5

## Résultats

Ce chapitre présente les différents résultats obtenus en utilisant les techniques d'analyse et de simulations décrites dans les chapitres 3 et 4. La philosophie générale de ce chapitre consistera à suivre la chaîne des isotopes d'Azote du plus léger au plus lourd en profitant de l'occasion pour passer à travers la drip-line. La première partie est consacrée à l'étude des spectres de rayonnement gamma du  $^{22}\text{N}$  disponibles lors de notre expérience et dont la compréhension est vitale lors de l'examen du dernier isotope d'Azote lié : le  $^{23}\text{N}$ . La deuxième partie est centrée sur les états non liés du  $^{23}\text{N}$  mais illustre la nécessité d'étudier les corrélations entre les spectres d'émissions de rayons gamma et ceux d'énergie relative. Enfin les deux dernières parties de ce chapitre sont consacrées aux premiers isotopes d'Azote au delà de la drip-line qui sont complètement inconnus à ce jour.

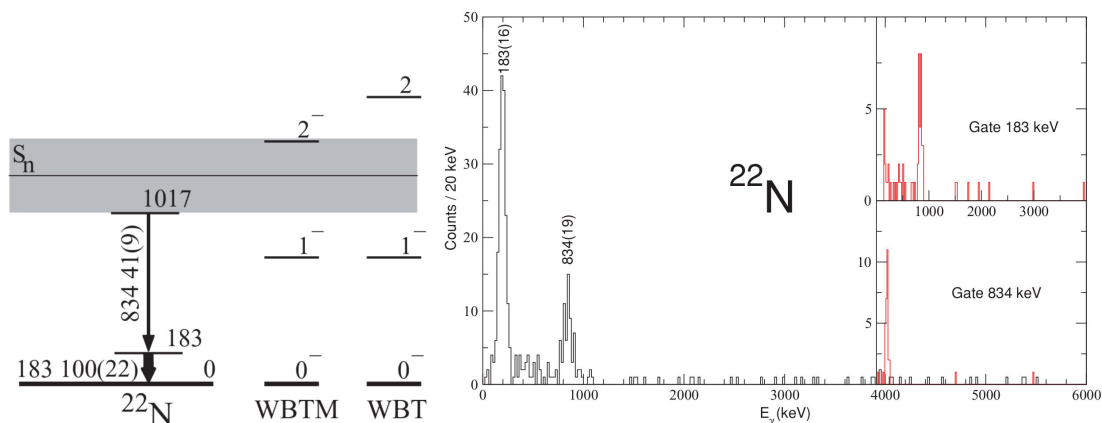
### 5.1 Spectroscopie gamma des derniers isotopes d'Azote liés

L'étude d'états liés par spectroscopie gamma n'est pas le sujet principal de cette thèse, cependant nous avons à notre disposition un détecteur NaI  $4\pi$  qui entourait notre cible aussi avons nous eu accès à un lot de données qui mérite d'être présenté. De plus, comme mentionné dans le chapitre 1, les systèmes non liés étudiés peuvent, lors de leur décroissance, former un fragment dans un état excité qui lui même décroît par émission d'un photon gamma. L'énergie relative fragment-neutron reconstruite lors de tels événements ne correspond plus à la somme de l'énergie de décroissance et du seuil d'émission neutron. Afin de l'obtenir, il est nécessaire d'ajouter à l'énergie relative mesurée, l'énergie du rayonnement gamma émis par le fragment. Cette correction ne peut être effectuée événement par événement car la probabilité de détection des rayonnements gamma par notre dispositif n'est pas de 100%, cependant une bonne connaissance des états excités liés des fragments formés est indispensable à l'interprétation des systèmes non liés étudiés.

#### 5.1.1 Spectroscopie gamma de l'Azote 22

L'Azote 22 possède deux états excités liés qui décroissent par émission de rayonnement gamma. Ces derniers ont été étudiés lors d'une expérience au GANIL[48] et sont connus. Cependant si notre dispositif expérimental ne nous permet pas d'atteindre la résolution de l'expérience de Sohler qui était dédiée à la détection des rayonnement gamma des isotopes d'Azote les plus lourds et utilisait un détecteur Germanium, nous pouvons vérifier que nos propres observations sont compatibles avec leurs résultats. Le premier état excité a

été mesuré à une énergie de 183 keV et le second à 1017 keV. Ce deuxième état excité ne peut décroître que par cascade par le premier état en émettant deux rayons gamma à 183 keV et 834 keV.



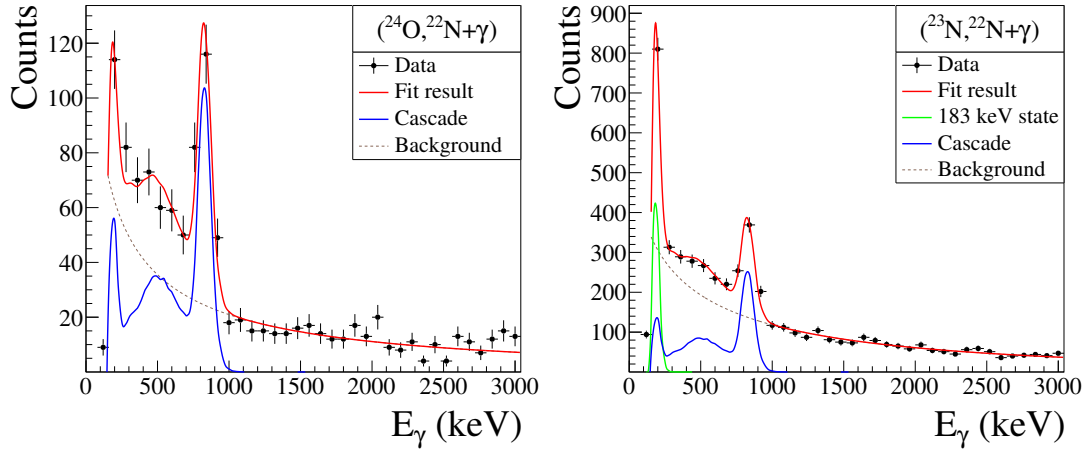
**FIGURE 5.1** – À gauche, schéma de niveau pour le  $^{22}\text{N}$  proposé dans la référence [48]. À droite, spectre de rayonnements gamma observé lors de l'expérience ayant donné lieu à la référence [48].

Notre capacité à reproduire le spectre de rayonnement gamma de l'Azote 22 est essentielle pour la compréhension de l'Azote 23. Le premier état excité de cet isotope est assez problématique car il est situé à une énergie de 183 keV, or le seuil en énergie des cristaux de DALI2 est situé à environ 200 keV. Cependant, dans le laboratoire, la désexcitation des fragments ne s'effectue pas au repos mais à une vitesse avoisinant 60% de la vitesse de la lumière, l'effet Doppler est par conséquent très important et pour les couronnes avant de DALI2, l'énergie déposée par effet photo-électrique d'un rayonnement gamma de 183 keV est équivalente à ce que déposerait un photon de presque 300 keV émis par un noyau au repos dans le laboratoire. Par conséquent une partie des rayonnements produits par le premier états excités de l'Azote 22 sont mesurés, cependant pour reproduire correctement le spectre gamma de cet isotope des précautions sont à prendre sur les seuils effectifs dans la simulation décrite dans le paragraphe 4.

De nombreuses voies de réactions produisant un fragment de  $^{22}\text{N}$  en coïncidence avec un neutron ont été accessibles lors de la campagne et nous n'explorerons que quelques unes d'entre elles. En particulier nous nous attarderons sur la réaction de *knockout* d'un proton ( $^{24}\text{O}, ^{23}\text{N}+n$ ) qui est particulièrement intéressante car elle ne met en jeu qu'un seul nucléon, ce qui permet d'effectuer des calculs théoriques sur les facteurs spectroscopiques afin d'appuyer l'interprétation des spectres expérimentaux. Nous étudierons également la diffusion inélastique du  $^{23}\text{N}$  ainsi que quelques réactions de fragmentations à partir d'isotopes de Fluor.

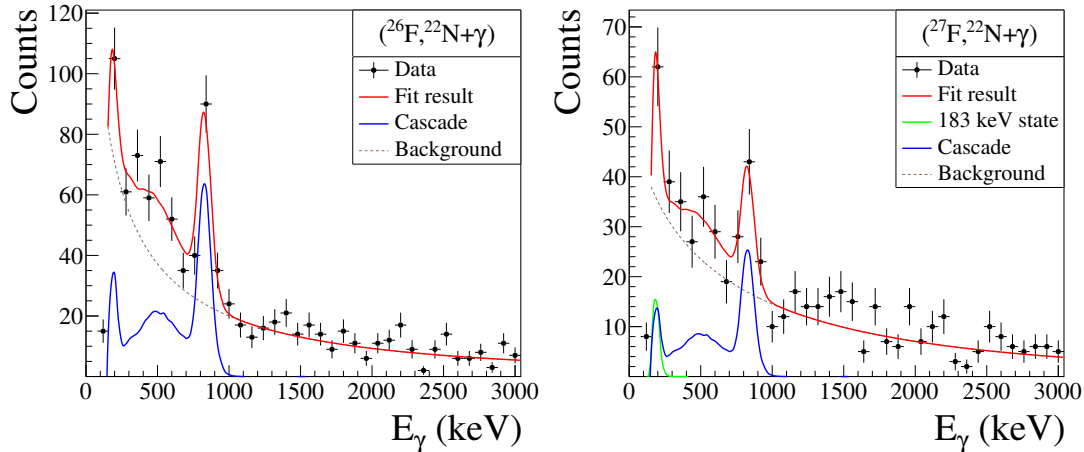
Les différents spectres en énergie des rayonnements gamma détectés en coïncidence avec les fragments de  $^{22}\text{N}$  ainsi que l'ajustement effectué à l'aide de simulations GEANT4 sont présentés dans la figure 5.2.

Les différents spectres ont été ajustés en utilisant l'hypothèse de deux états excités dont le second décroît uniquement par cascade vers le premier. Les résultats obtenus



**FIGURE 5.2** – Spectres en énergie des rayonnements gamma détectés en coïncidence avec les fragments de  $^{22}\text{N}$ . À gauche dans la réaction de knockout d'un proton et à droite pour la diffusion inélastique de l'Azote 23.

nus pour leurs énergies sont de  $175 \pm 20$  keV pour le premier état et une différence de  $828 \pm 10$  keV entre les deux états, ce qui conduirait à une énergie de  $1003 \pm 30$  keV pour le deuxième état excité de l'Azote 22. Ces résultats sont compatibles avec l'étude menée précédemment au GANIL et on remarque que l'ensemble de nos spectres peut être ajusté correctement avec les mêmes paramètres pour ces deux états excités. Deux des voies de réactions ( $^{24}\text{O}, ^{22}\text{N}$ ) et ( $^{26}\text{F}, ^{22}\text{N}$ ) sont reproduites en utilisant uniquement la cascade depuis le deuxième état excité sans avoir à ajouter une composante liée à la désexcitation du premier état.



**FIGURE 5.3** – Spectres en énergie des rayonnements gamma détectés en coïncidence avec les fragments de  $^{22}\text{N}$  lors de réactions de fragmentation d'isotopes de fluor.

Ces résultats nous permettent à la fois de confirmer des connaissances déjà acquises mais ils seront de plus essentiels pour la partie 5.2.

### 5.1.2 Recherche d'états excités liés pour le $^{23}\text{N}$

De la même manière que lors de l'étude du  $^{23}\text{N}$ , il est nécessaire pour interpréter correctement les spectres en énergie relative fragment-neutron du  $^{24}\text{N}$  d'avoir une connaissance précise des états liés du noyau de  $^{23}\text{N}$ . À ce jour, aucun état excité lié n'a été découvert et les spectres de rayonnement gamma que nous avons pu produire lors des expériences de la campagne SAMURAI-DAYONE (figure 5.4) sont en accord avec cette hypothèse. Aucun rayonnement gamma n'est visible dans aucune de nos voies de réaction. Cette constatation simplifie l'analyse par spectroscopie de masse invariante du  $^{24}\text{N}$  car toutes les paires ( $^{23}\text{N}, n$ ) seront constituées d'un fragment de  $^{23}\text{N}$  dans l'état fondamental. Les énergies relatives mesurées correspondront ainsi directement à l'énergie de décroissance du noyau père.

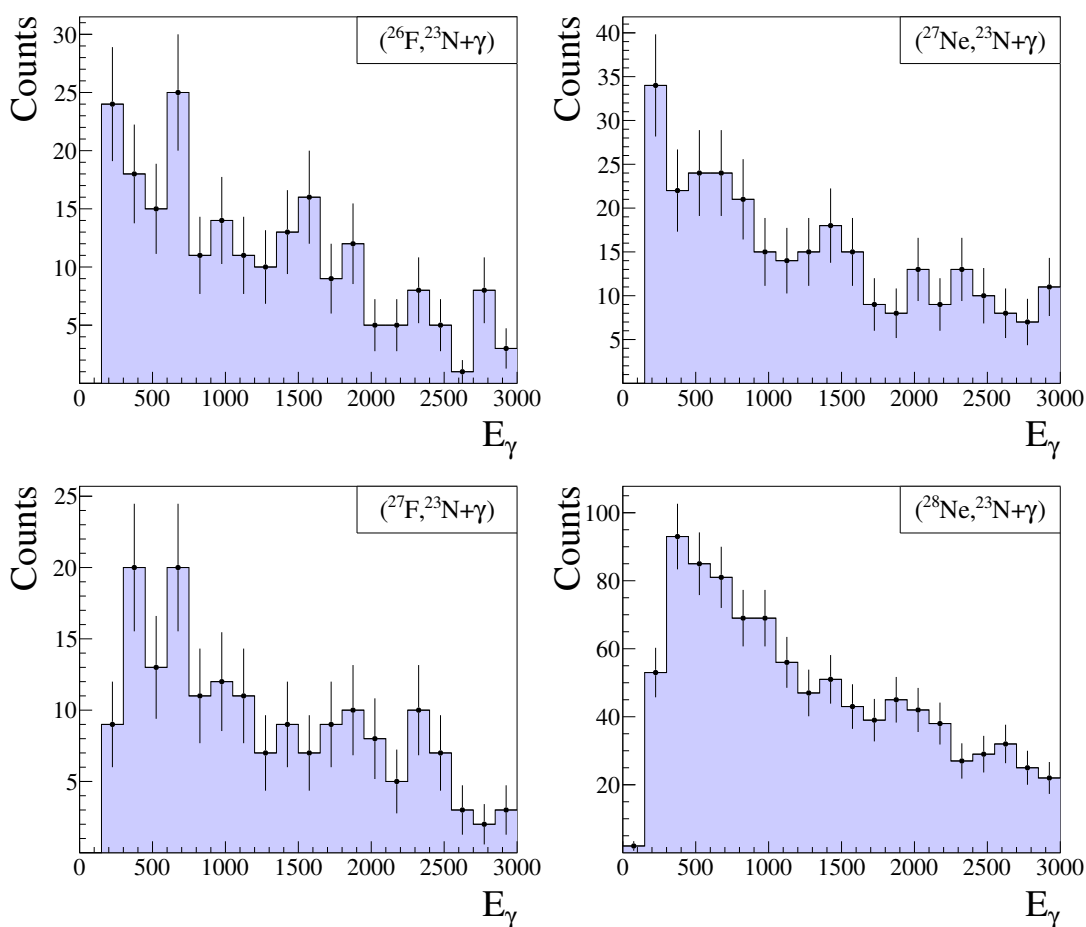


FIGURE 5.4 – Spectres de rayonnement gamma obtenus pour les quatre voies de réactions ayant produit des fragments de  $^{23}\text{N}$ .

