



**HAL**  
open science

# Étude des corrélations dans la dissociation de ${}^8\text{He}$

B. Laurent

► **To cite this version:**

B. Laurent. Étude des corrélations dans la dissociation de  ${}^8\text{He}$ . Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2007. Français. NNT: . tel-00265845

**HAL Id: tel-00265845**

**<https://theses.hal.science/tel-00265845v1>**

Submitted on 20 Mar 2008

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

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



UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. des SCIENCES

ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

présentée par

Monsieur Benoit LAURENT

et soutenue le 26 Novembre 2007



en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants Élémentaires

(Arrêté du 7 août 2006)



Titre :

**Étude des corrélations  
dans la dissociation de  $l'^8\text{He}$ .**

JURY

Monsieur Jean-Antoine SCARPACI, Directeur de recherche CNRS, IPN Orsay  
Monsieur Jean-Luc SIDA, Ingénieur de recherche, CEA/DAM Bruyères-le-châtel  
Madame Marielle CHARTIER, Maître de conférence, Université de Liverpool  
Monsieur Jean-François LECOLLEY, Professeur émérite, Université de Caen  
Monsieur Nigel ORR, Directeur de recherche CNRS, LPC Caen

*(Rapporteur)*

*(Rapporteur)*

*(Directeur de thèse)*



*La phrase la plus excitante à entendre en science,  
celle qui annonce de nouvelles découvertes,  
n'est pas «Eurêka», mais plutôt «Tiens, c'est marrant...»*

Isaac Asimov



# Remerciements

Premières pages de ce document mais bien souvent dernières pages écrites, ces remerciements marquent la fin d'une belle aventure.

Je tiens tout d'abord à remercier Jean-François Lecolley et Jean-Claude Steckmeyer pour m'avoir accueilli au Laboratoire de Physique Corpusculaire et pour avoir mis à ma disposition tous les moyens nécessaires à la réalisation de ma thèse. Merci également à Jean-François pour avoir été mon directeur de thèse officiel les deux premières années, en attendant que Nigel passe son habilitation.

Mes seconds remerciements vont en effet bien évidemment à Nigel Orr, pour m'avoir, non pas diriger, terme qu'il n'aime pas, mais encadrer, guider, aider, initier... bref permis de réussir ce travail de thèse. Je retiendrai le concept de jeter l'étudiant à l'eau pour qu'il apprenne à nager par lui même. Je ne suis certes pas un champion de natation mais je sais maintenant me maintenir la tête hors de l'eau. Je te remercie pour les cafés partagés autour d'une réunion... ou l'inverse, je ne sais plus très bien !

Ces remerciements vont également à Miguel Marqués, qui m'a accueilli dans son bureau pour mon stage de D.E.A., et qui m'a lui aussi initié à la physique des noyaux à halo et aux méthodes d'analyse propres à notre groupe. Merci Miguel pour toute l'aide que tu m'a apportée, non seulement en physique mais aussi en Fortran, PAW (dont tu es le spécialiste incontesté) et Latex.

Je voudrais témoigner ma reconnaissance aux membres du jury : merci encore une fois à Jean-François pour avoir accepté de le présider malgré une retraite méritée, merci à Jean-Antoine Scarpaci et Jean-Luc Sida, les deux rapporteurs, pour leur relecture rapide du manuscrit et les discussions très intéressantes qui ont suivies. J'ai apprécié de travailler avec Marielle Chartier lors d'une expérience sur SPEG à l'été 2006 et j'ai été très heureux qu'elle accepte de participer à mon jury de thèse.

Je voudrais maintenant remercier chaleureusement l'ensemble du personnel du laboratoire qui a contribué dans bien des aspects à la réussite de cette thèse. Je tiens particulièrement à citer les services techniques sans qui les expériences DéMoN n'auraient pu être réalisées. Ils ont également toujours répondu présent, même pendant leurs vacances (n'est ce pas Christophe...) pour venir nous dépanner. J'ai une pensée émue pour Gilles, qui nous a quitté d'une manière toute aussi brutale qu'inattendue.

Il a su faire partager sa passion pour son travail et n'était pas le dernier à venir au GANIL en pleine nuit quand les Chambres à dérive nous jouaient des tours.

Je n'oublierais pas non plus les techniciens du GANIL, notamment ceux de la salle LISE, pour avoir mis leurs compétences au service de nos expériences.

De ce côté de la route, je remercie également Christelle Stodel, Marie-Geneviève Saint-Laurent et François de Oliveira, pour les moments partagés sur LISE lors de diverses expériences qui ont contribué à mon apprentissage d'expérimentateur.

Pour revenir au LPC, un grand merci au service administratif, qui nous soulage bien souvent de tous les tracas de la «paperasserie» diverse et variée. La préparation des missions, les achats, les démarches, les recherches bibliographiques s'en trouvent grandement simplifiés grâce à ces quatre dames toujours disponibles. Dans le même état d'esprit, merci à Yohan pour répondre sans fléchir à tous les appels micro...

J'ai déjà parlé de Nigel et Miguel mais je n'ai pas encore remercié les autres membres, actuels ou anciens, du groupe «Exotique». Je pense ici à Beyhan (je reviendrai sur son cas plus tard...), Lynda, Brian et Franck, mais aussi à Jean-Luc, Guillaume et Hicham, mes prédécesseurs. Ils ont toujours répondu à mes questions avec gentillesse et patience. J'espère avoir pu en faire autant pour Anne, la dernière arrivée dans le groupe et qui a pris la relève. Bon courage pour la suite de ta thèse.

Un grand merci également à toute la collaboration DéMoN-CHARISSA. Merci à Louise Stuggé, Francis Hanappe et Alain Ninane, les spécialistes de DéMoN. C'est certainement grâce à leur savoir faire que l'acquisition du détecteur a redémarré lors de l'expérience en 2005. Merci également à l'équipe des Anglo-Saxons, Martin Freer et Wilton Catford en tête. Je garderais un très bon souvenir de mes diverses rencontres avec Nick, Neil, Bruce, Jeff et j'en oublie. Un petit coucou également aux Roumains; Florin «le Petit» et Florin «le Grand», Livius et Adriana, que j'ai eu l'occasion de croiser en France et en Roumanie.

Si j'en suis venu à faire une thèse au LPC, c'est certainement pour avoir croisé la route de certains enseignants de l'ENSI qui m'ont profondément marqué. Bien sûr il y a eu Gilles, Marc et Lynda (encore elle...) mais également et surtout Bernard. C'est le seul enseignant de l'ENSI à pouvoir garder un amphithéâtre rempli du début à la fin de l'année, et ce pour un cours loin des plus faciles. Merci à toi Bernard pour m'avoir donné envie de découvrir de plus près le monde de la recherche. J'avoue que j'ai mis beaucoup de temps à pouvoir te tutoyer quand je te croisais au labo, tu resteras pour moi le Grand Professeur Tamain!

Les trois années de thèse ne peuvent se résumer à trois ans de travail, la vie sociale, du labo ou en dehors, joue également un rôle important. Ainsi, je voudrais remercier toute l'équipe des joyeux thésards que j'ai côtoyée durant ces trois ans. Il y eu quelques bons moments partagés à la pause au labo et autour d'un verre (et bien souvent plus...) le jeudi soir avec Damien, Florian, Jérémy et Sandro, les irréductibles, parfois accompagnés par Greg, Yves, Anne, Estelle et Gwendal (à mi-temps entre Caen et Grenoble). Je retiendrais la bonne humeur permanente qui règne

dans les couloirs et même si je n'ai pas eu le temps de bien connaître les derniers venus, je pense que cette ambiance va continuer avec eux. Je pense ici également aux autres thésards croisés lors de conférences ou au Ganil, tels Karim (un tío gars du ch'nord), Charlotte, Marlène, Carole et les autres.

Je tiens maintenant à citer Caroline et lui dire combien j'ai apprécié d'avoir partagé le bureau avec elle. Sa bonne humeur, son calme et sa gentillesse ont grandement contribué à l'atmosphère sereine de travail.

Mes pensées vont également aux anciens de l'ENSI avec qui j'ai gardé contact et qui ont pour certains suivi une voie identique : Renaud au CIRIL, Marie au GANIL, CapsFred à Saclay. Il y a également DjéDjé, resté sur Caen et le groupe des Parisiens : SéV et Julien, Gwen, Romain, Igor, Véro. Je n'oublierais pas non plus mon cher Arnaud «l'Afghan», ça a été un réel plaisir de le retrouver à Caen après nos deux années communes à Brest... c'était une autre époque !

Je ne pourrais pas terminer sans citer et remercier Beyhan, mon incontournable associée durant ces dernières années. Nous avons partagé toutes les étapes ensemble depuis le DEA, traversant les diverses périodes plus ou moins stressantes main dans la main. Je te remercie ma chère Beyhan pour ta bonne humeur contagieuse, ton éternel sourire et ta joie de vivre. Nous avons partagé également bien des moments de stress mais nous avons toujours réussi à nous en sortir grâce à notre union. J'espère que nous aurons un jour l'occasion de retravailler ensemble !

Mes derniers remerciements iront sans aucun doute à mes parents, ma sœur et l'ensemble de ma famille pour leur soutien matériel et moral inconditionné. Ils ont joué un rôle essentiel dans le cheminement qui m'a amené où je suis aujourd'hui et je leur serais éternellement redevable.



# Introduction au manuscrit

Ce manuscrit de thèse décrit le travail réalisé entre octobre 2004 et octobre 2007 au sein du groupe «Noyaux Exotiques» du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen, sous la direction de Nigel Orr et Miguel Marqués, avec les autres membres du groupe, ainsi que ceux des collaborations CHARISSA et DéMoN. Ce travail est centré sur l'étude des corrélations dans les noyaux très légers riches en neutrons, et en particulier dans l' $^8\text{He}$ .

Un modèle simple pour représenter le noyau atomique est celui de la goutte liquide, de surface bien définie, contenant des protons et des neutrons répartis de manière homogène. Cependant, pour des noyaux légers, très riches en neutrons, des expériences ont révélé que un ou plusieurs de ces neutrons traversaient la surface pour former un halo diffus autour des autres nucléons.

Ce halo, en plus de provoquer une taille apparente du noyau plus importante que celle attendue, est dans une phase distincte largement découplée du cœur. Les neutrons du halo forment alors un sous-système pratiquement indépendant dans le noyau. Dans le cas des noyaux à halo de deux neutrons, le système est borroméen, constitué de sous-systèmes non liés. L'homogénéité de la répartition des nucléons dans le halo est également remise en doute. Si ces noyaux existent, c'est grâce à l'interaction entre les neutrons du halo, et cette interaction provoque des structures dans le nuage.

Cependant, les expériences initiales sur ce sujet ne donnent accès qu'à la taille globale du noyau, et non aux corrélations entre les neutrons du halo. Il n'est alors pas possible de sonder les configurations de ces neutrons et la forme que peut prendre le halo autour du cœur.

Grâce à une nouvelle série d'expériences plus récentes, et à une technique d'analyse différente, il est néanmoins maintenant possible d'accéder directement à la distance entre les neutrons du halo. Le principe est d'appliquer à ces systèmes la technique connue de l'interférométrie afin de chercher les effets de l'interaction neutron-neutron sur la direction des neutrons libérés après cassure du noyau. Plus les neutrons seront proches initialement et plus leurs directions seront similaires.

Cette technique a été appliquée à trois noyaux borroméens connus : l' $^6\text{He}$ , le  $^{11}\text{Li}$  et le  $^{14}\text{Be}$  et l'interféromètre à neutrons a mesuré des distances de l'ordre de 6 fm pour ces systèmes, laissant supposer une faible corrélation dans le halo. La structure du nuage neutronique est cependant sondée de manière grossière par cette mesure pionnière. L'intérêt de telles études est de pouvoir extraire la distance moyenne, notée  $d_{rms}$ , entre les deux neutrons du halo et également d'évaluer les caractéristiques

spatio-temporelles de la dissociation avec l'influence de la durée de vie  $\tau$  des états résonnants des sous-systèmes cœur-neutron.

Or, le cas du  $^{14}\text{Be}$  par exemple, s'il a permis une approche globale, est trop complexe à ce stade d'étude pour extraire explicitement ces deux paramètres. En effet, les états résonnants qui sont peuplés lors de sa cassure sont nombreux et avec des durées de vie trop faibles pour influencer les observables.

L'étude d'un système plus simple a donc été envisagée et  $^{8}\text{He}$  est apparu comme un candidat idéal pour l'application de ces techniques. En effet, bien que considéré comme un noyau à halo de quatre neutrons entourant un  $^4\text{He}$ , le seuil d'émission de deux neutrons est légèrement inférieur à celui des quatre neutrons. Il est ainsi possible d'étudier le système borroméen  $^6\text{He}+2n$ . Cette voie de décroissance séquentielle a l'avantage de peupler un seul état non lié de  $^{7}\text{He}$ , bien connu et avec une durée de vie suffisamment longue pour influencer la distance mesurée entre les neutrons. Il a donc été possible d'extraire les caractéristiques spatio-temporelles de la dissociation de  $^{8}\text{He}$ , et cette étude ouvre la voie vers des systèmes plus complexes. Une nouvelle expérience concernant la décroissance du  $^{14}\text{Be}$  a ainsi été réalisée et l'analyse des données, s'appuyant sur les méthodes employées avec  $^{8}\text{He}$ , pourrait permettre de sonder les configurations de ce système.

Le manuscrit se compose d'une partie sur les noyaux à halo, les interactions  $n$ - $n$  et les corrélations, une autre centrée sur l'aspect expérimental de l'étude et une dernière sur les résultats concernant la dissociation de  $^{8}\text{He}$ . Deux annexes, l'une concernant le spectromètre LISE du GANIL, l'autre regroupant quelques résultats des simulations terminent le manuscrit. La bibliographie se trouve à la toute fin du document.

# Table des matières

Table des figures	15
Liste des tableaux	19
<b>I A la rencontre du halo</b>	<b>21</b>
<b>1 Les noyaux à halo</b>	<b>23</b>
1.1 Histoire d'une découverte . . . . .	23
1.2 Caractéristiques des noyaux à halo . . . . .	26
1.2.1 Inventaire . . . . .	26
1.2.2 Phénomène de seuil . . . . .	27
1.2.2.1 Énergie de liaison des neutrons . . . . .	27
1.2.2.2 Moment angulaire . . . . .	29
1.2.3 Sections efficaces . . . . .	29
1.2.4 Mécanismes de réaction . . . . .	30
1.2.5 Distributions en moment . . . . .	32
1.2.5.1 Un modèle simple . . . . .	32
1.2.5.2 Distributions du cœur . . . . .	32
1.2.5.3 Distributions angulaires des neutrons . . . . .	32
1.3 Point sur l' $^8\text{He}$ . . . . .	34
<b>2 L'interaction neutron-neutron</b>	<b>37</b>
2.1 Généralités sur l'interaction nucléon-nucléon . . . . .	37
2.1.1 État fondamental du deuton . . . . .	37
2.1.2 Cas général de la diffusion . . . . .	38
2.2 Interaction neutron-neutron à basse énergie . . . . .	43
2.2.1 Approche historique . . . . .	43
2.2.2 Autres réactions, autres méthodes . . . . .	44
2.3 Potentiel nucléon-nucléon . . . . .	46
2.4 Potentiel à trois corps . . . . .	48
<b>3 Études des corrélations dans les noyaux à halo</b>	<b>51</b>
3.1 Intérêt des noyaux borroméens . . . . .	51
3.2 Interférométrie d'intensité . . . . .	53
3.2.1 Fonction de corrélation . . . . .	53
3.2.2 Forme analytique de $C_{nn}(q)$ . . . . .	54

3.2.3	Paramétrisation de la source d'émission des neutrons . . . . .	58
3.2.4	Construction expérimentale . . . . .	59
3.2.5	Mélange d'événements . . . . .	59
3.2.6	$C_{nn}$ : premières applications . . . . .	61
3.3	Tracés de Dalitz : sonder les corrélations à trois corps . . . . .	63
3.3.1	Principe . . . . .	63
3.3.2	Les effets des corrélations sur les observables . . . . .	64
3.4	Approximations et limitations de l'approche . . . . .	66
3.4.1	Source d'émission . . . . .	66
3.4.2	Sonder le continuum . . . . .	66
<b>II Approche expérimentale : du dispositif à l'analyse</b>		<b>71</b>
<b>4</b>	<b>Description des expériences</b>	<b>73</b>
4.1	Production des faisceaux . . . . .	73
4.1.1	Production des faisceaux primaires . . . . .	73
4.1.2	Le spectromètre LISE . . . . .	74
4.2	Le montage expérimental . . . . .	76
4.2.1	Une vue d'ensemble du montage . . . . .	76
4.2.2	Le Trifoil . . . . .	76
4.2.3	La Chambre à dérive : caractérisation du faisceau . . . . .	77
4.2.4	La cible secondaire . . . . .	78
4.2.5	Le télescope CHARISSA : détection des fragments chargés . . . . .	79
4.2.5.1	Les détecteurs Silicium : $\Delta E$ . . . . .	80
4.2.5.2	Le détecteur à Iodure de Césium : $E$ . . . . .	81
4.2.6	DéMoN : détection des neutrons . . . . .	82
4.2.6.1	Principe de détection . . . . .	82
4.2.6.2	Discrimination $n-\gamma$ . . . . .	83
4.2.6.3	Efficacité du dispositif DéMoN . . . . .	84
4.2.6.4	Disposition des modules : filtre anti-diaphonie . . . . .	85
4.2.7	Électronique et système d'acquisition . . . . .	88
<b>5</b>	<b>Les calibrations des détecteurs</b>	<b>91</b>
5.1	La Chambre à dérive (CaD) . . . . .	91
5.2	Le télescope CHARISSA . . . . .	93
5.2.1	Calibrations des détecteurs Silicium . . . . .	93
5.2.1.1	Étapes préliminaires . . . . .	93
5.2.1.2	Calibration en position . . . . .	94
5.2.1.3	Calibration en énergie . . . . .	97
5.2.2	Calibrations des détecteurs CsI . . . . .	97
5.2.2.1	Étapes préliminaires . . . . .	97
5.2.2.2	Calibration en énergie . . . . .	98
5.2.3	Identification des ions . . . . .	98
5.3	DéMoN . . . . .	102
5.3.1	Calibration en temps . . . . .	102

5.3.2	Calibrations en énergie . . . . .	103
5.3.2.1	Énergie cinétique ( $E_n$ ) . . . . .	103
5.3.2.2	Énergie par charge déposée ( $E_p$ ) . . . . .	103
<b>6</b>	<b>Analyse des données</b>	<b>107</b>
6.1	Reconstruction de la cinématique . . . . .	107
6.1.1	Coupures et sélections des produits de réaction . . . . .	107
6.1.1.1	Purification de la matrice d'identification . . . . .	107
6.1.1.2	Neutron(s) associé(s) au fragment . . . . .	108
6.1.1.3	Cas de plusieurs neutrons en coïncidence : filtre de diaphonie . . . . .	109
6.1.2	Reconstruction des quadri-moments . . . . .	111
6.1.2.1	Pour la particule chargée . . . . .	111
6.1.2.2	Pour les neutrons . . . . .	112
6.1.3	Variables d'intérêt . . . . .	113
6.1.3.1	Tracés de Dalitz . . . . .	113
6.1.3.2	Passage dans le repère du centre de masse . . . . .	113
6.2	Statistiques de l'expérience . . . . .	114
6.2.1	Multiplicité des neutrons et identification de l'ion . . . . .	114
6.2.2	Problème électronique . . . . .	114
6.2.3	Événements exploitables . . . . .	116
6.3	Énergie des neutrons . . . . .	117
<b>7</b>	<b>Simulations de la réaction <math>C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n+n)X</math></b>	<b>119</b>
7.1	Le code de simulation . . . . .	119
7.1.1	Décroissance dans l'espace des phases . . . . .	119
7.1.2	Corrélations neutron-neutron . . . . .	120
7.1.3	Passage dans le référentiel du laboratoire . . . . .	120
7.1.4	MENATE . . . . .	121
7.1.5	Les résolutions . . . . .	121
7.1.6	Reconstruction de l'événement . . . . .	122
7.2	Les paramètres d'entrée . . . . .	122
7.2.1	Point de départ de la simulation . . . . .	122
7.2.2	Les variables libres . . . . .	123
7.3	Validation des hypothèses . . . . .	124
<b>III</b>	<b>Résultats et discussions</b>	<b>129</b>
<b>8</b>	<b>Résultats et discussions</b>	<b>131</b>
8.1	Fonction de corrélation . . . . .	131
8.1.1	Moment relatif des neutrons . . . . .	131
8.1.2	Mélange d'événements : construction du fond . . . . .	131
8.1.3	$C_{nn}(q)$ pour la voie $^6\text{He}+2n$ . . . . .	132
8.2	Cassure séquentielle de l' $^8\text{He}$ . . . . .	136
8.3	Étude spatio-temporelle des corrélations . . . . .	139
8.4	Méthode des tracés de Dalitz . . . . .	140