## 5.2 Etude des états non liés de l'Azote 23

L'Azote 23 est particulièrement intéressant en terme de structure nucléaire car il possède 16 neutrons. Or on sait que pour les isotopes d'Oxygène, la fermeture de couche

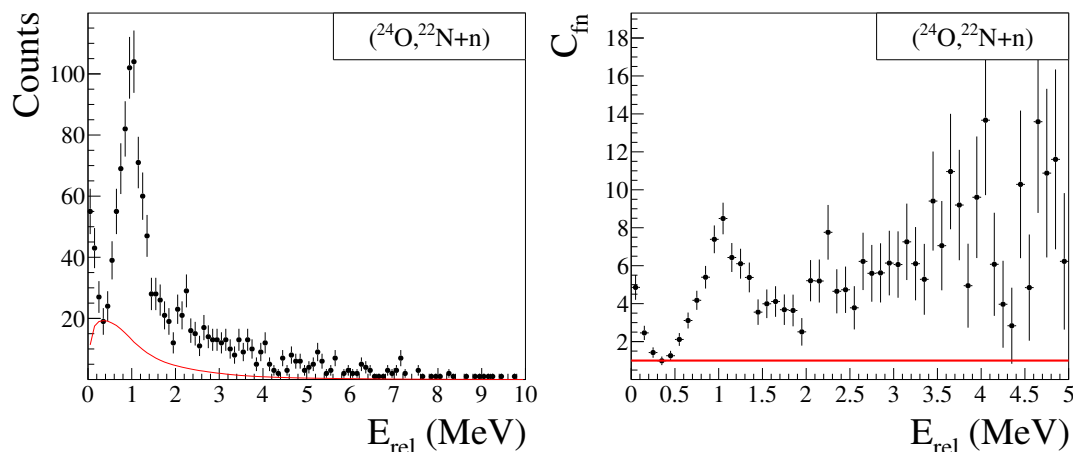
$N = 20$  tend à disparaître tandis que  $N = 16$  semble apparaître comme un nouveau nombre magique. La mesure des états excités d'isotones  $N = 16$  nous permettra d'atteindre une meilleure compréhension de l'évolution de la structure en couche dans cette région de la carte des noyaux. Les états excités de l'Azote 23 n'ont été étudiés que lors d'une expérience [30] via la réaction de *knockout* d'un proton au NSCL (*National Superconductive Cyclotron Laboratory*). Cependant le dispositif expérimental n'incluait pas de détecteur permettant d'observer les rayonnements gamma des fragments chargés en coïncidence avec le spectre d'énergie relative ce qui a obligé les auteurs à conjecturer sur ces coïncidences lors de leur interprétation des données.

Afin d'étudier l'Azote 23, nous utiliserons principalement trois voies de réactions :

- Le *knockout* d'un proton ( $^{24}\text{O}, ^{22}\text{N}+n$ )
- Une voie de fragmentation ( $^{27}\text{Ne}, ^{22}\text{N}+n$ )
- La diffusion inélastique ( $^{23}\text{N}, ^{22}\text{N}+n$ )

### 5.2.1 Réaction de knockout d'un proton

La première réaction que nous avons investigué lors de notre étude de l'Azote 23 est celle du *knockout* d'un proton à partir de l'Oxygène 24. Le choix de cette réaction en particulier s'est imposée du fait que d'un point de vue théorique, le calcul des facteurs spectroscopiques d'une réaction sont extrêmement compliqués si cette dernière met en jeu plus d'un nucléon. L'Azote 24 étant non lié, le seul point de départ possible pour une réaction de *knockout* d'un nucléon était donc l'Oxygène 24. De plus cette réaction ayant déjà été étudiée nous avons un point de comparaison.



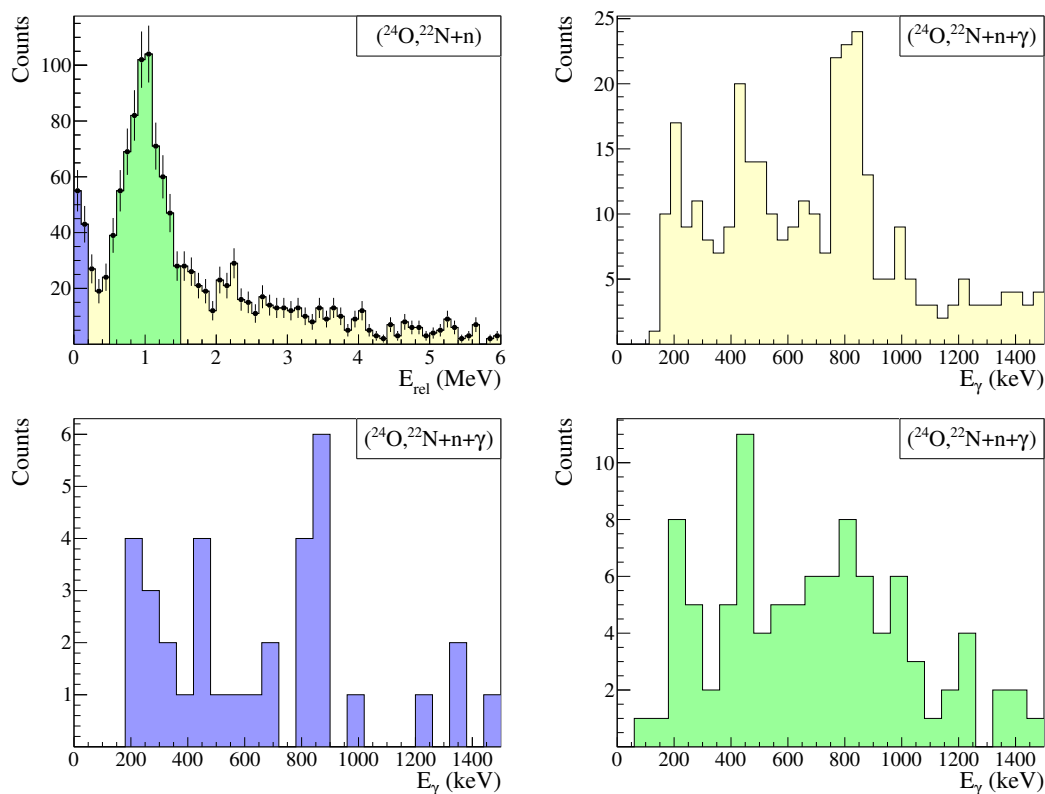
**FIGURE 5.5** – À gauche, spectre en énergie relative de la voie de réaction  $(^{24}\text{O}, ^{22}\text{N}+n)$  sur lequel est superposé la composante non résonante maximisée. À droite fonction de corrélation de la même voie.

L'étude de chacune de nos voies de réaction se déroulera de manière similaire et la première étape consiste à observer la fonction de corrélation obtenue pour ladite voie de

réaction ainsi que la superposition du spectre d'énergie relative et de la contribution non résonante dont nous avons déterminé la forme en utilisant la technique itérative décrite dans le paragraphe 3.5.2. Ces derniers sont présentés dans la figure 5.5, et on observe deux pics clairs, l'un proche du seuil d'émission neutron et un second autour de 1 MeV. On note aussi une structure large entre 2 et 4 MeV d'énergie relative qui ne peut pas être décrite correctement par la contribution des événements non résonants. Nous ne pouvons affirmer que cette partie du spectre est induite par un seul état de l'Azote 23 et ne chercherons pas dans ce document à l'interpréter comme tel, cependant la prise ou non en compte de cette contribution va avoir une influence assez importante sur les résultats obtenus lors de l'ajustement du spectre. En particulier la position et la largeur du deuxième pic est fortement dépendante de notre choix de description pour cette partie du spectre. Afin de prendre cet effet en considération, l'approche que nous avons choisi a consisté à effectuer deux ajustement différents, l'un utilisant seulement deux résonances pour décrire le spectre et le second rajoutant une (par mesure de simplicité) structure reproduisant la partie du spectre entre 2 et 4 MeV. Une combinaison des deux résultats obtenus a été utilisée pour déterminer les propriétés du deuxième pic dans le spectre ainsi que calculer les barres d'erreurs systématiques induite par notre méthode d'ajustement.

De plus, comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe d'introduction, notre dispositif nous permet d'observer les rayonnements gamma émis en coïncidence avec certaines parties du spectre en énergie relative. Nous avons donc construits trois spectres d'énergie des photons détectés en coïncidence avec un fragment de  $^{22}\text{N}$  ainsi qu'un neutron. Ces derniers sont présentés dans la figure 5.6, la première (en jaune) correspond à la totalité des événements ( $^{22}\text{N}+\text{n}+\gamma$ ) tandis que la deuxième (en bleu) correspond aux événements dont l'énergie relative fragment-neutron est inférieure à 200 keV. Enfin le troisième spectre a utilisé une coupure telle que  $0,5 \text{ MeV} < E_{rel} < 1,5 \text{ MeV}$ , ce qui correspond au deuxième pic présent dans le spectre.

Les spectres obtenus possèdent une faible statistique, cependant on peut en tirer plusieurs conclusions. On remarque en premier lieu en observant le spectre **total** que l'état excité de l'Azote 22 à 834 keV est bien visible mais que celui autour de 180 keV est difficilement discernable, aussi nous nous concentrerons sur cette transition. Si l'on observe le spectre de rayonnement gamma en coïncidence avec le premier pic d'énergie relative, la statistique est drastiquement diminuée mais la plupart cette dernière s'accumule entre 800 et 850 keV. Si on corrige le nombre de coups présents dans ces deux bins par la probabilité de détection du pic d'énergie total des rayonnements gamma dans notre dispositif, à savoir environ 20 % à cette énergie, et qu'on le compare au nombre de coups présents dans le spectre d'énergie relative sans corriger ce dernier de la composante non corrélée, on obtient une coïncidence de  $(60 \pm 20) \%$ . Il n'est pas possible de déterminer, avant de procéder à l'ajustement du spectre, quelle est la proportion exacte d'événements non corrélés, mais à la vue du spectre brut, il semble raisonnable de supposer qu'ils représentent au moins 30 % de la statistique à basse énergie. Dans le cadre de cette hypothèse, le taux de comptage des coïncidences fragment-neutron induites par la résonance et celui des triples coïncidences fragment-neutron-*gamma* corrigé de l'efficacité de détection des photons deviendraient compatibles. Nous utiliserons donc lors des ajustements décrits dans la suite des résonances décroissant sur l'état excité  $2^-$  du  $^{22}\text{N}$  pour décrire la partie à basse énergie de notre spectre en énergie relative.

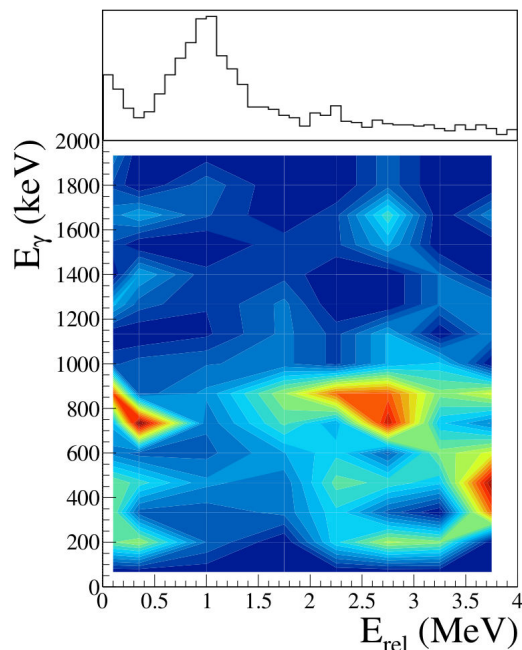


**FIGURE 5.6** – En haut à gauche, spectre d'énergie relative de la voie de réaction  $(^{24}\text{O}, ^{22}\text{N}+n)$ . Les parties colorées en bleu et vert, correspondent aux coupures en énergie appliquées pour construire les spectres de rayonnements gamma en coïncidence présentés en dessous. En haut à droite, spectre en énergie des rayonnements gamma émis en coïncidence avec l'ensemble des événements  $^{22}\text{N}+n+\gamma$ .

Un deuxième argument vient renforcer cette hypothèse, en effet si on observe la quantité de photons détectés par tranche d'énergie relative et qu'on le normalise par le nombre de coups présents dans cette dite tranche, on obtient la figure présentée en (5.7). On observe que pour une énergie de rayonnements gamma d'environ 800 keV il existe deux zones dans lesquelles on observe une proportion de photons beaucoup plus élevée que la moyenne, à savoir à basse énergie relative (inférieure à 500 keV) et entre 2 et 3 MeV d'énergie relative. Ces deux informations nous confortent dans l'idée que la première structure que l'on observe dans le spectre d'énergie relative est induite par une résonance dont l'énergie est nettement plus grande mais qui décroît sur un état excité du  $^{22}\text{N}$  ainsi que dans le fait qu'il existe au moins une (voire plusieurs) structure présente dans le spectre d'énergie relative entre 2 et 4 MeV.

Une fois toutes ces informations prises en compte, nous avons effectué des ajustements du spectre en énergie relative avec les hypothèses de deux ou trois résonances. Les résultats sont présentés dans la figure 5.8 et le tableau 5.1. Les résultats obtenus pour la première résonance sont identiques dans les deux hypothèses et si l'on suppose que cette résonance est entièrement en coïncidence avec la cascade de rayonnements gamma dans les fragments d'Azote 22, on obtient une résonance possédant les caractéristiques





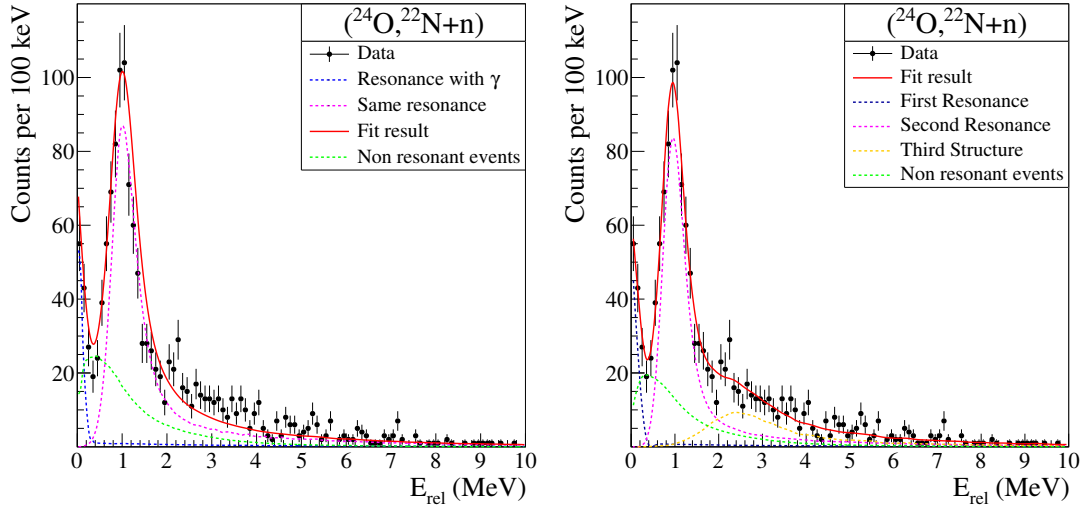
**FIGURE 5.7** – Représentation de l'évolution du nombre de photons mesuré par tranche d'énergie relative. La grandeur représentée sur l'axe  $z$  correspond à la proportion de photons mesurés relativement à la quantité de coïncidences fragment-neutron à une énergie donnée.

suivantes :  $E = (1,07 \pm 0,07)$  MeV,  $\Gamma < 0,60$  MeV.

	Hypothèse 1		Hypothèse 2	
	Energie (MeV)	Largeur (MeV)	Energie (MeV)	Largeur (MeV)
1ère résonance	$0,05 \pm 0,04$	$< 0,60$	$0,05 \pm 0,04$	$< 0,60$
2ème résonance	$1,04 \pm 0,05$	$0,75 \pm 0,40$	$0,94 \pm 0,08$	$0,40 \pm 0,40$
3ème résonance	-	-	$2,65 \pm 0,80$	$3,00 \pm 1,20$

**TABLEAU 5.1** – Résultats obtenus lors de l'ajustement du spectre en énergie relative de la réaction ( $^{24}\text{O}, ^{22}\text{N}+n$ ) selon l'hypothèse de départ choisie (deux ou trois résonances).

Bien que le nombre de résonances choisi pour décrire le spectre ait une influence non négligeable sur la position et la largeur de la seconde résonance, les deux résultats obtenus sont compatibles l'un avec l'autre. Si on utilise la moyenne des valeurs obtenues dans ces deux ajustements comme référence et utilisons leur différence pour déterminer une erreur systématique créée par nos hypothèses on obtient un état tel que  $E = (0,99 \pm 0,13)$  MeV,  $\Gamma = (0,58 \pm 0,50)$  MeV. De plus, quelle que soit l'hypothèse choisie, on remarque que cette deuxième résonance et la première peuvent n'être qu'un seul et même état du  $^{23}\text{N}$  qui décroîtrait dans environ 90% des cas vers l'état fondamental du  $^{22}\text{N}$  créant la deuxième structure du spectre mais qui dans 10% des cas pourrait décroître vers le deuxième état excité du  $^{22}\text{N}$  ce qui serait responsable de la première structure à basse énergie relative.



**FIGURE 5.8** – Meilleurs ajustements obtenus pour le spectre en énergie relative de la réaction ( $^{24}\text{O}, ^{22}\text{N}+n$ ), dans l'hypothèse de deux résonances (gauche) ou trois résonances (droite).

Afin de nous guider dans notre interprétation, nous pouvons nous appuyer sur des calculs théoriques effectués dans la référence [30] qui prédisent l'énergie des différents états excités du  $^{23}\text{N}$  ainsi que leur facteurs de recouvrement spectroscopiques avec l'état fondamental du  $^{24}\text{O}$ . Les résultats de ces calculs sont présentés dans le tableau 5.2. Ils prédisent plusieurs états de spin-parité  $1/2^-$ ,  $3/2^-$  et  $5/2^-$  dans les environs de 3 à 5 MeV. Du fait de la nature sélective de la réaction de *knockout* d'un proton, il est très peu probable de peupler un état  $5/2^-$  dans le  $^{23}\text{N}$  à partir du  $^{24}\text{O}$ . On remarque que les plus grands facteurs de recouvrement après celui de l'état fondamental du  $^{23}\text{N}$  sont ceux des états de spin-parité  $3/2^-$  parmi lesquels on trouve plusieurs composantes non négligeables. Le facteur spectroscopique de l'état excité  $1/2^-$  étant inférieur de plusieurs ordres de grandeur, on suppose que tout état visible dans notre spectre d'énergie relative est un des états de spin-parité  $3/2^-$ .

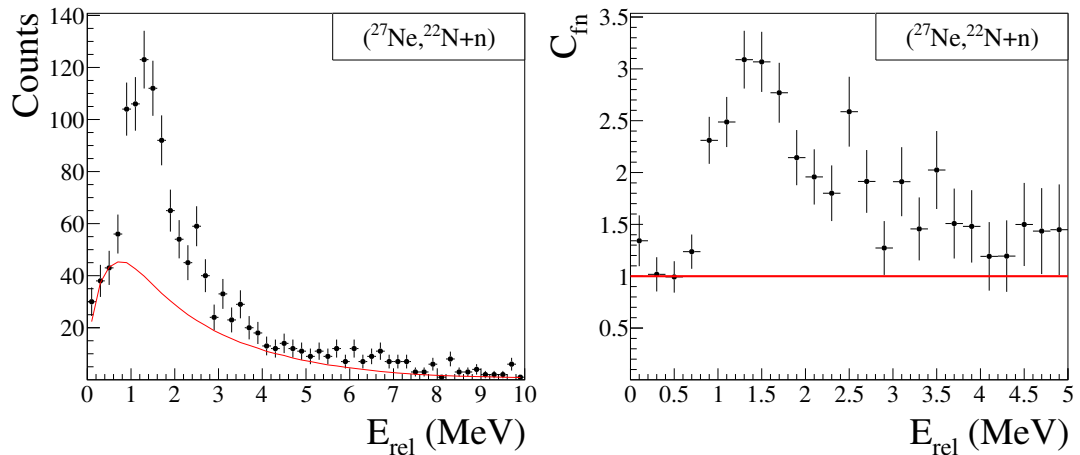
Une fois ceci posé, on remarque que la théorie ne prédit aucun état excité proche du seuil d'émission neutron, ce qui nous conforte dans l'idée que la première structure visible dans le spectre d'énergie relative est causée par des événements ayant déchu vers l'état  $2^-$  du  $^{22}\text{N}$  et que l'énergie d'excitation des noyaux de  $^{23}\text{N}$  qui ont causé cette dernière est plus grande d'environ 1 MeV.

### 5.2.2 Réactions de fragmentation :

Plusieurs voies de réactions de fragmentation ont produit des fragments de  $^{22}\text{N}$  en coïncidence avec des neutrons durant la campagne SAMURAI-DAYONE. Cependant comme nous ne pouvons pas nous appuyer sur des calculs théoriques afin de prédire les différents taux d'embranchements et que de nombreux états excités sont attendus dans la gamme couverte par l'acceptance de notre dispositif l'interprétation de telles voies n'est pas toujours évidente. Aussi nous concentrerons nous sur le cas de la réaction ( $^{27}\text{Ne}, ^{22}\text{N}+n$ ), le  $^{27}\text{Ne}$  étant le faisceau secondaire le plus produit dans la région d'intérêt.

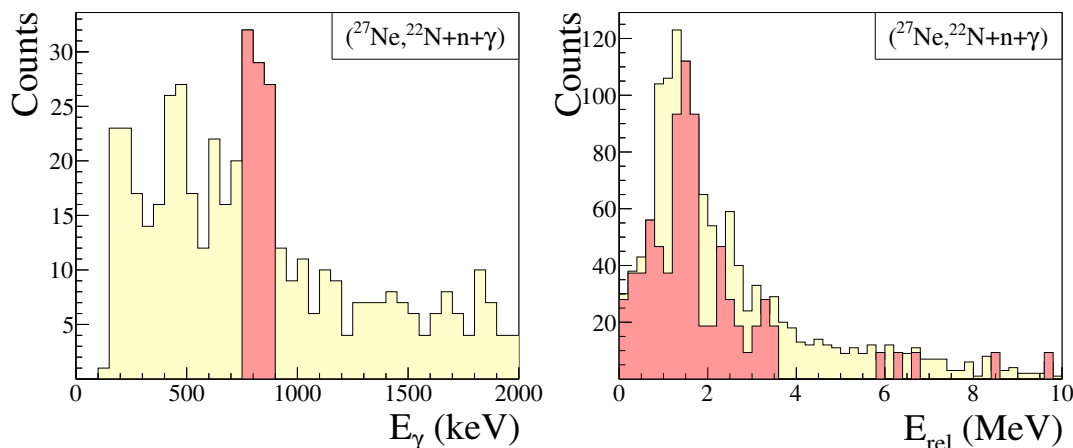
$J^\pi$	$E_{calc}$ (MeV)	$\langle {}^{23}\text{N}   {}^{24}\text{O} \rangle$ $C^2S$	Sn (MeV)
$1/2_1^-$	0	1,9328	2,46
$1/2_2^-$	4,961	0,0025	
$\sum C^2S$		1,9578	
$3/2_1^-$	3,610	1,4645	
$3/2_2^-$	4,525	0,6480	
$3/2_3^-$	5,515	0,1682	
$3/2_4^-$	6,989	1,4324	
$\sum C^2S$		3,7130	

**TABLEAU 5.2** – Facteurs de recouvrement des différents  $J^\pi$  dans le  ${}^{23}\text{N}$  avec l'état fondamental du  ${}^{24}\text{O}$ , calculés en utilisant l'interaction WBP.



**FIGURE 5.9** – À gauche, spectre en énergie relative de la voie de réaction ( ${}^{27}\text{Ne}, {}^{22}\text{N}+n$ ) sur lequel est superposé la composante non résonante maximisée. À droite fonction de corrélation de la même voie.

Le spectre en énergie relative et la fonction de corrélation de cette voie de réaction sont représentés dans la figure 5.9. On observe que ces derniers présentent comme pour la voie de *knockout* d'un proton une structure aux alentours de 1 MeV d'énergie relative, cependant cette dernière semble nettement plus large et légèrement plus haute en énergie. De plus lorsqu'on s'intéresse aux événements pour lesquels un photon a été détecté dans DALI2 et reconstruit à une énergie de l'ordre de de 830 keV (voir figure 5.10) une structure assimilable à un pic créé par une résonance apparaît autour de 1,5 MeV. La structure large présente dans le spectre d'énergie relative total pourrait donc être la somme de deux résonance, l'une correspondant à l'état observé lors de la réaction d'éjection d'un proton et un second qui décroîtrait sur le second état excité du  ${}^{22}\text{N}$ .



**FIGURE 5.10** – À gauche, spectre en énergie des rayonnements gamma mesurés dans la voie de réaction  $(^{27}\text{Ne}, ^{22}\text{N}+n)$ . La partie colorée en vert, correspondent à la coupure en énergie appliquée pour construire le spectre d'énergie relative fragment-neutron en coïncidence présenté à droite.

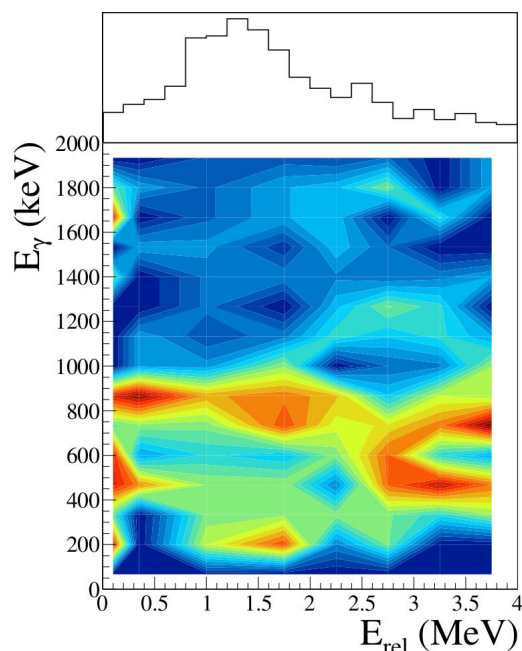
Un deuxième argument venant renforcer l'idée d'un second état visible dans le spectre et en coïncidence avec un rayonnement gamma dans le fragment d'Azote 22 est la figure 5.11. Cette dernière représente, dans la même idée que nous avons utilisé pour l'étude de la voie de *knockout* d'un proton, la quantité de photons détectés par tranche d'énergie relative normalisé au nombre de coups présents dans cette dite tranche. Contrairement à l'étude de la voie  $(^{24}\text{O}, ^{22}\text{N}+n)$ , on observe une forte proportion de rayonnements gamma d'énergie 834 keV dans la gamme d'énergie relative de 1 à 2 MeV.