8.4.1	Énergie de décroissance . . . . .	140
8.4.2	Influence des sélections de l' $^6\text{He}$ . . . . .	142
8.4.3	Minimisation du $\chi^2$ entre données et simulations . . . . .	144
8.4.3.1	Spectres expérimentaux . . . . .	144
8.4.3.2	Détermination des variables $d_{rms}$ , $\tau$ et $Prob(^7\text{He})$ . . . . .	145
8.4.4	Soustraction des données sans cible . . . . .	150
8.5	Fonction de corrélation $C_{nn}(d_{rms}, \tau)$ . . . . .	155
8.6	Sonder le continuum . . . . .	157
8.7	Etude comparative de la réaction	
	$\text{Pb}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n+n)\text{X}$ . . . . .	160
8.7.1	Tracés de Dalitz . . . . .	160
8.7.2	Fonction de corrélation $C_{nn}(d_{rms})$ . . . . .	163
8.8	Étude qualitative de la réaction	
	$\text{C}(^8\text{He}, ^4\text{He}+n+n)\text{X}$ . . . . .	164
8.8.1	Tracés de Dalitz . . . . .	164
8.8.2	Fonction de corrélation . . . . .	164
8.9	Bilan des résultats pour la dissociation de l' $^8\text{He}$ . . . . .	168
<b>9</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>171</b>
9.1	Conclusions et perspectives . . . . .	171
9.2	Améliorations expérimentales . . . . .	172
	<b>Annexes</b>	<b>177</b>
<b>A</b>	<b>Réglages de LISE pour l'expérience E483</b>	<b>179</b>
A.1	La cible de production . . . . .	179
A.2	Le premier dipole . . . . .	181
A.3	Le dégradeur . . . . .	182
A.4	Le deuxième dipole . . . . .	183
A.5	Le faisceau secondaire en D6 . . . . .	184
A.6	Remarques sur le programme de simulation	
	LISE++ . . . . .	185
<b>B</b>	<b>Moments expérimentaux et simulés des produits de la réaction</b>	
	$^{12}\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n+n)\text{X}$	<b>187</b>
B.1	Moments des produits de la réaction . . . . .	187
B.2	Moments et angles relatifs . . . . .	193
	<b>Bibliographie</b>	<b>195</b>

# Table des figures

1.1	Rayon d'interaction des isotopes d'He, de Be, de Li et de B . . . . .	24
1.2	Représentation schématique du $^{11}\text{Li}$ . . . . .	25
1.3	Cartographie de la région des noyaux légers . . . . .	26
1.4	Système borroméen . . . . .	27
1.5	Évolution de l'énergie de séparation $S_n$ d'un neutron . . . . .	28
1.6	Mécanisme de réaction . . . . .	31
1.7	Distribution en moment parallèle du $^9\text{Li}$ . . . . .	33
1.8	Distribution angulaire de neutrons . . . . .	34
1.9	Distribution de densité de l' $^8\text{He}$ . . . . .	35
2.1	Fonction d'onde de diffusion . . . . .	39
2.2	Définition des angles de diffusion . . . . .	39
2.3	Effet du potentiel sur le déphasage . . . . .	41
2.4	Définition de la longueur de diffusion . . . . .	42
2.5	Longueur de diffusion . . . . .	42
2.6	Vue schématique de la réaction $\pi^- d \rightarrow (nn)\gamma$ . . . . .	43
2.7	Spectre en temps de vol d'un neutron pour la mesure de $a_n n$ . . . . .	44
2.8	Réactions d'échanges de pions . . . . .	46
2.9	Potentiel de Yukawa . . . . .	47
2.10	Division du potentiel $NN$ . . . . .	47
2.11	Énergies de liaison expérimentales et théoriques . . . . .	49
3.1	Coordonnées utilisées dans un système à trois particules . . . . .	52
3.2	Probabilité de densité pour l'état fondamental de l' $^6\text{He}$ . . . . .	52
3.3	Effet de la taille de la source sur la fonction de corrélation . . . . .	56
3.4	Moment relatif et fonction de corrélation pour les noyau à halo . . . . .	57
3.5	Distributions de densité pour trois paramétrisations . . . . .	58
3.6	Fonction de corrélation pour trois noyaux . . . . .	62
3.7	Schéma d'une décroissance séquentielle . . . . .	63
3.8	Simulations de l'espace des phases . . . . .	64
3.9	Simulations des corrélations $n-n$ . . . . .	65
3.10	Simulations des corrélations $c-n$ . . . . .	65
3.11	Simulations des corrélations $n-n$ et $c-n$ . . . . .	65
3.12	Fonction de corrélation obtenue pour des calculs avec émission cohérente . . . . .	67
4.1	Schéma des aires expérimentales du GANIL . . . . .	75
4.2	Schéma du spectromètre LISE3 au GANIL . . . . .	75

4.3	Schéma du dispositif expérimental . . . . .	76
4.4	Photographie du Trifouille . . . . .	77
4.5	Disposition des quatre cellules d'une Chambre à dérive . . . . .	78
4.6	Photographie des éléments d'une cellule de Chambre à dérive . . . . .	79
4.7	Vue d'ensemble du détecteur CHARISSA . . . . .	80
4.8	Représentation des deux détecteurs Silicium à pistes . . . . .	81
4.9	Conversion entre énergie en MeV et lumière en MeVee . . . . .	84
4.10	Signaux en sortie du photomultiplicateur d'un module DéMoN pour un neutron et un $\gamma$ . . . . .	85
4.11	Discrimination neutron/gamma . . . . .	86
4.12	Efficacité d'un module DéMoN . . . . .	87
4.13	Disposition des modules DéMoN . . . . .	88
4.14	Voie d'acquisition d'un module DéMoN . . . . .	89
5.1	Masque de calibration des CaD . . . . .	92
5.2	Courbes de calibration des CaD . . . . .	92
5.3	Peigne pulser Si . . . . .	93
5.4	Spectre $3\alpha$ . . . . .	94
5.5	Calibration en position des Si . . . . .	95
5.6	Image du masque sur les pistes Si . . . . .	96
5.7	Courbe de calibration pour une piste Silicium . . . . .	97
5.8	Courbe de calibration pour un cristal de CsI . . . . .	98
5.9	Matrice $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$ calibrée . . . . .	100
5.10	PID . . . . .	101
5.11	Spectres de calibration en temps de vol des neutrons . . . . .	102
5.12	Spectre en charge d'une source de $^{22}\text{Na}$ . . . . .	104
5.13	Courbe de calibration en énergie pour un module DéMoN . . . . .	105
5.14	Calibration en énergie d'un module DéMoN . . . . .	106
6.1	Matrice $\Delta E_{Si1}-\Delta E_{Si2}$ . . . . .	108
6.2	Effets des conditions sur la matrice $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$ . . . . .	109
6.3	Effets des conditions sur le PID . . . . .	110
6.4	Spectre en énergie neutron . . . . .	111
6.5	Répartition des modules DéMoN en fonction des châssis . . . . .	115
6.6	Statistique des neutrons dans les deux châssis . . . . .	116
6.7	Énergie temps de vol des neutrons . . . . .	117
7.1	Principe de la simulation . . . . .	120
7.2	Spectre d'entrée de la simulation . . . . .	123
7.3	Efficacité et résolution en énergie de décroissance . . . . .	123
7.4	$E_d(^8\text{He})$ calculée et simulée . . . . .	125
8.1	Moment relatif des neutrons . . . . .	132
8.2	Mélange d'événements . . . . .	133
8.3	Fonction de corrélation entre les neutrons dans la voie $^6\text{He}+2n$ . . . . .	134
8.4	Distance $d_{rms}$ en fonction du nombre d'itération . . . . .	135
8.5	Schéma de la décroissance séquentielle de $l^8\text{He}$ . . . . .	136