Ne pouvant nous appuyer sur une prédiction théorique des différents états peuplés lors de la réaction étudiée nous avons donc essayé de reproduire le spectre d'énergie relative fragment-neutron en utilisant nos observations et un nombre minimal d'ingrédients, à savoir : Une résonance possédant une énergie située autour de 1 MeV et une deuxième dont l'énergie serait située autour de 2,5 MeV mais qui décroîtrait sur le second état excité du  $^{22}\text{N}$  et qui par conséquent serait décalé d'environ 1 MeV dans le spectre en énergie relative.

Le résultat du meilleur ajustement est présenté en figure 5.12. Les résultats obtenus pour chacun des états sont les suivants : Le premier état possède une énergie  $E = 0,99 \pm 0,11$  MeV avec une largeur de  $\Gamma = 750 \pm 500$  keV. Le second état quant à lui possède les caractéristiques  $E = 2,35 \pm 0,18$  MeV et  $\Gamma = 2,00 \pm 1,10$  MeV.

### 5.2.3 Diffusion inélastique de l'Azote 23

La dernière voie de réaction que nous avons étudié concernant le  $^{23}\text{N}$  est la diffusion inélastique :  $(^{23}\text{N}, ^{22}\text{N}+n)$ . Lorsqu'on observe le spectre d'énergie relative fragment-neutron ainsi que la fonction de corrélation de cette voie (figure 5.13), on note une structure assez large entre 1 et 2 MeV assez similaire à la voie de fragmentation précédente.



**FIGURE 5.11** – Représentation de l'évolution du nombre de photons mesuré par tranche d'énergie relative. La grandeur représentée sur l'axe  $z$  correspond à la proportion de photons mesurés relativement à la quantité de coïncidences fragment-neutron à une énergie donnée.

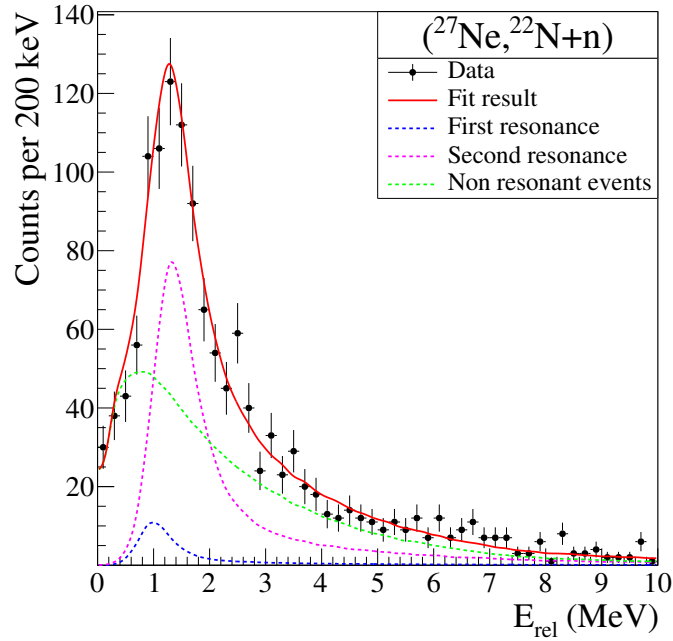
Si on superpose les spectres d'énergie relative des deux voies ( $^{23}\text{N}, ^{22}\text{N}+\text{n}$ ) et ( $^{27}\text{Ne}, ^{22}\text{N}+\text{n}$ ) (figure 5.14) ces derniers sont en effet très semblables. Par conséquent nous avons de nouveau essayé de reproduire le spectre d'énergie relative en utilisant deux résonances dont l'une décroît sur un état excité du  $^{22}\text{N}$ .

Le résultat est convaincant et le meilleur ajustement est présenté dans la figure 5.15. Les caractéristiques obtenues pour les résonances sont compatibles à celles obtenues lors de l'ajustement des voies de réactions précédentes :  $E_{r1} = 1,01 \pm 0,15 \text{ MeV}$   $\Gamma_1 > 0,50 \text{ MeV}$  et  $E_{r2} = 2,45 \pm 0,45 \text{ MeV}$   $\Gamma_2 = 1,20 \pm 0,60 \text{ MeV}$ .

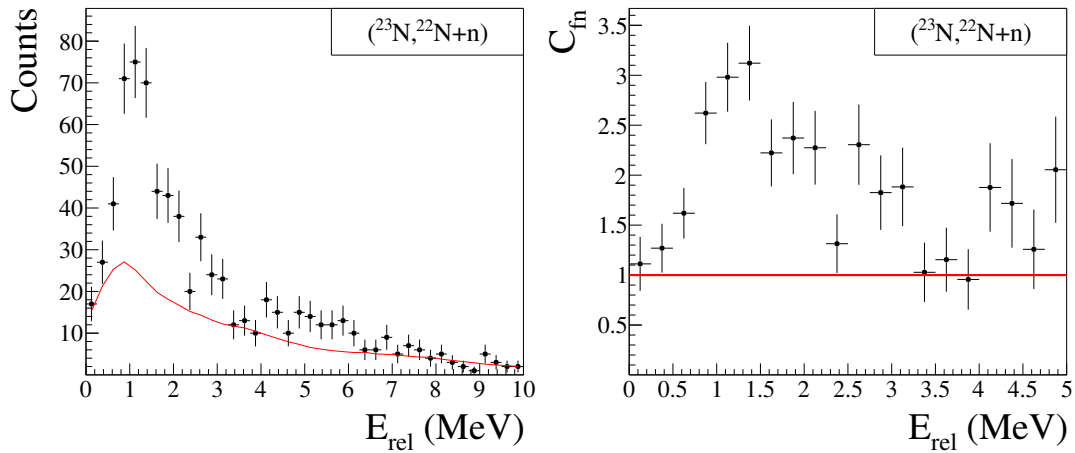
#### 5.2.4 Conclusions sur le $^{23}\text{N}$

L'ensemble des résultats obtenus pour le  $^{23}\text{N}$  est résumé dans la figure 5.16. Lors de notre étude nous avons observé dans toutes les voies de réaction, un état à environ 3,5 MeV d'énergie d'excitation interprété comme le premier état excité  $3/2^-$  du  $^{23}\text{N}$ . Dans tous les cas, un deuxième état est nécessaire pour interpréter les spectres d'énergie relative fragment-neutron que nous avons mesurés.

- Pour la voie de *knockout* d'un proton ( $^{24}\text{O}, ^{22}\text{N}+\text{n}$ ), les calculs de modèle en couche nous indiquent que seuls les états de spin parité  $3/2^-$  sont peuplés lors de cette réaction. La résonance utilisée pour ajuster notre spectre et qui correspond à un état d'environ 5 MeV d'énergie d'excitation pourrait donc être le deuxième état excité  $3/2^-$  prédit par le modèle en couche à une énergie d'excitation d'un peu plus de

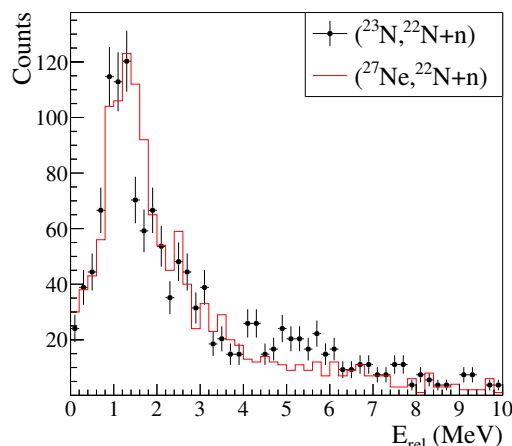


**FIGURE 5.12** – Meilleur ajustement du spectre d'énergie relative fragment-neutron de la voie de fragmentation ( $^{27}\text{Ne}, ^{22}\text{N}+n$ ) en utilisant l'hypothèse de deux résonances dont l'une décroît sur l'état excité  $2^+$  du  $^{22}\text{N}$ .



**FIGURE 5.13** – À gauche, spectre en énergie relative de la voie de réaction ( $^{23}\text{N}, ^{22}\text{N}+n$ ) sur lequel est superposé la composante non résonante maximisée. À droite fonction de corrélation de la même voie.

4,5 MeV. Cependant sa grande largeur nous laisse penser que la structure observée dans le spectre correspond en réalité à la somme de deux résonances trop proches pour être distinguées. Cette hypothèse est d'autant plus plausible que le modèle en couche prédit un troisième état  $3/2^-$  environ 1 MeV d'énergie d'excitation au dessus du deuxième.



**FIGURE 5.14** – *Superposition des spectres en énergie relative des voies de réaction  $(^{27}\text{Ne}, ^{22}\text{N}+n)$  et  $(^{23}\text{N}, ^{22}\text{N}+n)$*

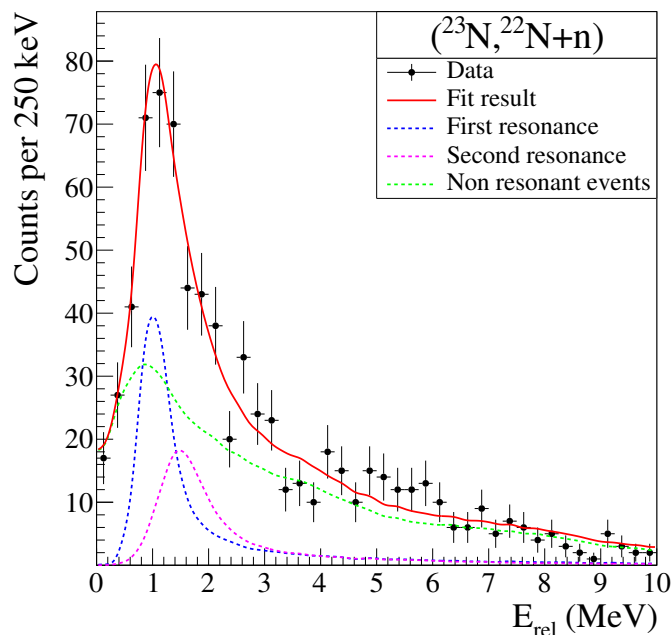
- Pour la voie de fragmentation ( $^{27}\text{Ne}, ^{22}\text{N}+n$ ), nous avons mesuré un état de  $4,81 \pm 0,18$  MeV d'énergie d'excitation. Ses caractéristiques sont compatibles avec celles déterminées pour le deuxième état  $3/2^-$  pour la voie de *knockout* d'un proton, cependant il pourrait aussi s'agir d'un état  $1/2^-$  prédit par les calculs de modèle en couche avec l'interaction WBP à une énergie de 4,96 MeV.
- Pour la voie de diffusion inélastique ( $^{23}\text{N}, ^{23}\text{N}+n$ ), l'énergie du second état a été trouvée à  $2,91 \pm 0,45$  MeV. Ces résultats sont compatibles avec les deux précédents et pourrait être le deuxième état excité  $3/2^-$  ou le deuxième  $1/2^-$ .

### 5.3 Recherche de l'Azote 24

L'Azote 24 est le premier isotope d'Azote riche en neutrons à être non lié. Il n'a, à ce jour, jamais été observé et possède la caractéristique de n'avoir aucun voisin direct plus lourd que lui lié. En effet tous les isotopes d'Azotes plus lourds que le 23 sont non liés et le  $^{25}\text{O}$  non plus. Il n'est par conséquent pas possible de l'étudier via le *knockout* d'un unique nucléon ce qui complique sa formation expérimentale et rend extrêmement complexe les calculs théoriques des états potentiellement peuplés lors de la formation de ce noyau. Lors de la campagne SAMURAI-DAYONE, des noyaux d'Azote 24 ont été formés lors de quatre réactions distinctes :

- Depuis le  $^{26}\text{F}$  (*knockout* de 2 protons)
- Depuis le  $^{27}\text{Ne}$  (*knockout* de 3 protons)
- Depuis le  $^{27}\text{F}$  (fragmentation : -2p,-1n)
- Depuis le  $^{28}\text{Ne}$  (fragmentation : -3p,-1n)

Nous tacherons dans ce paragraphe de passer en revue l'ensemble des spectres en énergie relative de ces différentes voies de réaction, d'en extraire les similarités et les différences afin de déterminer le ou les états de l'Azote 24 qu'elles peuplent.



**FIGURE 5.15** – Meilleur ajustement du spectre d'énergie relative fragment-neutron de la voie de réaction  $(^{23}\text{N}, ^{22}\text{N}+n)$  en utilisant les mêmes hypothèses que lors de l'ajustement de la voie de fragmentation : deux résonances dont l'une décroît sur l'état excité  $2^+$  du  $^{22}\text{N}$ .

### 5.3.1 Étude parallèle des différents spectres en énergie relative $(^{23}\text{N}+n)$

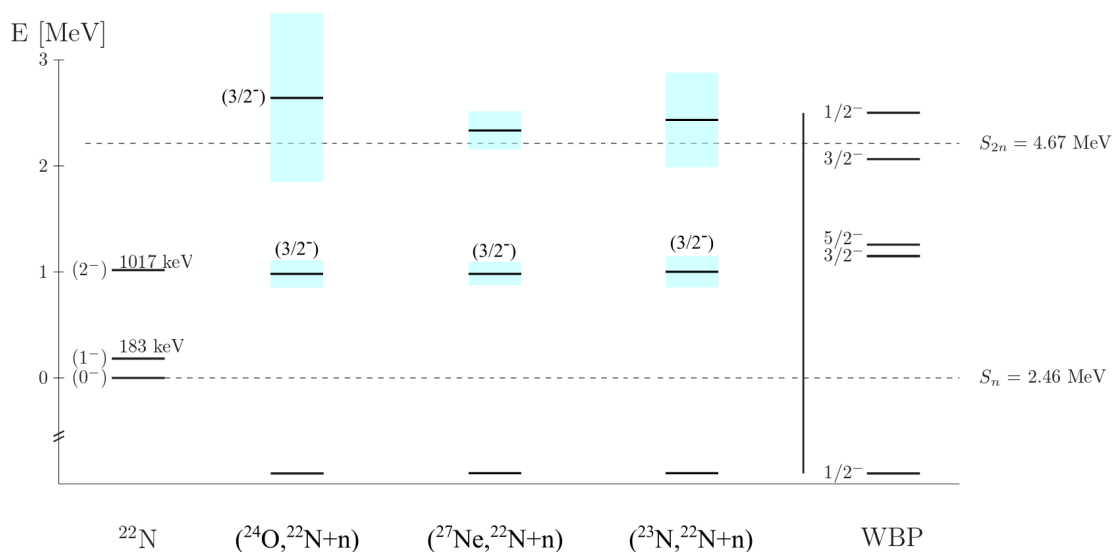
Dans un souci de concision et afin d'éviter trop de redondances dans le texte, nous tâcherons d'analyser en parallèle dans un même paragraphe les spectres d'énergie relative fragment-neutron des quatre voies de réaction ayant produit des noyaux de  $^{24}\text{N}$ .

Les spectres bruts d'énergie relative sont présentés dans la figure 5.17, sur chacun d'entre eux on peut voir en rouge la forme de la composante non résonante, qui a été maximisée de façon à égaliser dans tous les cas les données en au moins un point du spectre.

Sur chacun de ces spectres, on remarque un point commun, une structure claire entre 1 et 2 MeV d'énergie relative de largeur similaire dans tous les cas. Pour les voies  $(^{26}\text{F}, ^{23}\text{N}+n)$  et  $(^{27}\text{Ne}, ^{23}\text{N}+n)$  cette structure représente d'ailleurs la quasi-totalité du spectre. On remarque que si l'on superpose ces deux voies de réaction (figure 5.18) elles sont extrêmement semblables. Dans ces deux cas, la proportion d'événements non corrélés dans le spectre est limitée par la plage entre 3 et 5 MeV d'énergie relative dans laquelle on ne dénombre quasiment aucun coups et nous sommes donc sûrs d'observer au moins une résonance autour de 1,5 MeV.

Les deux voies de fragmentation quant à elles  $((^{27}\text{F}, ^{23}\text{N}+n)$  et  $(^{28}\text{Ne}, ^{23}\text{N}+n)$ ) présentent la même structure autour de 1,5 MeV mais on observe également dans les deux cas des événements à basse énergie relative. Lorsqu'on les superpose, leur deux spectres sont



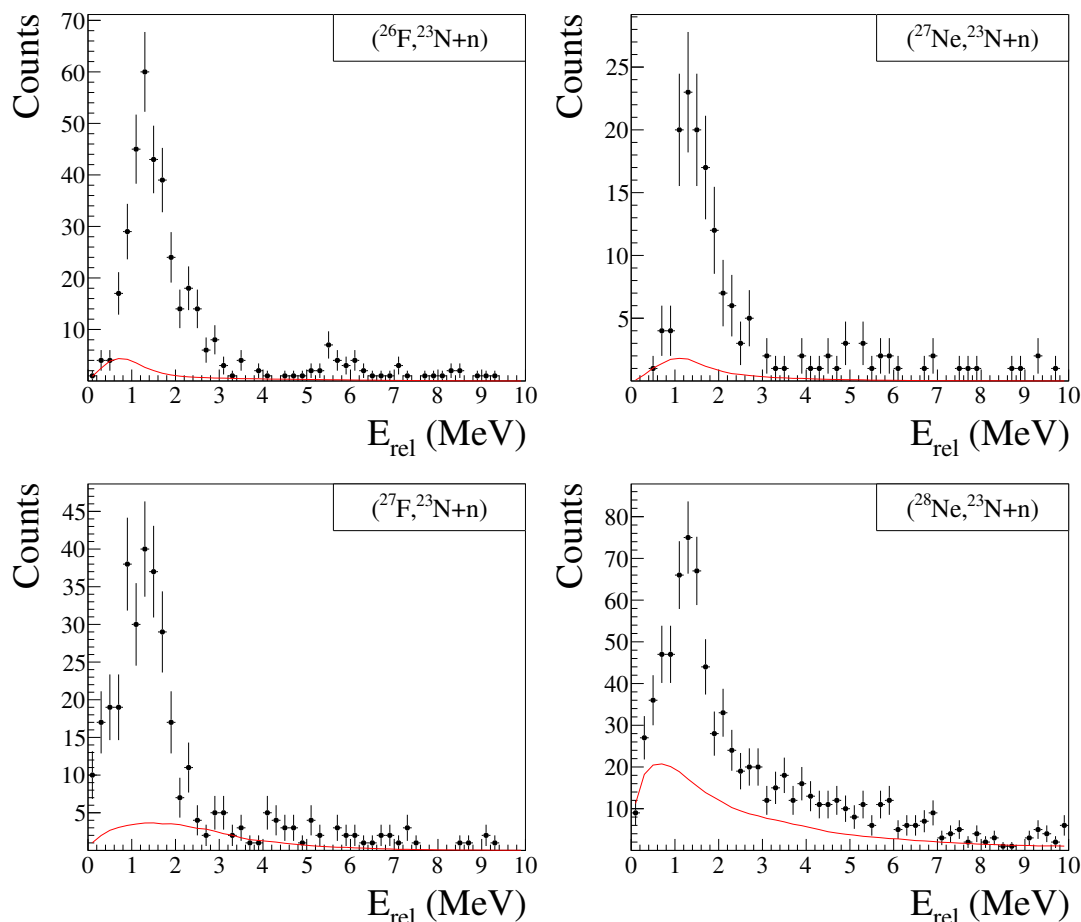


**FIGURE 5.16** – Représentation graphique récapitulant l'ensemble des résultats obtenus sur le noyau de  $^{23}\text{N}$  lors des diverses voies de réaction étudiées dans ce document. Ces derniers sont comparés à des calculs théoriques prédisant l'ordre et la position des états du  $^{23}\text{N}$  à l'aide de l'interaction WBP.

relativement similaires à une différence près : le spectre obtenu à partir du faisceau de  $^{28}\text{Ne}$  possède une traîne à haute énergie alors que celui venant du  $^{27}\text{F}$  s'effondre dès 3 MeV comme pour les voies -2p et -3p. L'implication de cette constatation est extrêmement visible lorsqu'on observe les distributions non résonantes sur les deux spectres (figure 5.17) et encore plus si l'on s'attarde sur leurs fonctions de corrélation (figure 5.19). Dans le cas du faisceau de  $^{28}\text{Ne}$ , la traîne à haute énergie dans le spectre d'énergie relative permet d'augmenter la proportion d'événements non corrélés ce qui permet à cette composante de décrire la totalité du spectre à basse énergie. La même information est contenue dans la fonction de corrélation puisqu'on voit que cette dernière est plate à basse énergie et ne laisse apparaître qu'une seule structure vers 1,5 MeV d'énergie relative. En revanche, pour le faisceau de  $^{27}\text{F}$  le résultat est très différent. L'absence d'événements au delà de 3 MeV d'énergie relative fragment-neutron impose à la contribution des événements non résonants de rester très faible et cette dernière ne peut par conséquent pas décrire les coups mesurés à basse énergie. La fonction de corrélation est également très claire, on observe clairement en plus de la structure autour de 1,5 MeV une structure à basse énergie. On voit donc qu'il faudra nécessairement ajouter un autre ingrédient pour reproduire et comprendre le spectre venant du faisceau de  $^{27}\text{F}$  par rapport à l'ensemble des autres spectres mais cette dernière sera décrite dans la section 5.3.2 et nous nous concentrerons en premier lieu sur la description de la partie commune à tous les spectres.

Étant données les observations précédentes, la façon la plus naturelle de décrire les différents spectre d'énergie relative ( $^{23}\text{N}+n$ ) est d'ajouter une unique résonance à la composante non corrélée calculée par la méthode de mélange d'événements. Cette approche fonctionne en effet très bien et les meilleurs ajustement de chacune des voies de réaction disponibles vous sont présentés dans les figures 5.20, 5.21 et 5.22.

Voici une synthèse des résultats obtenus pour chaque expérience :

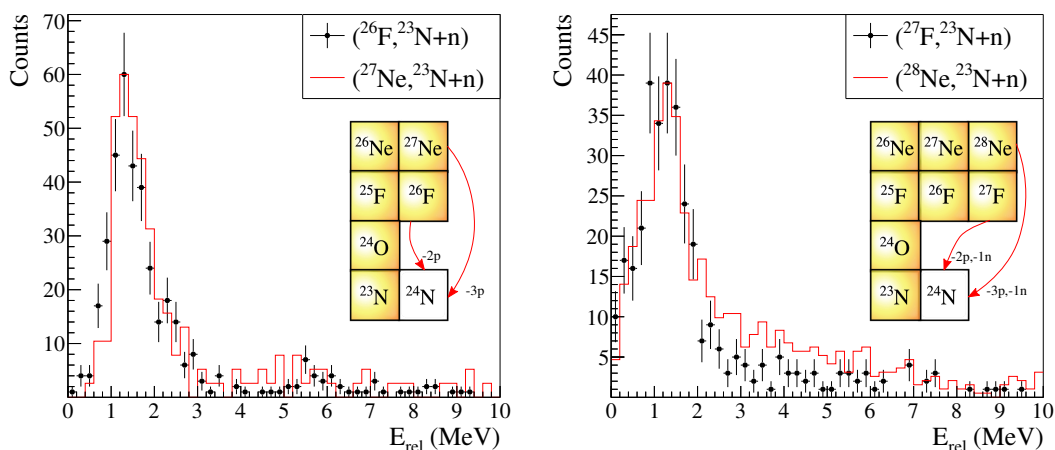


**FIGURE 5.17** – Spectre d'énergie relative fragment-neutron de toutes les voies de réactions ayant produit en coïncidence des fragments de  $^{23}\text{N}$  et au moins un neutron. Les lignes rouges sur les spectres correspondent à la forme des événements non résonants. Leur hauteur a été maximisée pour égaliser les données en au moins un point du spectre.

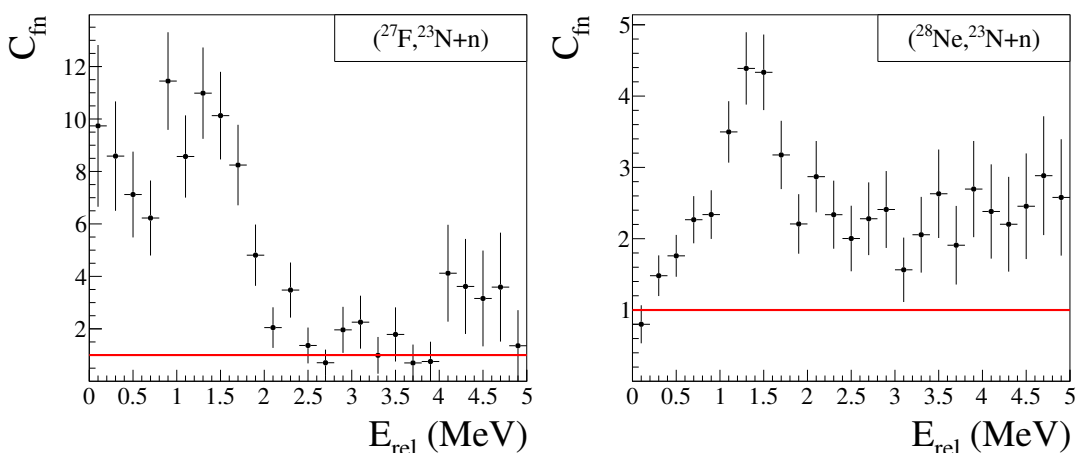
- $(^{26}\text{F}, ^{23}\text{N}+\text{n})$  :  $E_r = 1,32 \pm 0,06$  MeV,  $\Gamma = 0,75 \pm 0,35$  MeV
- $(^{27}\text{Ne}, ^{23}\text{N}+\text{n})$  :  $E_r = 1,42 \pm 0,10$  MeV,  $\Gamma > 0,70$  MeV
- $(^{27}\text{F}, ^{23}\text{N}+\text{n})$  :  $E_r = 1,26 \pm 0,13$  MeV,  $\Gamma = 1,50 \pm 1,10$  MeV
- $(^{28}\text{Ne}, ^{23}\text{N}+\text{n})$  :  $E_r = 1,30 \pm 0,09$  MeV,  $\Gamma > 1,00$  MeV

L'ensemble des résultats obtenus sont compatibles et, puisque nous n'avons observé aucun état excité lié dans le  $^{23}\text{N}$ , l'hypothèse d'un état fondamental du  $^{24}\text{N}$  à une énergie relative de 1,3 MeV est convaincante.

Cependant, nous avons vu dans le chapitre 1 que lors de la réaction de *knockout* de deux protons ( $^{26}\text{F}, ^{23}\text{N}+\text{n}$ ), nous nous attendions à peupler un doublet  $1^-, 2^-$ . En effet, lors de SAMURAI-DAYONE, la réaction ( $^{26}\text{F}, ^{24}\text{O}+\text{n}$ ) a été étudiée (fig. 1.8) et il a été observé que seul l'état fondamental  $3/2^-$  du  $^{25}\text{O}$  est peuplé. Le fait d'arracher un proton supplémentaire au même faisceau ne devrait pas grandement altérer la configuration des



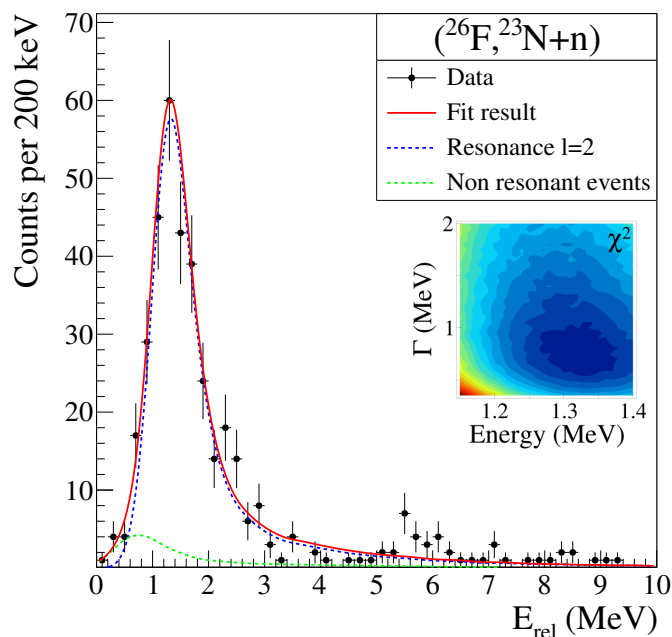
**FIGURE 5.18** – Superposition des spectres d'énergie relative fragment-neutron des différentes voies formant des noyaux de  $^{24}\text{N}$ .