8.6	$E_d(^7He)$ pour trois réactions . . . . .	137
8.7	Influence des deux contributions sur le spectre $E_d(^7He)$ . . . . .	138
8.8	$E_d(^7He)$ calculée et simulée . . . . .	139
8.9	$C_{nn}(q_T, q_L)$ . . . . .	140
8.10	$E_d(nn)$ calculée . . . . .	141
8.11	Évolution de $m_{nn}^2$ en fonction de la sélection du fragment . . . . .	142
8.12	Évolution de $E_n(ToF)$ en fonction de la sélection du fragment . . . . .	143
8.13	Moment relatif et masse invariante pour des neutrons avec sélection en énergie . . . . .	144
8.14	$m_{nn}^2$ et $m_{cn}^2$ expérimentales . . . . .	145
8.15	Matrice en $\chi^2$ pour $m_{nn}^2$ . . . . .	146
8.16	Matrice en $\chi^2$ pour $m_{nn}^2$ . . . . .	147
8.17	Matrice en $\chi^2$ pour $m_{nn}^2$ . . . . .	148
8.18	$m_{nn}^2$ et $m_{cn}^2$ expérimentales et simulées pour $Prob(^7He)=70\%$ , $d_{rms}=7,3$ fm et $\tau=1\ 000$ fm/c . . . . .	149
8.19	Détermination de la proportion de fond . . . . .	150
8.20	$m_{nn}^2$ après soustraction du fond . . . . .	151
8.21	$m_{cn}^2$ après soustraction du fond . . . . .	152
8.22	Évolution du $\chi^2$ minimum pour $m_{cn}^2$ en fonction du pourcentage . . . . .	153
8.23	Matrice en $\chi^2$ pour $m_{nn}^2$ . . . . .	154
8.24	$m_{nn}^2$ et $m_{cn}^2$ expérimentales et simulées pour 50%, $d_{rms}=7,3$ fm et $\tau=1\ 000$ fm/c . . . . .	154
8.25	Matrice en $\chi^2$ pour la fonction de corrélation . . . . .	155
8.26	$C_{nn}$ issue des données et simulée . . . . .	156
8.27	Pourcentage de résonance pour $E_d(^8He) < 2,4$ MeV . . . . .	157
8.28	Pourcentage de résonance pour $E_d(^8He) > 2,4$ MeV . . . . .	158
8.29	$m_{nn}^2$ et $m_{cn}^2$ expérimentales pour $E_d(^8He) < 2,4$ MeV . . . . .	159
8.30	$m_{nn}^2$ et $m_{cn}^2$ expérimentales pour $E_d(^8He) > 2,4$ MeV . . . . .	159
8.31	Matrice en $\chi^2$ pour $m_{nn}^2$ . . . . .	161
8.32	Distributions $m_{nn}^2$ et $m_{cn}^2$ pour les données sur cible de plomb . . . . .	162
8.33	Fonction de corrélation pour les données sur cible de plomb . . . . .	163
8.34	$m_{nn}^2$ et $m_{cn}^2$ pour $^4He+2n$ . . . . .	164
8.35	Mélange d'événements . . . . .	165
8.36	Fonction de corrélation entre les neutrons dans la voie $^4He+2n$ . . . . .	166
8.37	Distance $d_{rms}$ en fonction du nombre d'itération . . . . .	167
9.1	Masses invariantes de la dissociation de $^8He$ sur cible de carbone . . . . .	171
9.2	Matrice en $\chi^2$ pour $m_{nn}^2$ . . . . .	172
9.3	Masses invariantes de la dissociation de $^8He$ sur cible de plomb . . . . .	173
9.4	Matrice $\Delta E_{Si}-E_{CSI}$ pour l'expérience E483 . . . . .	174
A.1	Plan du spectromètre LISE . . . . .	180
A.2	Épaisseur optimale de la cible de production pour le $^{15}B$ . . . . .	181
A.3	Distribution en moment des différents fragments dans le plan focal dispersif. . . . .	182
A.4	Distribution en énergie des différents fragments avant et après le dé- gradeur. . . . .	183

---

A.5	Schéma symbolisant le dégradeur achromatique de Lise. . . . .	183
A.6	Séparation spatiale des ions au plan focal PF2. . . . .	184
A.7	Matrice d'identification du faisceau secondaire au plan focal PF2. . .	185
B.1	Moments $(n_1)_{lab}$ . . . . .	188
B.2	Moments $(n_2)_{lab}$ . . . . .	188
B.3	Moments $({}^6\text{He})_{lab}$ . . . . .	189
B.4	Moments $({}^8\text{He})_{lab}$ . . . . .	189
B.5	Moments $(n_1)_{cm}$ . . . . .	190
B.6	Moments $(n_2)_{cm}$ . . . . .	190
B.7	Moments $({}^6\text{He})_{cm}$ . . . . .	191
B.8	Moments $({}^8\text{He})_{cm}$ . . . . .	191
B.9	$E_n(\text{TOF})$ . . . . .	192
B.10	$E_{n1}(\text{TOF})$ vs $E_{n2}(\text{TOF})$ . . . . .	192
B.11	Moment relatif issu des données et simulée . . . . .	193
B.12	Angles relatif cœur- $n$ et $n$ - $n$ . . . . .	194

# Liste des tableaux

1.1	Énergie de séparation des neutrons de valence . . . . .	28
1.2	Sections efficaces d'interaction . . . . .	29
1.3	Rayons $R_{rms}$ , $R_c$ et $R_h$ pour les $^{4,6,8}\text{He}$ . . . . .	36
2.1	Synthèse des longueurs de diffusion . . . . .	45
3.1	Paramétrisation des sources . . . . .	58
3.2	Valeur de $d_{rms}$ . . . . .	61
4.1	Caractéristiques des cibles secondaires . . . . .	79
4.2	Liste des réactions possibles entre un neutron et le NE213 . . . . .	83
4.3	Coefficients de conversion entre énergie en MeV et lumière en MeVee en fonction de la particule émise . . . . .	83
5.1	Sources utilisées pour la calibration de DéMoN . . . . .	103
6.1	Nombre de neutrons en fonction du filtrage . . . . .	114
6.2	Statistique des doublets de neutrons en fonction du châssis . . . . .	115
6.3	Statistique des événements exploitables . . . . .	117
8.1	États de résonance de $^{7}\text{He}$ . . . . .	136
8.2	Statistique des données sur cible de plomb . . . . .	160
8.3	Bilan des résultats pour la dissociation de $^{8}\text{He}$ . . . . .	168



Première partie  
A la rencontre du halo



# Chapitre 1

## Les noyaux à halo

Les atomes ont longtemps été considérés comme les constituants indivisibles de la matière. L'étude des caractéristiques fondamentales de ces éléments a permis les découvertes successives des rayons  $X$ , de l'électron, de l'effet Zeeman et de la radioactivité. Cependant, c'est seulement en 1911 que Rutherford proposa le modèle planétaire dans lequel l'atome est composé d'un noyau de charge  $Z$ , concentrant la totalité de la masse, et de  $Z$  électrons tournant autour. En 1913, il est admis que le noyau est composé de protons et il fallut attendre 1932 et la découverte des neutrons par Chadwick pour comprendre que le noyau est en fait un assemblage de protons et de neutrons. Ceux-ci ne sont plus, aujourd'hui, les ultimes briques de la matière ; ils sont constitués de quarks. La chromodynamique quantique développée pour l'étude de ces particules en interaction forte ne permet cependant pas encore de reproduire un objet composé comme un neutron ou un proton. Ainsi, l'étude de ces derniers conserve tout son sens et reste indispensable à la compréhension des propriétés fondamentales de la matière.

### 1.1 Histoire d'une découverte

Le noyau est donc un système lié de protons et de neutrons, répartis de façon à peu près homogène. De nombreuses études ont permis de déterminer les propriétés principales des noyaux stables et les développements des accélérateurs permettent de s'éloigner de la vallée de stabilité et d'explorer de plus en plus de noyaux exotiques, jusqu'à atteindre les «driplines» pour les plus légers d'entre eux. De nouvelles caractéristiques ont alors fait leur apparition.

Ainsi, une expérience réalisée au milieu des années 80 à Berkeley par un groupe de recherche mené par Tanihata [Tani85a] a lancé l'engouement de la communauté de physique nucléaire pour les noyaux à halo. Les rayons d'interaction  $R_I$  de plusieurs isotopes du lithium ont été déterminés à partir de mesures de sections efficaces :

$$\sigma_1 = \pi[R_{I_{projectile}} + R_{I_{cible}}]^2 \quad (1.1)$$

Il est alors constaté pour l'un d'entre eux, le  $^{11}\text{Li}$ , un rayon d'interaction supérieur à celui du  $^9\text{Li}$ , son isotope lié le plus proche, ainsi que celui prévu par le modèle de la goutte liquide (figure 1.1).

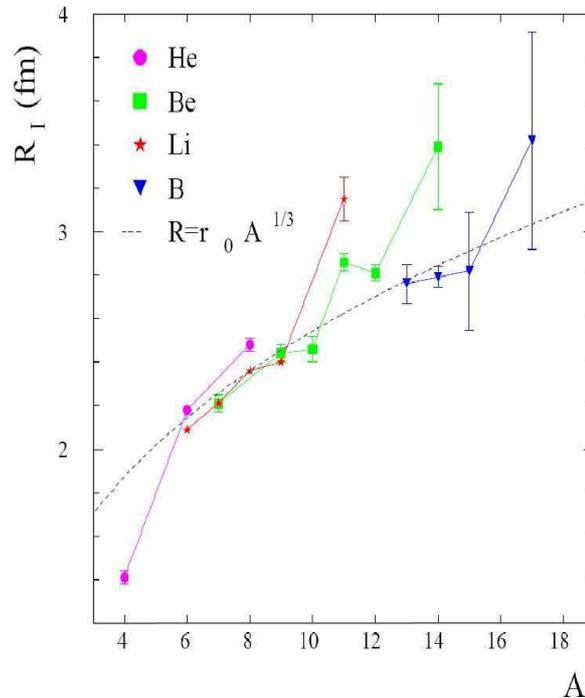


FIG. 1.1 – Rayon d'interaction en fonction de la masse des isotopes d'He, de Be, de Li et de B mesuré par Tanihata et al. [Tani85a] à partir des sections efficaces de réaction. La ligne en pointillé est la prédiction du modèle de la goutte liquide.

Le même phénomène est également observé pour d'autres noyaux faiblement liés : le  $^{17}\text{B}$ , le  $^{11}\text{Be}$ , le  $^{14}\text{Be}$ , ainsi que le  $^6\text{He}$  et le  $^8\text{He}$  [Tani85b, Tani88a, Tani88b].