**FIGURE 5.19** – Fonctions de corrélation des deux voies de fragmentation formant des noyaux de  $^{24}\text{N}$ . À droite à partir d'un faisceau de  $^{27}\text{F}$  et à gauche d'un faisceau de  $^{28}\text{Ne}$ .

neutrons aussi la configuration des noyaux de  $^{24}\text{N}$  peuplés lors de la réaction de *knockout* de deux protons peut être vu comme le couplage d'un trou proton avec un neutron de la couche  $1d_{3/2}$ , soit avec la notation présentée dans le chapitre 1 :  $\pi(1p_{1/2})^{-1} \otimes \nu(1d_{3/2})$ . Selon cette hypothèse, nous devrions donc peupler un doublet de spin-parité  $1^-$  et  $2^-$  lors de cette réaction. De plus, le taux de peuplement de chacun de ces états devrait grossièrement être proportionnel à  $(2J+1)$ , soit dans notre cas une proportion de  $\frac{5}{8}$  pour l'état de spin parité  $2^-$  et  $\frac{3}{8}$  pour le  $1^-$ . Nous devrions donc observer deux états peuplés de manière assez similaire ce qui ne semble pas évident à la vue du spectre en énergie relative (figure 5.17).

Si malgré les apparences, deux états sont réellement peuplés lors de cette réaction, l'hypothèse la plus probable est qu'ils doivent être trop proches pour être discernés par notre système expérimental. Afin de tester cette hypothèse, nous avons essayé de repro-



**FIGURE 5.20** – Meilleure ajustement du spectre d'énergie relative fragment-neutron de la voie de réaction  $(^{26}\text{F}, ^{23}\text{N}+n)$  dans l'hypothèse d'une unique résonance.

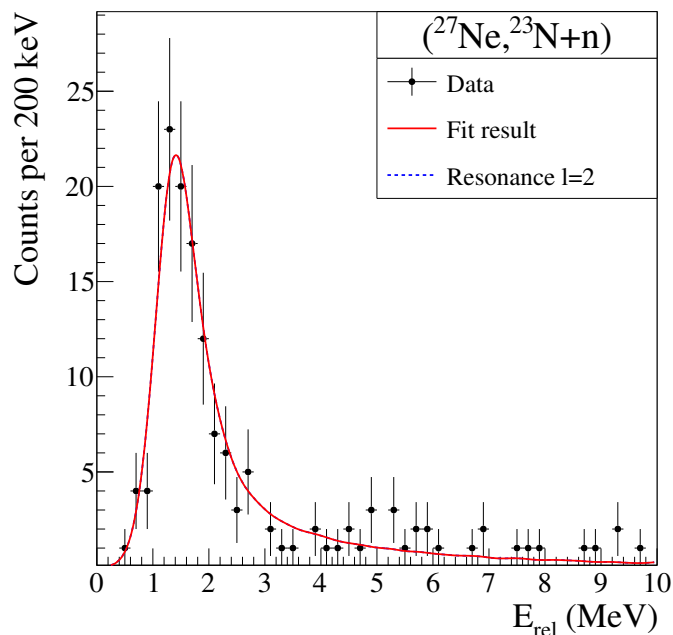
duire le spectre de la voie de réaction  $(^{26}\text{F}, ^{23}\text{N}+n)$  à l'aide de deux résonances différentes en utilisant des résonances de largeur intrinsèque nulle, ce qui correspond à simuler toute résonance dont la largeur visible est entièrement dominée par la résolution de notre dispositif expérimental dans cette gamme d'énergie.

Afin de contraindre notre ajustement, et l'obliger à utiliser deux résonances différentes et dans des proportions non négligeables, nous avons forcé le rapport des amplitudes de nos résonances à être inférieur à 10.

Le meilleur ajustement observé en utilisant les hypothèses décrites précédemment est présenté dans la figure 5.23. Les énergies utilisées lors de cette ajustement sont  $E_1 = 1,24$  MeV et  $E_2 = 1,39$  MeV. Cet exercice nous permet aussi de déterminer une limite sur l'écart en énergie maximal entre les deux résonances. Nous avons estimé ce dernier à 300 keV. On remarque également que dans notre ajustement, l'état le plus peuplé est celui dont l'énergie est la plus haute. Ce qui signifie, si l'on suit notre raisonnement simple, que la première résonance correspondrait à l'état  $1^-$  et le second au  $2^-$  bien que cette conclusion soit contraire à la prédiction théorique.

### 5.3.2 Cas du faisceau de $^{27}\text{F}$ : une trace du $^{25}\text{N}$ ?

Comme nous en avons discuté dans le paragraphe précédent, le spectre en énergie relative fragment-neutron des deux voies de réaction de fragmentation :  $(^{27}\text{F}, ^{23}\text{N}+n)$  et  $(^{28}\text{Ne}, ^{23}\text{N}+n)$  sont assez semblables cependant elles ne peuvent être décrite de la même manière. Autant la voie  $(^{28}\text{Ne}, ^{23}\text{N}+n)$  est bien reproduite avec le fond d'événements non corrélés et une unique résonance mais ce n'est pas le cas pour la voie  $(^{27}\text{F}, ^{23}\text{N}+n)$ .

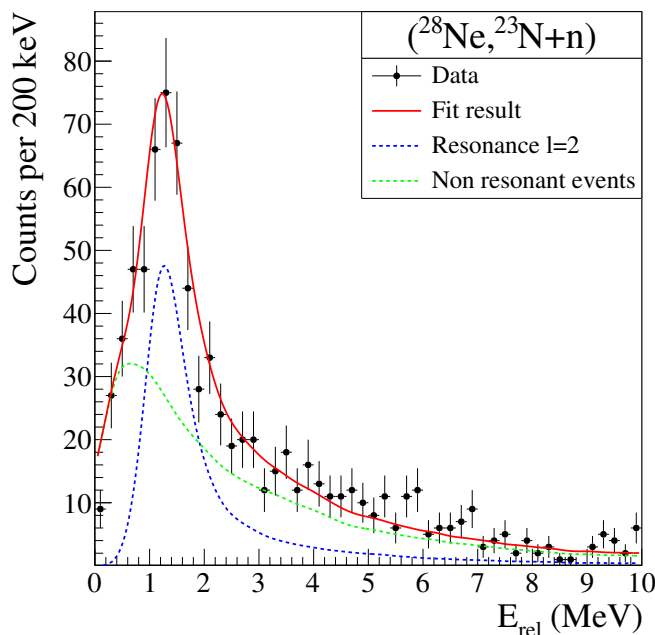


**FIGURE 5.21** – Meilleur ajustement du spectre d'énergie relative fragment-neutron de la voie de réaction  $(^{27}\text{Ne}, ^{23}\text{N}+n)$

Il est donc nécessaire d'ajouter une seconde résonance pour ajuster correctement le spectre en énergie relative fragment-neutron. Cependant, la structure présente à basse énergie est relativement plate et de plus les considérations théoriques simples dont nous avons discutées dans le paragraphe précédent nous incitent à penser que l'état fondamental du  $^{24}\text{N}$  a été peuplé par la réaction de *knockout* d'un proton et dans le spectre d'énergie relative de la voie  $(^{26}\text{F}, ^{23}\text{N}+n)$ , rien n'est visible aux alentours de 500 keV.

Or la réaction  $(^{27}\text{F}, ^{23}\text{N}+n)$  est une réaction de fragmentation : pour former le  $^{24}\text{N}$ , il est nécessaire d'arracher deux protons et un neutron au faisceau de  $^{27}\text{F}$ . Il est possible que ces trois particules soient arrachées simultanément mais il n'est pas exclu que dans certains cas, deux protons aient été arrachés brutalement du faisceau lors de la réaction avec la cible et qu'un noyau de  $^{25}\text{N}$  ait pu être formé. Ce dernier décroîtrait alors en un fragment de  $^{23}\text{N}$  plus deux neutrons. Comme nous ne détectons qu'un des deux neutrons mis en jeu dans cette réaction, l'énergie relative de tels événements reconstruite dans le spectre  $^{23}\text{N}+n$  pourra prendre n'importe quelle valeur inférieure à l'énergie relative réelle (l'énergie manquante étant l'énergie cinétique du neutron non détecté) et formera une structure relativement plate entre son énergie de décroissance et 0.

Nous avons essayé d'ajuster le spectre d'énergie relative fragment-neutron avec cette hypothèse et sommes parvenus à le reproduire de façon convaincante. Le meilleur ajustement est présenté dans la figure 5.24, la résonance du  $^{25}\text{N}$  utilisée pour l'obtenir possède une énergie  $E_r = 1,70 \pm 0,40$  MeV. Nous ne sommes en revanche pas sensibles à la largeur de cette résonance et n'avons pas pu la contraindre.



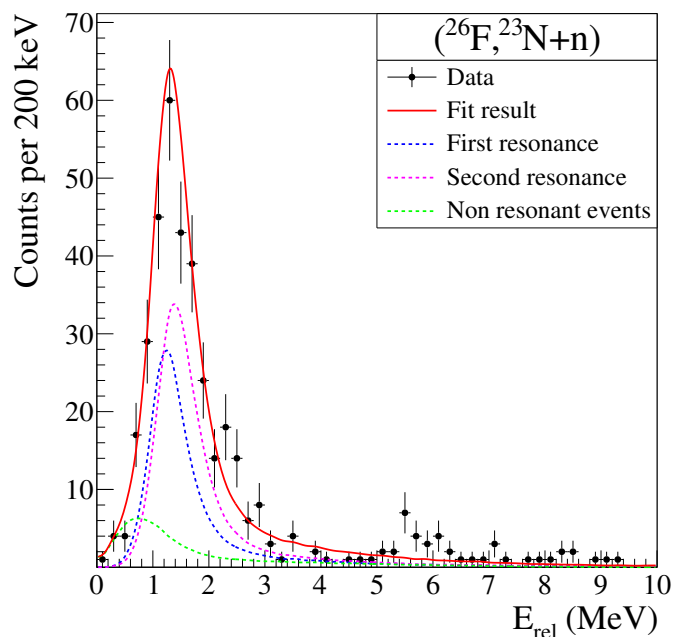
**FIGURE 5.22** – Meilleure ajustement du spectre d'énergie relative fragment-neutron de la voie de réaction  $(^{28}\text{Ne}, ^{23}\text{N}+n)$ .

## 5.4 Un pas plus loin de la stabilité : l'Azote 25

Le noyau de  $^{25}\text{N}$  est dans une situation particulière dans la mesure où aucun de ses voisins directs n'est lié (voir figure 1.2). Cette caractéristique de *noyau île* rend son observation particulièrement complexe. Pourtant, les résultats obtenus lors de l'étude du  $^{24}\text{N}$  via la réaction de fragmentation du  $^{27}\text{F}$  nous font penser que des noyaux de  $^{25}\text{N}$  ont dû être formés par *knockout* de deux protons à partir de ce même faisceau.

Pour l'étudier, nous avons donc besoin de mesurer en coïncidence un fragment de  $^{23}\text{N}$  et deux neutrons mais aussi d'appliquer l'ensemble des filtres décrits dans la section 3.4.4 qui sont nécessaires lors de la détection de deux neutrons. Les statistiques obtenues sont par conséquent beaucoup plus faibles que celles obtenues lors de l'étude de système décroissant par l'émission d'un seul neutron. Cependant nous sommes parvenus à obtenir entre 10 et 20 triples coïncidences fragment-neutron-neutron pour les deux voies de réaction de *knockout* de deux ou trois protons :  $(^{27}\text{F}, ^{23}\text{N}+2n)$  et  $(^{28}\text{Ne}, ^{23}\text{N}+2n)$ .

Les spectres en énergie relative fragment-neutron-neutron sont présentés dans la figure 5.25. On remarque dans les deux cas une structure aux alentours de 2 MeV d'énergie relative. Or, lors de l'étude du  $^{26}\text{O}$  sondé via le même faisceau de  $^{27}\text{F}$  durant SAMURAI-DAYONE, il a été montré que le  $^{26}\text{O}$  était essentiellement produit dans son état fondamental  $0^+$  (fig. 1.8). Dans l'hypothèse où l'arrachage d'un proton de plus ne perturbe pas (ou du moins peu) la configuration neutron, la configuration dans laquelle est produit le  $^{25}\text{N}$  peut alors être vue comme le couplage d'un trou proton dans la couche  $1p_{1/2}$  avec la configuration neutron de l'état fondamental du  $^{26}\text{O}$ . C'est à dire :  $\pi(1p_{1/2})^{-1} \otimes \nu(1d_{3/2})^2$ .



**FIGURE 5.23** – Meilleur ajustement du spectre d'énergie relative fragment-neutron de la voie de réaction  $(^{26}\text{F}, ^{23}\text{N}+n)$  dans l'hypothèse de deux résonances.

Le seul état peuplé serait caractérisé par un spin parité  $1/2^-$  et serait l'état fondamental du  $^{25}\text{N}$ .

Nous n'avons pas effectué d'ajustement des spectres en énergie relative fragment-neutron-neutron de ces deux voies de réaction. Cependant puisque nous avons obtenu une énergie de résonance pour le  $^{25}\text{N}$  lors de l'ajustement de la voie de réaction  $(^{27}\text{F}, ^{23}\text{N}+n)$ , nous avons vérifié sa cohérence avec les résultats obtenus en reconstruisant l'énergie des événements triples que nous avons pu mesurer. La figure 5.26 représente la superposition du spectre en énergie relative fragment-neutron-neutron de la réaction  $(^{27}\text{F}, ^{23}\text{N}+2n)$  et la forme d'une résonance d'énergie  $E_r = 1,70$  MeV. On remarque que l'accord est particulièrement bon, ce qui nous conforte dans l'idée que l'état fondamental du  $^{25}\text{N}$  devrait se situer légèrement en dessous de 2 MeV au dessus du seuil d'émission de deux neutrons.

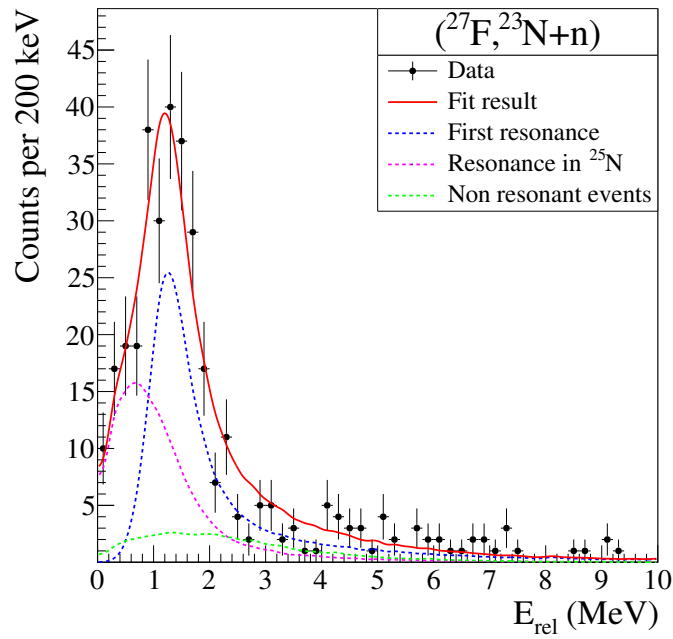


FIGURE 5.24 – Meilleur ajustement du spectre d'énergie relative fragment-neutron de la voie de réaction  $(^{27}\text{F}, ^{23}\text{N}+n)$ .

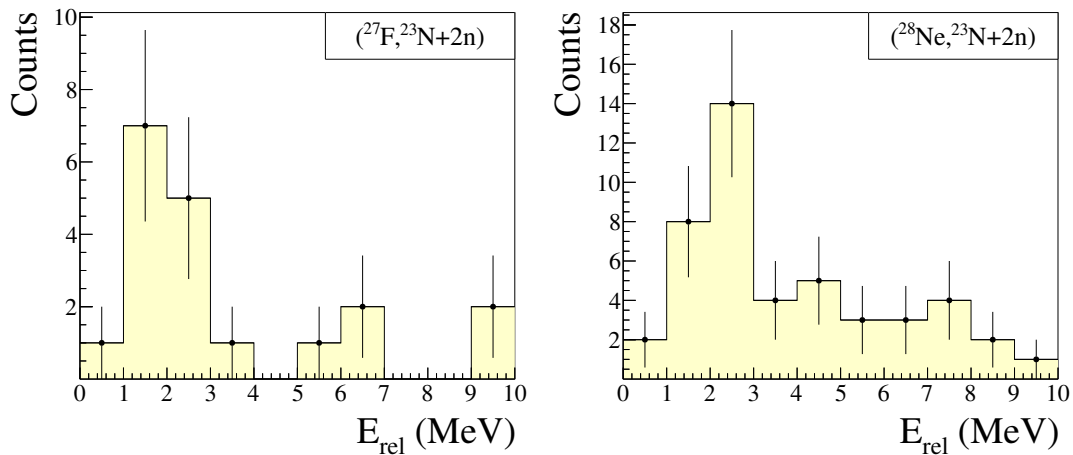
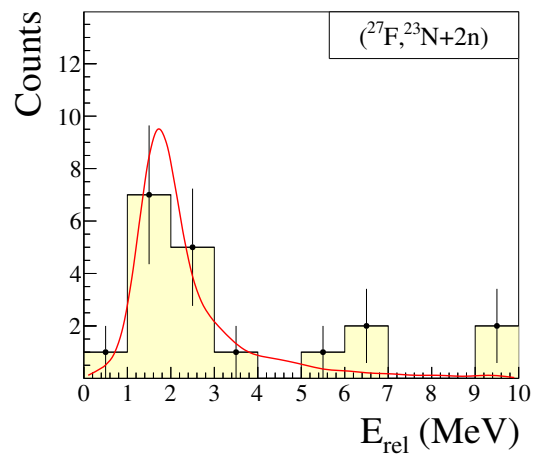


FIGURE 5.25 – Spectres en énergie relative fragment-neutron-neutron de les voie de réaction de knockout de deux ou trois protons :  $(^{27}\text{F}, ^{23}\text{N}+2n)$  et  $(^{28}\text{Ne}, ^{23}\text{N}+2n)$ .





**FIGURE 5.26** – Spectre en énergie relative fragment-neutron-neutron de la voie de réaction  $(^{27}\text{F}, ^{23}\text{N}+2\text{n})$ . La ligne rouge représente la forme d'une résonance d'énergie  $E_r = 1,70$  MeV qui est le résultat que nous avons obtenu lors de l'ajustement du spectre d'énergie relative fragment-neutron.

## Chapitre 6

# Conclusion et perspectives

Le contexte globale qui entoure l'ensemble des travaux de cette thèse est l'étude de la structure des noyaux légers riches en neutrons. En particulier, nous nous sommes intéressés aux isotopes d'Azote les plus lourds : à savoir la spectroscopie du dernier isotope lié,  $^{23}\text{N}$ , ainsi qu'à la recherche des premiers systèmes non liés dans leur état fondamental :  $^{24}\text{N}$  et  $^{25}\text{N}$ . L'étude de ces systèmes est particulièrement importante pour la compréhension de l'évolution de la structure en couche aux abords de la fermeture de couche  $N = 16$ .

Les systèmes d'intérêt ont été formés par l'intermédiaire de réaction de *knockout* d'un, deux ou trois protons ainsi que via diverses réactions de fragmentation. La méthode que nous avons utilisée pour les étudier est celle de la masse invariante, qui implique la détection en coïncidence du fragment, du (ou des) neutron(s) ainsi que d'éventuels rayonnements gamma émis lors de la décroissance en vol des états non liés étudiés. L'installation qui nous a permis d'étudier de telles réactions est celle du RIBF au RIKEN qui a produit les faisceaux radioactifs nécessaires à une énergie de 250 MeV/nucléon. La campagne de mesure a été réalisée à l'aide du spectromètre SAMURAI couplé au multi-détecteur de neutrons NEBULA.

Les données ont été interprétées à l'aide d'une simulation prenant en compte l'acceptance et la résolution de notre dispositif expérimental. Une technique de mélange d'événements itérative a été utilisée pour déterminer la forme de la distribution non corrélée dans les spectres en énergie relative fragment-neutron.

La justesse de l'étalonnage ainsi que la validité des méthodes d'analyse ont été testées à travers l'étude du  $^{16}\text{B}$ , sondé à partir de la réaction de *knockout* d'un neutron du  $^{17}\text{B}$ . Ce système a déjà été étudié plusieurs fois et possède une résonance étroite à très basse énergie idéale pour vérifier la qualité de la reconstruction en masse invariante.

L'interprétation des spectres en énergie relative fragment-neutron, guidée par des considérations théoriques simples nous a permis d'aboutir aux conclusions suivantes pour les systèmes étudiés :

$^{23}\text{N}$ 

Ce système a été sondé par trois voies de réactions différentes :

- Le *knockout* d'un proton.  
 $\text{C}(^{24}\text{O}, ^{22}\text{N}+\text{n})$ . Au moins deux états ont été observés :
  - Un état interprété comme le premier état excité  $3/2^-$ . Ce dernier est responsable de deux structures différentes dans le spectre en énergie relative fragment-neutron. L'une à basse énergie mesurée en coïncidence avec des photons  $\gamma$  caractéristiques de la décroissance de l'état excité  $2^-$  du  $^{22}\text{N}$ , l'autre située autour de 1 MeV d'énergie relative. Les deux peuvent être reproduites avec une résonance  $\ell = 0$  :  $E_r = 0,99 \pm 0,13$  MeV et  $\Gamma = 0,6 \pm 0,5$  MeV.
  - Une deuxième structure, très large, a été reproduite à l'aide d'une résonance  $\ell = 2$  :  $E_r = 2,65 \pm 0,80$  MeV et  $\Gamma = 3,00 \pm 1,20$  MeV. Cette dernière peut être interprétée comme le second état  $3/2^-$  du  $^{23}\text{N}$ , cependant sa très grande largeur pourrait indiquer que cette structure correspond à la somme de plusieurs états excités indiscernables avec la résolution de notre système expérimental.
- La fragmentation (-3p,-1n).  
 $\text{C}(^{27}\text{Ne}, ^{22}\text{N}+\text{n})$ . Deux états résonants ont été observés :
  - Un état dont les caractéristiques correspondent au premier état  $3/2^-$  observé précédemment, il a été décrit avec une résonance  $\ell = 0$  :  $E_r = 0,99 \pm 0,11$  MeV et  $\Gamma = 0,8 \pm 0,5$  MeV.
  - Un second état en coïncidence avec les rayonnements  $\gamma$  caractéristiques de la transition de l'état excité  $2^-$  du  $^{22}\text{N}$  vers son état fondamental. Ce dernier a été ajusté avec une résonance  $\ell = 2$  : ( $E_r = 2,35 \pm 0,18$  MeV et  $\Gamma = 2,00 \pm 1,10$  MeV). Ses caractéristiques sont compatibles avec celles de la deuxième résonance utilisée pour reproduire le spectre d'énergie relative de la réaction de *knockout* d'un proton et pourrait correspondre au deuxième état  $3/2^-$  du  $^{23}\text{N}$ .
- La diffusion inélastique.  
 $\text{C}(^{23}\text{N}, ^{22}\text{N}+\text{n})$ . Le spectre a pu être reproduit en supposant que les deux états peuplés précédemment l'étaient une fois de plus. Les propriétés obtenues lors de l'ajustement du spectre sont :
  - Pour la première résonance  $\ell = 0$  :  $E_r = 1,01 \pm 0,15$  MeV et  $\Gamma > 0,5$  MeV.
  - Pour la seconde  $\ell = 2$  :  $E_r = 2,45 \pm 0,45$  MeV et  $\Gamma = 1,20 \pm 0,60$  MeV.

 $^{24}\text{N}$ 

Ce système a été observé pour la première fois et sondé à travers quatre voies de réactions différentes. Chacune de ces voies présente une structure aux alentours de 1,3 MeV qui pourrait être interprété comme l'état fondamental de ce noyau non lié. Il a été ajusté à l'aide d'une résonance  $\ell = 2$  dans chacun des cas et voici les résultats obtenus :

- $\text{C}(^{26}\text{F}, ^{23}\text{N}+\text{n})$  :  $E_r = 1,32 \pm 0,06$  MeV et  $\Gamma = 0,75 \pm 0,35$  MeV.

- 
- $C(^{27}\text{Ne}, ^{23}\text{N}+n)$  :  $E_r = 1,42 \pm 0,10$  MeV et  $\Gamma > 0,70$  MeV.
  - $C(^{27}\text{F}, ^{23}\text{N}+n)$  :  $E_r = 1,26 \pm 0,13$  MeV et  $\Gamma = 1,50 \pm 1,10$  MeV.
  - $C(^{28}\text{Ne}, ^{23}\text{N}+n)$  :  $E_r = 1,30 \pm 0,09$  MeV et  $\Gamma > 1,00$  MeV.

Cependant, notre connaissance de la structure du  $^{25}\text{O}$  nous indique que la réaction ( $^{26}\text{F}, ^{23}\text{N}+n$ ) devrait peupler un doublet  $2^-, 1^-$ . Bien que le spectre ne soit composé que d'une seule structure, nous avons pu montrer que ce dernier était compatible avec deux résonances trop proches pour être distinguée par notre dispositif expérimental. Le meilleur résultat a été obtenu pour :  $E_{r1} = 1,24$  MeV et  $E_{r2} = 1,39$  MeV. Une limite supérieure sur l'écart en énergie entre les deux résonances a été trouvée à 300 keV.

## $^{25}\text{N}$

Deux voies de réactions ont été investiguées pour former ce système :

- $C(^{27}\text{F}, ^{23}\text{N}+ 2n)$
- $C(^{28}\text{Ne}, ^{23}\text{N}+ 2n)$

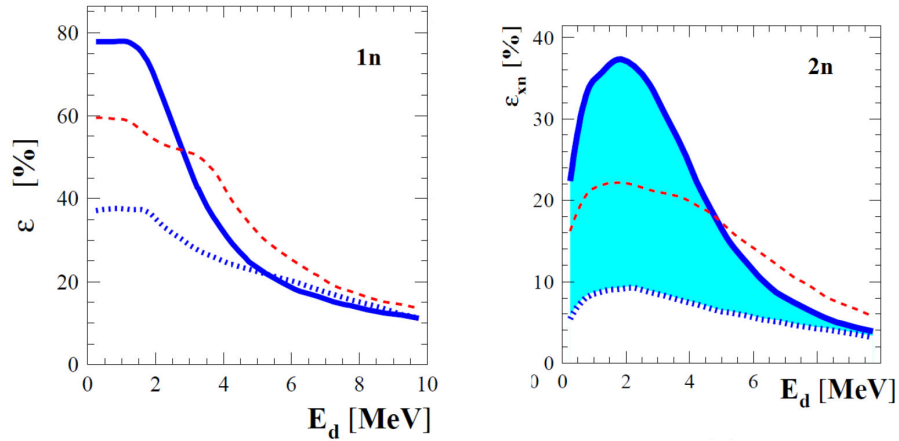
Chacune d'elle nous a permis de reconstruire entre 10 et 20 événements de triple coïncidence fragment-neutron-neutron. Les deux spectres en énergie relative montrent une structure légèrement en dessous de 2 MeV au dessus du seuil d'émission de deux neutrons. L'étude du  $^{26}\text{O}$  effectuée lors de la même campagne à partir des mêmes faisceaux, nous laisse penser que cette structure pourrait correspondre à l'état fondamental du  $^{25}\text{N}$ .

Ces résultats sont très encourageants, nous avons pu obtenir de nouvelles informations expérimentales sur la structure du  $^{23}\text{N}$  et observer pour la première fois deux nouveaux isotopes ! Pourtant, afin d'obtenir des conclusions plus fermes, de nouvelles mesures pourraient être réalisées.

En ce qui concerne le  $^{24}\text{N}$ , si nous voulons confirmer l'existence d'un doublet  $1^-, 2^-$ , nous devons améliorer notre résolution expérimentale en énergie relative. Cette dernière étant dominée par la résolution sur l'impulsion des neutrons, un projet (nommé HIME) a été lancé à RIKEN afin de construire un détecteur de neutrons possédant une granularité plus grande et qui serait placé devant les autres afin d'obtenir une meilleure résolution sur leur position d'interaction.