Dans le même temps, des expériences à SATURNE [Blan92] mesuraient la même probabilité d'interaction des trois protons pour les différents isotopes du lithium, ce qui montrait du doigt les neutrons comme responsables des tailles observées. De plus, des résultats du CERN [Arno87, Arno92] sur les propriétés magnétiques et électriques du  $^{11}\text{Li}$  révélaient que le  $^9\text{Li}$  et la paire de neutrons de valence sont deux objets presque indépendants.

Hansen et Jonson [Hans87] interprètent ces observations comme une longue traîne dans la distribution de densité attribuée en partie à la faible énergie de séparation des neutrons de valence. Ils représentent alors ces noyaux comme un cœur entouré d'un halo de neutrons (figure 1.2).

Kobayashi et *al.* observent également une distribution en moment transverse du  $^9\text{Li}$  [Koba88], après dissociation du  $^{11}\text{Li}$  à 800 MeV/nucléon sur cible de carbone, beaucoup plus étroite que celle prévue par le modèle de fragmentation de Goldhaber [Gold74]. A cette énergie incidente, où l'approximation soudaine peut être utilisée [Serb47], cette distribution doit refléter non seulement la distribution intrinsèque du  $^9\text{Li}$  mais également celle du centre de masse des deux neutrons de valence. Cette ob-

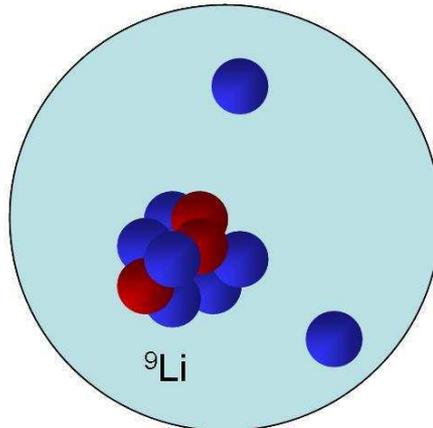


FIG. 1.2 – Représentation schématique du  $^{11}\text{Li}$  : un cœur de  $^9\text{Li}$  dans un halo de deux neutrons.

servation renforce de plus le modèle de Hansen et Jonson en s'appuyant, de manière simpliste, sur le principe d'incertitude d'Heisenberg,  $\Delta p \Delta x \geq \hbar$ , qui associe à une distribution étroite en moment, une distribution spatiale étendue.

Le  $^{10}\text{Li}$  n'étant pas lié, ce modèle attribue la responsabilité de l'existence du  $^{11}\text{Li}$  aux forces attractives s'exerçant entre les deux neutrons en présence du cœur de  $^9\text{Li}$ , et propose l'image d'un dineutron gravitant autour de ce dernier.

A l'aide de cette approximation d'un problème à deux corps, qui est résoluble, Hansen et Jonson ont calculé la taille du halo et la probabilité de cassure du noyau dans le champ électrique d'une cible fortement chargée.

Le phénomène du halo est décrit avec le formalisme de la mécanique quantique où une particule est assimilée à une fonction d'onde. Le dineutron étant localisé à la surface du noyau, la partie externe de la fonction d'onde décrivant le noyau est une fonction de Yukawa du type :

$$\psi_0 = (2\pi\rho)^{-1/2} \frac{\exp(-r/\rho)}{r} \quad (1.2)$$

$$\text{avec } \rho = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu S_{2n}}} \quad (1.3)$$

où  $r$  est la distance entre le cœur et le dineutron,  $\mu$  la masse réduite du système et  $S_{2n}$  l'énergie de séparation de ses deux neutrons de valence. Lorsque cette dernière diminue, la longueur de décroissance  $\rho$  augmente et la fonction d'onde décroît moins rapidement vers zéro pour les  $r$  croissants. La probabilité de présence du dineutron, carré de la fonction d'onde, devient alors non nulle pour des distances  $r$  relativement grandes, faisant apparaître la traîne de la distribution en densité. Dans l'espace des moments  $\vec{p}$ , la fonction d'onde prend la forme d'une lorentzienne :

$$\phi(\vec{p}) = \frac{\Gamma}{2\pi^2} \frac{1}{(\frac{\Gamma^2}{4} + \vec{p}^2)^2} \quad (1.4)$$

$$\text{avec } \Gamma = \frac{2\hbar}{\rho} = \sqrt{8\mu S_{2n}} \quad (1.5)$$

Une nouvelle fois, si  $S_{2n}$  diminue, la largeur  $\Gamma$  de la lorentzienne décroît et la distribution en moment devient étroite.

## 1.2 Caractéristiques des noyaux à halo

### 1.2.1 Inventaire

A la suite de ces découvertes, des études théoriques et expérimentales ont été réalisées pour élargir les connaissances sur le sujet. Une cartographie (figure 1.3) recense les différents noyaux à halo existants. Tous ne possèdent pas uniquement un halo à deux neutrons, certains n'en ont qu'un, d'autres quatre. Les noyaux à halo de neutrons sont situés près des limites de la stabilité («dripline» neutron), limites au delà desquelles l'ajout d'un nucléon rend le noyau non lié.

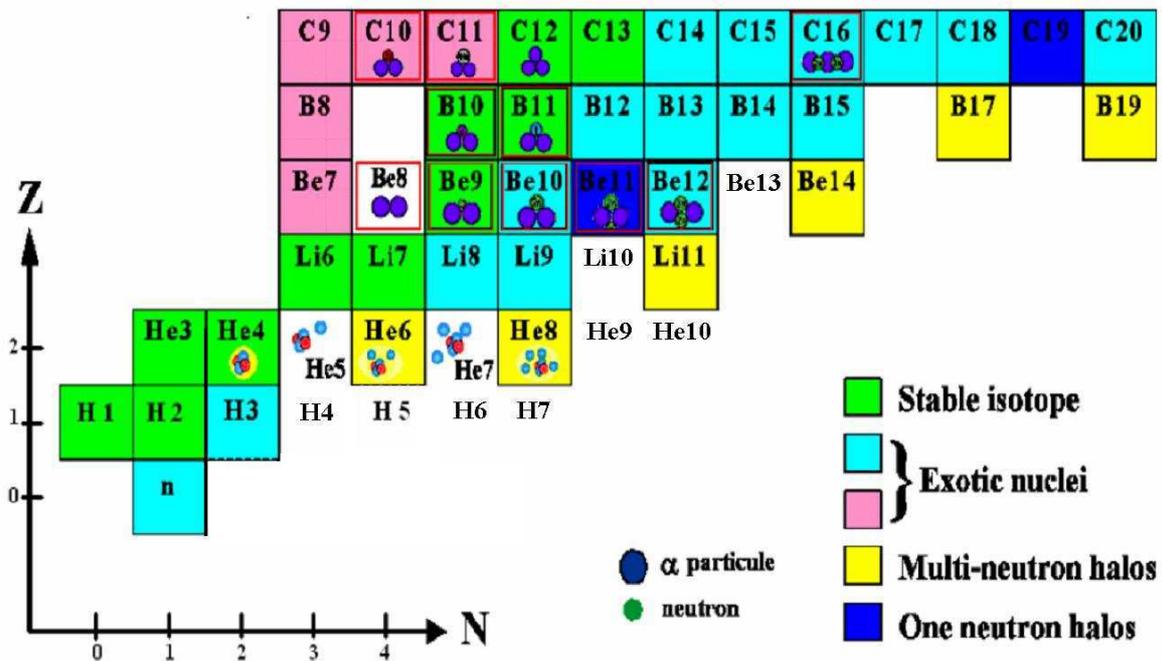


FIG. 1.3 – (D'après [Bouc05]) Cartographie de la région des noyaux légers. La structure des isotopes d'He est schématisée, ainsi que les états moléculaires (Be, B, C). Les noyaux sur fond blanc sont ceux non liés, près de la «dripline» neutron.

Il est important de remarquer que les noyaux à halo de deux neutrons forment un système à trois corps ayant la caractéristique d'être borroméen ; les trois particules sont liées mais les sous-systèmes à deux particules ne le sont pas, comme les anneaux<sup>(1)</sup> du même nom en filigrane de la figure 1.4.

<sup>1</sup>Les anneaux de Borromée tirent leur nom d'une célèbre famille de princes italiens de la Renaissance, les Borromée, qui les adoptèrent comme symbole héraldique. Ils sont gravés dans la pierre de

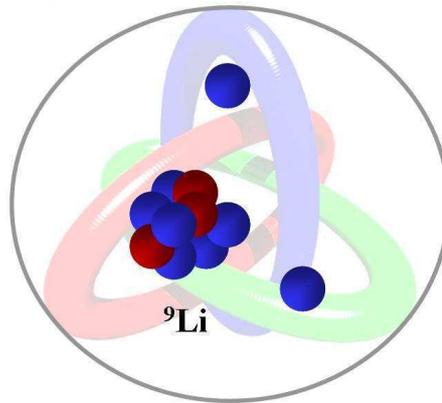


FIG. 1.4 – Les noyaux à halo de deux neutrons comme le  $^{11}\text{Li}$  forment un système à trois corps borroméen. Les trois particules sont liées mais le retrait de l'une d'elles libère les deux autres.

Cette caractéristique montre l'intérêt de l'étude des corrélations à trois corps pour de tels systèmes, qui existent uniquement grâce à la présence des trois particules. Les deux neutrons fortement dissociés du cœur représentent de plus un véritable laboratoire pour l'étude de l'interaction neutron-neutron.

## 1.2.2 Phénomène de seuil

### 1.2.2.1 Énergie de liaison des neutrons

Les noyaux à halo de neutron se situant près de la «dripline», le premier critère qui semble nécessaire à leur existence est la faible énergie de liaison des neutrons de valence. Le tableau 1.1 regroupe les énergies de séparation  $S_n$  et  $S_{2n}$  d'un ou de deux neutrons pour des noyaux dont le halo a été observé expérimentalement par des mesures de sections efficaces et de distributions en moment. Ces valeurs sont bien inférieures à l'énergie de liaison moyenne d'un nucléon, de l'ordre de 8 MeV pour un noyau stable.

La figure 1.5 montre l'évolution de l'énergie de séparation pour les isotopes de différents noyaux légers et met en évidence les effets de gains de stabilité dus à l'appariement des neutrons. Le caractère borroméen des noyaux à halo de deux neutrons est également illustré par cette courbe : tous ces noyaux ont en effet un nombre total de neutrons pair ( $2N$ ) et une énergie de séparation positive, alors que leur isotope respectif le plus proche, avec  $(2N - 1)$  neutrons, a une énergie négative (système non-lié).

---

leur château, sur l'une des îles Borromée du lac Majeur (isola Bella), dans le nord de l'Italie. Cet entrelacs a aussi été retrouvé sur des pierres sculptées du IXe siècle environ, à Gotland, une île de la mer Baltique au large des côtes sud-est de la Suède. Ils correspondent sans doute à des légendes découlant de mythes nordiques. Par ailleurs, les peuples du nord de la Scandinavie connaissent une représentation des anneaux de Borromée en forme de triangles sous le nom de "triangle d'Odin", ou "noeud du tué". Le symbole était également gravé sur les montants des lits utilisés lors des funérailles en mer [Ferr].

Noyau	$S_n$ (keV)	$S_{2n}$ (keV)
${}^6\text{He}$	1860 $\pm$ 50	972,4 $\pm$ 0,8
${}^8\text{He}$	2574 $\pm$ 18	2140 $\pm$ 7
${}^{11}\text{Li}$	325 $\pm$ 25	300 $\pm$ 19
${}^{11}\text{Be}$	504 $\pm$ 6	7316 $\pm$ 6
${}^{14}\text{Be}$	1360 $\pm$ 15	1260 $\pm$ 130
${}^{17}\text{B}$	1380 $\pm$ 180	1340 $\pm$ 170
${}^{19}\text{C}$	240 $\pm$ 100	4760 $\pm$ 100

TAB. 1.1 – Énergie de séparation ( $S_n$  ou  $S_{2n}$ ) des neutrons de valence pour différents noyaux à halo [Audi03, Orr91].

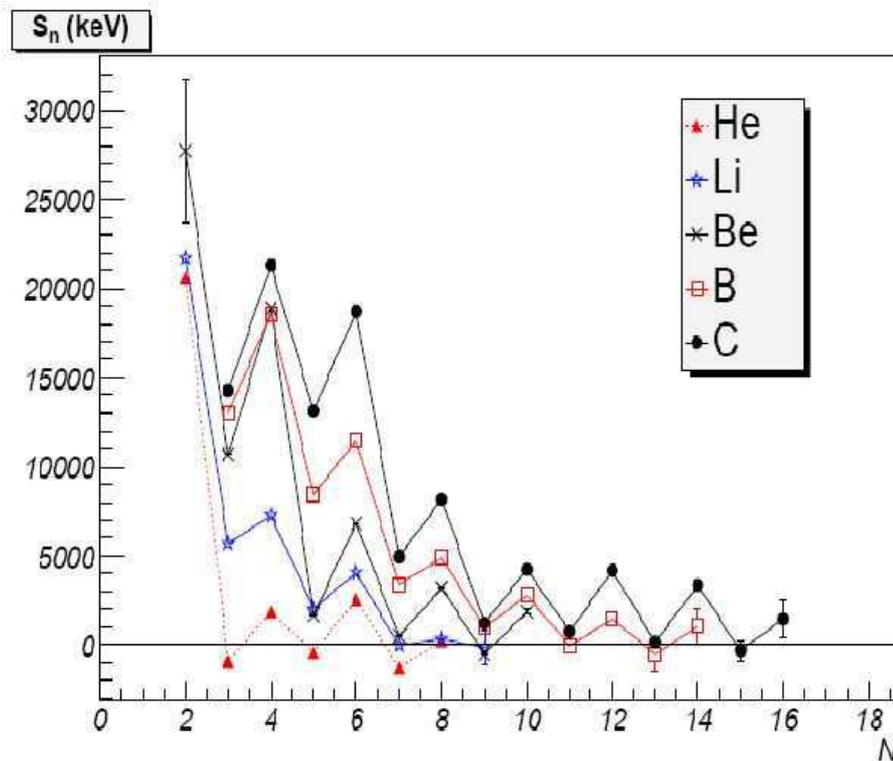


FIG. 1.5 – Évolution de l'énergie de séparation  $S_n$  d'un neutron pour les isotopes de différents noyaux.

L'apparition ou la disparition du halo dans un noyau est un phénomène continu en énergie. La limite supérieure en énergie de liaison au dessus de laquelle il n'est plus possible pour un noyau de développer un halo n'est pas bien définie, mais elle doit décroître avec sa masse. D'après les équations 1.2 et 1.3 en effet, si la masse réduite  $\mu$  augmente,  $\rho$  diminue et la fonction d'onde décroît vers zéro, faisant disparaître le halo.

Fedorov et *al.* [Fedo93] ont calculé le rayon au carré moyen résultant de différentes formes de potentiel nucléaire en fonction de l'énergie de liaison et sont arrivés à une

limite supérieure théorique de l'ordre de 2 à 5 MeV  $\times A^{-2/3}$ . Cette valeur ne semble toutefois pas pouvoir être appliquée à tous les noyaux car elle exclut le  $^{14}\text{Be}$ , malgré les résultats expérimentaux de la figure 1.1.

### 1.2.2.2 Moment angulaire

Les distributions de densité d'un nucléon calculées dans un potentiel de Wood-Saxon [Tani96] montrent une sensibilité au moment angulaire  $l$ . En effet, la barrière centrifuge, définie par  $\frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2}$  avec  $\mu$  la masse réduite du système,  $r$  la position du nucléon, est d'autant plus prononcée que ce moment est grand et s'élève comme un obstacle à la formation du halo. Les distributions de densité avec les plus longues traînes sont de ce fait observées pour les fonctions d'onde  $s$ , qui correspondent à un moment angulaire nul ( $l=0$ ).

Fedorov *et al.* [Fedo93] ont également calculé l'évolution du rayon carré moyen en fonction de l'hypermoment angulaire avec un puits de potentiel carré pour un système identique au  $^{11}\text{Li}$ . L'hypermoment  $K$  remplace le moment angulaire  $l$  dans le cas d'un halo de deux neutrons :  $K=0$  correspond à un état  $s$ ,  $K=1$  correspond à un état mixte  $s$  et  $p$  et  $K=2$  à un état  $p$ . Ces calculs prédisent l'apparition d'un halo pour des valeurs  $K$  égales à 0 ou 1. Ainsi, l'existence d'un halo de deux neutrons nécessite des neutrons dans un état  $s$  ou une superposition d'états  $s$  et  $p$ . Pour un halo de un neutron, les calculs prédisent un état  $s$  ( $l=0$ ) ou un état  $p$  ( $l=1$ ).

### 1.2.3 Sections efficaces

Les noyaux à halo ont été découverts grâce à leur section efficace d'interaction plus élevée que leurs isotopes les plus proches, avec seulement quelques neutrons supplémentaires. Le tableau 1.2 regroupe des sections efficaces totales d'interaction mesurées à une énergie de 800 MeV/nucléon avec une cible de carbone. Il existe effectivement une grande fluctuation entre la section efficace de l'isotope «cœur» et celle du noyau à halo correspondant.

Faisceau	$\sigma_I$ (mb)	Faisceau	$\sigma_I$ (mb)	Faisceau	$\sigma_I$ (mb)
$^4\text{He}$	503 $\pm$ 5	$^8\text{Li}$	768 $\pm$ 9	$^{10}\text{Be}$	813 $\pm$ 10
$^6\text{He}$	722 $\pm$ 6	$^9\text{Li}$	796 $\pm$ 6	$^{11}\text{Be}$	942 $\pm$ 8
$^8\text{He}$	817 $\pm$ 6	$^{11}\text{Li}$	1040 $\pm$ 60	$^{12}\text{Be}$	847 $\pm$ 18
				$^{14}\text{Be}$	1139 $\pm$ 90

TAB. 1.2 – Sections efficaces d'interaction mesurées par Tanihata *et al.* [Tani85a, Tani85b, Tani88a].

Complétés par des mesures de sections efficaces de perte des nucléons du halo  $\sigma_{-xn}$ , ces résultats ont permis d'établir la loi d'additivité empirique de la probabilité d'interaction :

$$\sigma_I(A_{halo}) = \sigma_I(A_{cœur}) + \sigma_{-xn}(A_{halo}) \quad (1.6)$$

où  $A_{halo}$  et  $A_{coeur}$  désignent respectivement la masse du noyau à halo et celle du cœur correspondant. Cette équation renforce encore l'image de neutrons de valence presque indépendants gravitant autour d'un cœur.

### 1.2.4 Mécanismes de réaction

Pour des énergies allant du MeV au GeV, les réactions directes sont prépondérantes [Satc83] mais plusieurs mécanismes de réaction peuvent avoir lieu (schéma 1.6). Le paramètre  $b$ , appelé paramètre d'impact, est défini comme la distance séparant le centre du noyau projectile de celui du noyau cible dans le plan transverse de la trajectoire. Si  $b$  est supérieur à la somme des rayons du projectile et de la cible, il s'agit d'une réaction de dissociation électromagnétique ou coulombienne (a). Si  $b$  est inférieur, il s'agit de réactions de dissociation nucléaire par diffraction (b) ou absorption (c), et des réactions nucléaires de cassure du cœur (d).

Du fait de la faible énergie de liaison, une grande section efficace de dissociation coulombienne sur cible lourde est une des particularités des systèmes à halo. Cette dissociation résulte d'une absorption de photons virtuels par le projectile au voisinage de la cible de charge  $Z$  et en quantité proportionnelle à  $Z^2$ . Si l'énergie transférée est supérieure à l'énergie de liaison, le système se dissocie.

En réalité, la frontière entre les différents types de dissociation n'est pas franchement marquée, ce qui entraîne des interférences. Cependant, en choisissant la charge de la cible et les angles de sortie (petits pour un grand paramètre d'impact), il est possible de favoriser l'un ou l'autre mécanisme.