En ce qui concerne le  $^{25}\text{N}$ , le principal problème est la très faible statistique observée lors de la campagne SAMURAI-DAYONE. Cependant concernant ce point, les perspectives sont très optimistes car plusieurs points ont été améliorés depuis. En particulier :

- L'intensité faisceau.  
Lors des dernières expériences ayant lieu au RIBF, les taux de comptages des faisceaux de  $^{48}\text{Ca}$  ont été multipliés par environ 10 par rapport à ceux délivrés durant SAMURAI-DAYONE.
- L'épaisseur de la cible.  
Une nouvelle cible active d'Hydrogène liquide nommée MINOS [49] a été développée au CEA Saclay et elle a déjà été utilisée sur une expérience avec SAMURAI. Elle permet d'augmenter largement le nombre de noyaux dans la cible sans dégrader la résolution expérimentale.



**FIGURE 6.1** – Évolution de l'efficacité de détection d'un (gauche) et de deux (droite) neutrons en fonction de l'énergie relative. La courbe ne pointillés bleus correspond à l'efficacité de NEBULA tel qu'il existait durant SAMURAI-DAYONE. La ligne solide bleue correspond à l'efficacité simulée avec l'ensemble NEBULA-PLUS (financé par l'ANR EXPAND).

- Le projet ANR EXPAND.

Ce projet permettra d'augmenter le nombre de murs de scintillateurs de NEBULA pour former NEBULA-Plus. Des simulations ont été effectuées et le gain en efficacité de détection de triples coïncidences fragment-neutron-neutron autour de 2 MeV seraient d'environ un facteur 4 (voir figure 6.1).

Une expérience cherchant à mesurer l'état fondamental du  $^{25}\text{N}$  a été acceptée par le PAC de RIKEN et devrait être programmée lors de la prochaine campagne de mesure qui utilisera un faisceau primaire de  $^{48}\text{Ca}$ .

# Bibliographie

- [1] K. S. Krane. *Introductory nuclear physics*. Wiley, 1988.
- [2] Isao Tanihata. Reactions with Radioactive Ion Beams. *Nucl. Phys.*, A654(1-2) :C235–C251, 1999.
- [3] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë. *Mecanique quantique*. Number vol. 1 in Collection Enseignement des sciences, 16. Masson, 1973.
- [4] Francis Halzen. *Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, 1984.
- [5] Maria G. Mayer. On closed shells in nuclei. *Phys. Rev.*, 74 :235–239, Aug 1948.
- [6] R. Kanungo, C. Nociforo, A. Prochazka, T. Aumann, D. Boutin, D. Cortina-Gil, B. Davids, M. Diakaki, F. Farinon, H. Geissel, R. Gernhäuser, J. Gerl, R. Janik, B. Jonson, B. Kindler, R. Knöbel, R. Krücken, M. Lantz, H. Lenske, Y. Litvinov, B. Lommel, K. Mahata, P. Maierbeck, A. Musumarra, T. Nilsson, T. Otsuka, C. Perro, C. Scheidenberger, B. Sitar, P. Strmen, B. Sun, I. Szarka, I. Tanihata, Y. Utsuno, H. Weick, and M. Winkler. One-neutron removal measurement reveals  $^{24}\text{O}$  as a new doubly magic nucleus. *Phys. Rev. Lett.*, 102 :152501, Apr 2009.
- [7] K. Tshoo, Y. Satou, H. Bhang, S. Choi, T. Nakamura, Y. Kondo, S. Deguchi, Y. Kawada, N. Kobayashi, Y. Nakayama, K. N. Tanaka, N. Tanaka, N. Aoi, M. Ishihara, T. Motobayashi, H. Otsu, H. Sakurai, S. Takeuchi, Y. Togano, K. Yoneda, Z. H. Li, F. Delaunay, J. Gibelin, F. M. Marqués, N. A. Orr, T. Honda, M. Matsushita, T. Kobayashi, Y. Miyashita, T. Sumikama, K. Yoshinaga, S. Shimoura, D. Sohler, T. Zheng, and Z. X. Cao.  $n = 16$ . *Phys. Rev. Lett.*, 109 :022501, Jul 2012.
- [8] Y. Kondo et al. Nucleus  $^{26}\text{O}$  : A barely unbound system beyond the drip line. 116, 03 2016.
- [9] E. K. Warburton, J. A. Becker, and B. A. Brown. Mass systematics for  $a=29-44$  nuclei : The deformed  $a\sim 32$  region. *Phys. Rev. C*, 41 :1147–1166, Mar 1990.
- [10] B. Alex Brown and W. A. Richter. Magic numbers in the neutron-rich oxygen isotopes. *Phys. Rev. C*, 72 :057301, Nov 2005.
- [11] Takaharu Otsuka, Toshio Suzuki, Jason D. Holt, Achim Schwenk, and Yoshinori Akaishi. Three-body forces and the limit of oxygen isotopes. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :032501, Jul 2010.

- [12] R. H. Strokes and Young P. G. New isotope of helium :  ${}^7\text{h}$ . *Physical Review Letters*, 18 :611–613, 1967.
- [13] Albert Messiah. *Mecanique quantique - Tome I*. Dunod, 1961.
- [14] C. Joachain. *Quantum collision theory*. North-Holland Publishing Company, 1975.
- [15] K.W. McVoy. Virtual states and resonances. *Nuclear Physics A*, 115(3) :481 – 494, 1968.
- [16] A. Bohr and Mottelson B.R. *Nuclear structure*, volume 1. W.A. Benjamin, 1969.
- [17] M. Thoennessen, S. Yokoyama, A. Azhari, T. Baumann, J. A. Brown, A. Galonsky, P. G. Hansen, J. H. Kelley, R. A. Kryger, E. Ramakrishnan, and P. Thirolf. Population of  ${}^{10}\text{Li}$  by fragmentation. *Phys. Rev. C*, 59 :111–117, Jan 1999.
- [18] M. Stanoiu, F. Azaiez, Zs. Dombrádi, O. Sorlin, B. A. Brown, M. Bellegruic, D. Schler, M. G. Saint Laurent, M. J. Lopez-Jimenez, Y. E. Penionzhkevich, G. Sletten, N. L. Achouri, J. C. Angélique, F. Becker, C. Borcea, C. Bourgeois, A. Bracco, J. M. Daugas, Z. Dlouhý, C. Donzaud, J. Duprat, Zs. Fülöp, D. Guillemaud-Mueller, S. Grévy, F. Ibrahim, A. Kerek, A. Krasznahorkay, M. Lewitowicz, S. Leenhardt, S. Lukyanov, P. Mayet, S. Mandal, H. van der Marel, W. Mittig, J. Mrázek, F. Negoita, F. De Oliveira-Santos, Zs. Podolyák, F. Pougheon, M. G. Porquet, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, Y. Sobolev, C. Stodel, J. Timár, and A. Yamamoto.  $n = 14$ . *Phys. Rev. C*, 69 :034312, Mar 2004.
- [19] W. F. Rogers, S. Garrett, A. Grovom, R. E. Anthony, A. Aulie, A. Barker, T. Baumann, J. J. Brett, J. Brown, G. Christian, P. A. Deyoung, J. E. Finck, N. Frank, A. Hamann, R. A. Haring-Kaye, J. Hinnefeld, A. R. Howe, N. T. Islam, M. D. Jones, A. N. Kuchera, J. Kwiatkowski, E. M. Lunderberg, B. Luther, D. A. Meyer, S. Mosby, A. Palmisano, R. Parkhurst, A. Peters, J. Smith, J. Snyder, A. Spyrou, S. L. Stephenson, M. Strongman, B. Sutherland, N. E. Taylor, and M. Thoennessen. Unbound excited states of the  $n=16$  closed shell nucleus o 24. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 92(3), 9 2015.
- [20] C. R. Hoffman, T. Baumann, D. Bazin, J. Brown, G. Christian, P. A. Deyoung, J. E. Finck, N. Frank, J. Hinnefeld, R. Howes, P. Mears, E. Mosby, S. Mosby, J. Reith, B. Rizzo, W. F. Rogers, G. Peaslee, W. A. Peters, A. Schiller, M. J. Scott, S. L. Tabor, M. Thoennessen, P. J. Voss, and T. Williams. Determination of the  $n=16$  shell closure at the oxygen drip line. *Physical Review Letters*, 100(15), 4 2008.
- [21] E. Lunderberg, P. A. DeYoung, Z. Kohley, H. Attanayake, T. Baumann, D. Bazin, G. Christian, D. Divaratne, S. M. Grimes, A. Haagsma, J. E. Finck, N. Frank, B. Luther, S. Mosby, T. Nagi, G. F. Peaslee, A. Schiller, J. Snyder, A. Spyrou, M. J. Strongman, and M. Thoennessen. Evidence for the ground-state resonance of  ${}^{26}\text{O}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 108 :142503, Apr 2012.
- [22] C. Caesar et al. Beyond the neutron drip line : The unbound oxygen isotopes  ${}^{25}\text{o}$  and  ${}^{26}\text{o}$ . *Phys. Rev. C*, 88 :034313, Sep 2013.

- 
- [23] A. Cipollone, C. Barbieri, and P. Navrátil. Chiral three-nucleon forces and the evolution of correlations along the oxygen isotopic chain. *Phys. Rev. C*, 92 :014306, Jul 2015.
- [24] B.A. Brown and W.D.M. Rae. The shell-model code nushellx@msu. *Nuclear Data Sheets*, 120(Supplement C) :115 – 118, 2014.
- [25] G. Audi, A.H. Wapstra, and C. Thibault. The ame2003 atomic mass evaluation : (ii). tables, graphs and references. *Nuclear Physics A*, 729(1) :337 – 676, 2003. The 2003 NUBASE and Atomic Mass Evaluations.
- [26] B. Jurado, H. Savajols, W. Mittig, N.A. Orr, P. Roussel-Chomaz, D. Baiborodin, W.N. Catford, M. Chartier, C.E. Demonchy, Z. Dlouhý, A. Gillibert, L. Giot, A. Khouaja, A. Lépine-Szily, S. Lukyanov, J. Mrazek, Y.E. Penionzhkevich, S. Pita, M. Rousseau, and A.C. Villari. Mass measurements of neutron-rich nuclei near the n=20 and 28 shell closures. *Physics Letters B*, 649(1) :43 – 48, 2007.
- [27] G Audi, Wang Meng, A.H. Wapstra, Filip Kondev, M McCormick, Xing Xu, and B Pfeiffer. The ame 2012 atomic mass evaluation. 36 :1287–2014, 01 2012.
- [28] Sylvain Leblond. *Structure of neutron-rich Isotopes of Boron and Carbon at the limits of stability*. Theses, Normandie Université, France, 2015.
- [29] J.-L. Lecouey et al. Single-proton removal reaction study of  $^{16}\text{b}$ . *Physics Letters B*, 672(1) :6 – 11, 2009.
- [30] M.D. Jones et al. Neutron-unbound excited states of  $^{23}\text{N}$ . *Phys. Rev. C*, 95 :044323, Apr 2017.
- [31] T. Kubo et al. The riken radioactive beam facility. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 70(1) :309 – 319, 1992.
- [32] Okuno et al. Progress of ribf accelerators. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, (1) :03C002, 2012.
- [33] T. Kobayashi et al. SAMURAI spectrometer for RI beam experiments. *Nucl. Instrum. Meth.*, B317 :294–304, 2013.
- [34] H. Baba et al. New data acquisition system for the *RIKEN* radioactive isotope beam factory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 616(1) :65 – 68, 2010.
- [35] O.B. Tarasov and D. Bazin. Lise++ : Exotic beam production with fragment separators and their design. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 376 :185 – 187, 2016.
- [36] Oleg Tarasov and D Bazin. Lise++ : Radioactive beam production with in-flight separators. 266 :4657–4664, 10 2008.
- [37] R. Tanaka. Fast neutron detection in nuclear reaction experiment. Master’s thesis, Tokyo Institute of Technology, 2013.



- [38] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How to Approach*. Springer-Verlag, 1987.
- [39] H. Sato et al. Superconducting dipole magnet for samurai spectrometer. *IEEE transactions on applied superconductivity*, 23(3), 2013.
- [40] S. et al. Agostinelli. Geant4 - A simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506 :250–303, 2003.
- [41] J. et al. Allison. Geant4 developments and applications. *IEEE on Nucl. Sci.*, 53, 2006.
- [42] S. Takeuchi et al. DALI2 : A NaI(Tl) detector array for measurements of  $\gamma$  rays from fast nuclei. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 763 :596 – 603, 2014.
- [43] M. Nikolić. *Kinematics and Multiparticle Systems*. Gordon and Breach, 1968.
- [44] Y. et al. Suzuki. *Structure and Reactions of Light Exotic Nuclei*. CRC Press, 2003.
- [45] F.M. Marqués et al. Neutron cross-talk rejection in a modular array and the detection of halo neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 450(1) :109 – 118, 2000.
- [46] A. Spyrou et al. First evidence for a virtual 18b ground state. *Physics Letters B*, 683(2) :129 – 133, 2010.
- [47] William H. Press, Brian P. Flannery, Saul A. Teukolsky, and William T. Vetterling. *Numerical Recipes in C : The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, New York, NY, USA, 1988.
- [48] Sohler et al. In-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy of the neutron-rich nitrogen isotopes  $^{19-22}\text{N}$ . *Phys. Rev. C*, 77 :044303, Apr 2008.
- [49] A. Obertelli, A. Delbart, S. Anvar, L. Audirac, G. Authelet, H. Baba, B. Bruyneel, D. Calvet, F. Château, A. Corsi, P. Doornenbal, J. M. Gheller, A. Giganon, C. Lahonde-Hamdoun, D. Leboeuf, D. Loiseau, A. Mohamed, J. Ph. Mols, H. Otsu, C. Péron, A. Peyaud, E. C. Pollacco, G. Prono, J. Y. Rousse, C. Santamaria, and T. Uesaka. Minos : A vertex tracker coupled to a thick liquid-hydrogen target for in-beam spectroscopy of exotic nuclei. *The European Physical Journal A*, 50(1) :8, Jan 2014.