Les modèles utilisés pour reproduire ces mécanismes de réaction doivent prendre en compte plusieurs phénomènes, comme l'accélération par la cible du cœur chargé après réaction, son excitation éventuelle ou le moment transféré lors de la réaction [Gold74]. Ces modèles nécessitent différentes approximations, l'une des plus utilisées est l'approximation eikonale qui utilise comme trajectoire des noyaux des lignes droites. Elle reste valable même pour des faisceaux à 20 MeV/nucléon [Esbe01]. L'approximation soudaine, souvent employée également, suppose que la réaction a lieu dans un laps de temps suffisamment bref pour que les degrés de libertés internes n'aient pas le temps d'entrer en jeu en se réorganisant. Ainsi, la vitesse interne des nucléons est suffisamment faible par rapport à celle du faisceau pour qu'ils puissent être considérés comme gelés pendant la réaction. Cette approximation est d'autant plus vraie pour les noyaux à halo que l'extension spatiale des neutrons du halo implique un faible moment.

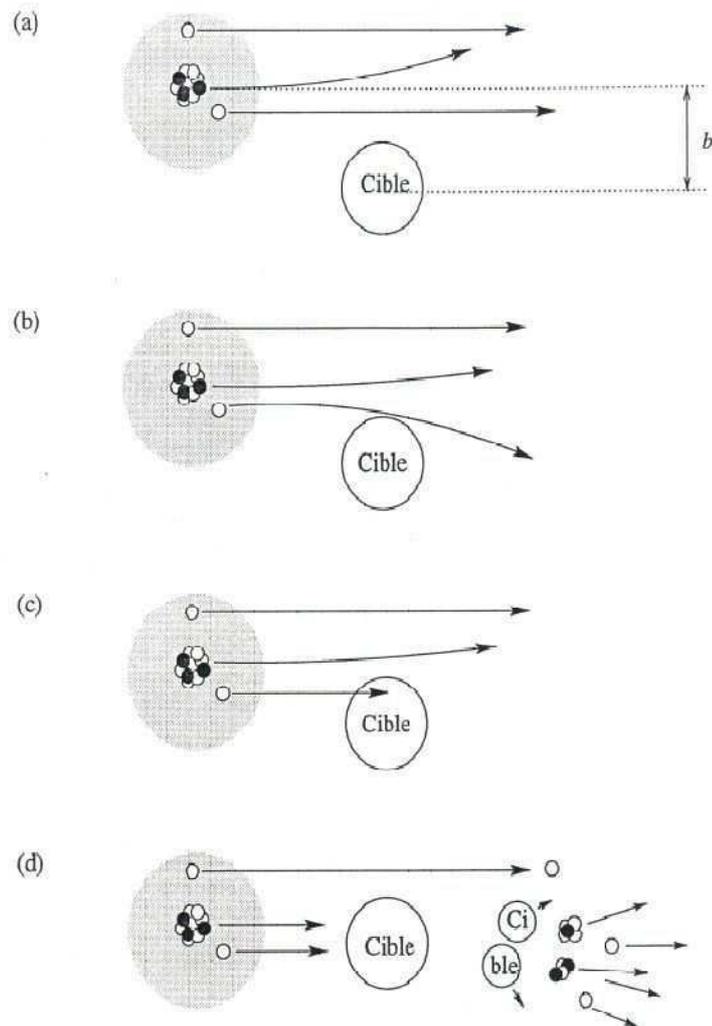


FIG. 1.6 – (D'après [Labi99a]). Représentation schématique des mécanismes de réaction pour les énergies GANIL (voir texte).  $b$  est le paramètre d'impact.

## 1.2.5 Distributions en moment

### 1.2.5.1 Un modèle simple

La relation entre les largeurs des distributions en moment des neutrons et du fragment peut fournir des informations au sujet des corrélations  $n$ - $n$ . La valeur du rapport entre les largeurs des distributions en moment du cœur et des neutrons dépend, en première approximation, du niveau de corrélation entre les neutrons. En effet, dans une décroissance dans l'espace des phases à trois corps cœur+ $n$ + $n$ , la conservation de l'impulsion peut s'écrire [Hans93] :

$$\langle p_c^2 \rangle = \langle p_{n1}^2 \rangle + \langle p_{n2}^2 \rangle \text{ et donc } p_c = \sqrt{2} p_n \quad (1.7)$$

Inversement, si les deux neutrons forment un dineutron et que la décroissance est à deux corps cœur+ $2n$ , il y a émission des fragments «dos à dos» et la relation précédente devient :

$$p_c = 2 p_n \quad (1.8)$$

Le rapport des largeurs des moments du cœur et des neutrons pourrait donc, selon cette approximation, varier entre  $\sqrt{2}$  et 2, suivant l'intensité de la corrélation  $n$ - $n$ .

### 1.2.5.2 Distributions du cœur

Les mesures des distributions en moment transverse doivent refléter le moment intrinsèque des neutrons du halo, lui même relié à la position de ces neutrons dans le halo. Cependant, des phénomènes physiques comme la diffusion multiple, la diffraction ou la déflexion coulombienne sur la cible influencent la distribution en moment transverse du cœur [Orr92]. Moins sensibles à ces phénomènes, les mesures de moment parallèle peuvent fournir des caractéristiques plus précises sur le halo [Orr92, Kell95].

La figure 1.7 représente les distributions en moment parallèle du  ${}^9\text{Li}$  mesurées par Orr et *al.*, à 66 MeV/nucléon. Le résultat obtenu pour plusieurs cibles montre une faible sensibilité de la largeur des distributions aux différents mécanismes de réaction qui entrent en jeu.

Il semble cependant que ces distributions ne reflètent pas directement celles des neutrons du halo. Ce n'est uniquement que la partie externe, et non la totalité, de la fonction d'onde des nucléons du halo qui est sondée de cette manière [Hans96]. Ces distributions, dépendantes du paramètre d'impact, présentent donc certainement des largeurs plus étroites que les distributions intrinsèques. De plus, des études menées sur l' ${}^6\text{He}$  [Kors94] ont mis en évidence que des interactions dans l'état final FSI («Final State Interaction») entre le cœur et un des neutrons - cassure séquentielle via l' ${}^5\text{He}$  - s'ajoutent aux mécanismes de réaction et modifient les distributions des différents fragments des noyaux borroméens.

### 1.2.5.3 Distributions angulaires des neutrons

Si les distributions en moment transverse et en moment parallèle du cœur ne semblent pas suffisantes pour fournir une information sur celles des neutrons du

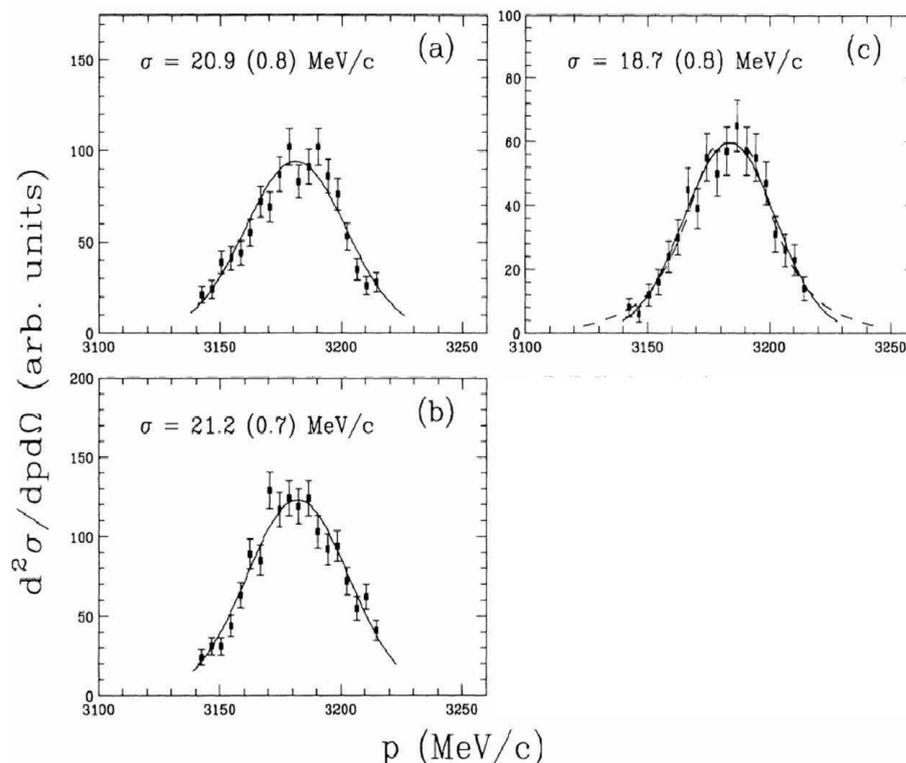


FIG. 1.7 – Distributions en moment parallèle du  ${}^9\text{Li}$  après fragmentation du  ${}^{11}\text{Li}$  à 66 MeV/nucléon sur cible de béryllium (a), niobium (b) et tantale (c). Les ajustements sont gaussiens [Orr92].

halo, la mesure de la distribution angulaire de ces derniers peut permettre de sonder le halo.

Dans ce but, Anne et *al.* [Anne90] comparent les distributions angulaires des neutrons issus de la dissociation sur cible de béryllium du  ${}^9\text{Li}$  et  ${}^{11}\text{Li}$ . Normalisées au nombre de noyaux incidents, ces distributions (figure 1.8 à gauche) montrent, outre une différence flagrante de section efficace, une largeur clairement plus étroite pour les neutrons issus du  ${}^{11}\text{Li}$ . Sur cette même figure à droite sont représentées les distributions angulaires des neutrons détectés en coïncidence avec le  ${}^9\text{Li}$  pour différentes cibles. Les ajustements lorentziens sur ces données indiquent une largeur de distribution identique quelque soit la cible, alors que le mécanisme de réaction est susceptible de changer avec la charge de la cible. Cette contradiction peut être interprétée comme la conséquence des effets de mécanismes de réaction, couplés à des interactions dans l'état final entre les différents produits de la réaction. Barranco, Vigezzi et Broglia arrivent effectivement à reproduire ces distributions angulaires en tenant à la fois compte des mécanismes de réaction et de la décroissance du système non lié  ${}^{10}\text{Li} \rightarrow {}^9\text{Li} + n$ , après diffraction ou absorption d'un neutron du  ${}^{11}\text{Li}$  [Barr96].

Pour contrer ces difficultés à atteindre les caractéristiques intrinsèques du halo, une autre méthode peut être utilisée. Elle consiste à construire les distributions angulaires des neutrons du halo, en sélectionnant cette fois la voie de réaction de cassure du cœur (figure 1.6 d) et en éliminant la contribution de neutrons provenant

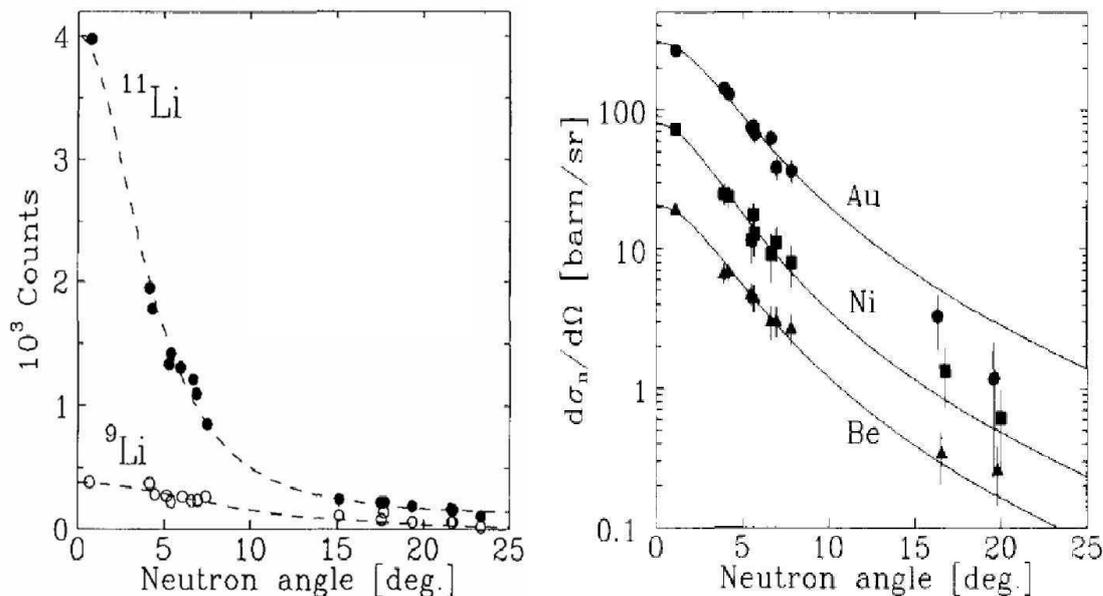


FIG. 1.8 – *A gauche, distributions angulaires de neutrons dans les réactions  $^9\text{Be}(^{11}\text{Li},n)X$  et  $^9\text{Be}(^9\text{Li},n)X$ , normalisées au nombre de noyaux incidents. A droite, mêmes distributions dans des réactions de dissociation ( $^{11}\text{Li},^9\text{Li}$ ) sur plusieurs cibles [Anne90].*

du cœur. Dans ce cas, un seul mécanisme de réaction étant sélectionné, les neutrons du halo seront peu perturbés et, le cœur étant absent, les interactions dans l'état final entre ce dernier et les neutrons disparaissent. Malheureusement, toutes les interactions FSI ne sont pas éliminées, notamment entre les neutrons du halo et les autres fragments [Marq96, Grév99]. De plus, l'absorption d'une partie de la fonction d'onde des neutrons par la cible peut également concourir à réduire la largeur des distributions [Grév99].

Explorer correctement le halo via les distributions en moment semble en conclusion très délicat et il est pratiquement impossible d'échapper aux effets de mécanismes de réactions et aux interactions entre les fragments dans la voie de sortie. Cependant, ces derniers effets offrent l'opportunité d'obtenir des informations sur la structure des sous-systèmes non liés cœur-neutron et d'étudier les corrélations entre les neutrons du halo, comme il sera décrit dans le chapitre 3. Dans ce cas, des mesures complètes de cinématique de dissociation sont nécessaires, afin d'isoler les mécanismes de réaction et mieux caractériser le halo par l'intermédiaire des corrélations internes.

### 1.3 Point sur $^8\text{He}$

$^8\text{He}$ , constitué de 6 neutrons et de 2 protons, est le noyau exotique qui possède le plus grand rapport d'asymétrie  $N/Z$  connu à ce jour. Sa durée de vie est de 119 *ms*. L'existence de cet isotope a été prédite dans les années 60 par Zeldovich et Goldansky [Zeld60] en étudiant l'importance des paires additionnelles de neutrons

dans l'énergie de liaison du noyau. L' $^8\text{He}$  a de plus été observé expérimentalement peu de temps après.

Des études de distributions de densité, obtenues à partir de collisions élastiques entre protons et noyaux, permettent de recueillir des informations sur les dimensions spatiales des noyaux à halo. Le rayon «rms» (**r**oot **m**ean **s**quare) de matière,  $R_{rms}$ , et la densité de matière  $\rho(r)$  sont reliés via l'expression :

$$R_{rms} = \sqrt{\langle r^2 \rangle} = \left\{ \frac{\int r^2 \rho(r) 4\pi r^2 dr}{\int \rho(r) 4\pi r^2 dr} \right\}^{1/2} \quad (1.9)$$

Les rayons  $R_{rms}$  des isotopes d'hélium ont été étudiés récemment par Egelhof et al. [Egel01, Egel02] à partir de collisions entre un faisceau d' $^8\text{He}$  à 700 MeV/nucléon sur une cible d'hydrogène. Sous réserve de l'approximation soudaine, la distribution de densité du noyau d' $^8\text{He}$ , construite à partir des sections efficaces d'interaction mesurées et du modèle de Glauber via un ajustement de type gaussien-oscillateur harmonique<sup>(2)</sup>, est représentée figure 1.9.

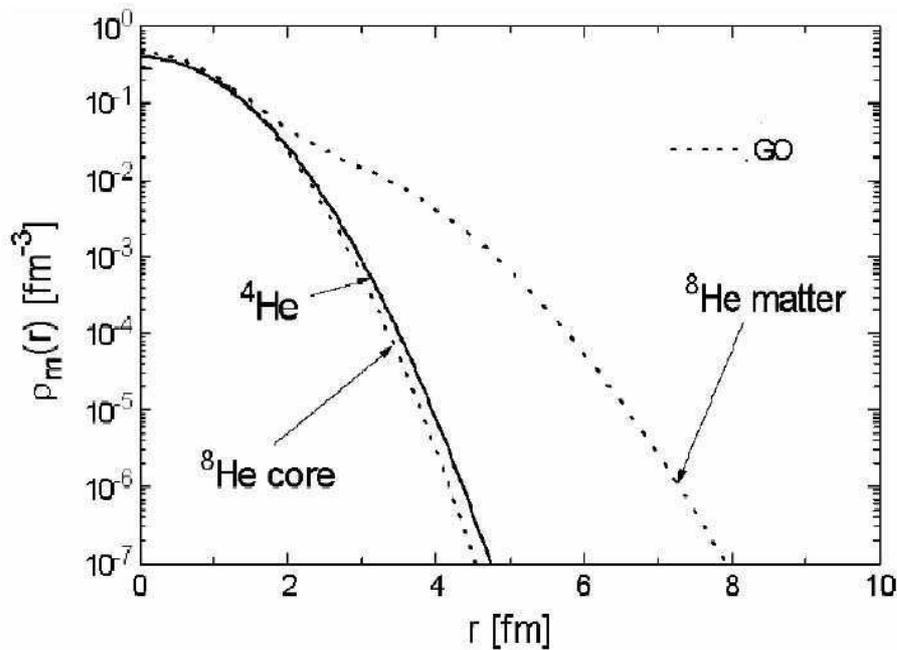


FIG. 1.9 – Distributions de densité de matière calculées pour le cœur d' $^4\text{He}$  et l'isotope d' $^8\text{He}$ , déduites de l'ajustement gaussien-oscillateur harmonique [Egel02].

Les rayons de matière  $R_{rms}$ , des nucléons du cœur  $R_c$  et des neutrons du halo  $R_h$  ainsi calculés sont regroupés sans le tableau 1.3.

L' $^6\text{He}$  et l' $^8\text{He}$  présentent des rayons fort semblables alors que les deux neutrons supplémentaires de ce dernier auraient pu laisser penser à un rayon plus important.

<sup>2</sup>Ajustement dans lequel les nucléons du cœur sont décrits par une distribution de densité de forme gaussienne et les neutrons du halo par une distribution sous forme d'un oscillateur harmonique 1p.

	${}^4\text{He}$		${}^6\text{He}$		${}^8\text{He}$	
$R_{rms}$ (fm)	1,49	$\pm$ 0,03	2,30	$\pm$ 0,07	2,44	$\pm$ 0,07
$R_c$ (fm)	-		1,88	$\pm$ 0,12	1,55	$\pm$ 0,15
$R_h$ (fm)	-		2,97	$\pm$ 0,26	3,08	$\pm$ 0,10
$R_I$ (fm)	-		2,33	$\pm$ 0,04	2,49	$\pm$ 0,04

TAB. 1.3 – Rayons  $R_{rms}$ ,  $R_c$  et  $R_h$  pour les isotopes 4, 6 et 8 de l'hélium mesurés par [Egel02]. La dernière ligne reprend les rayons d'interaction d'après Tanihata.

Il semblerait également que la section efficace d'interaction de l' ${}^8\text{He}$  ne réponde pas à l'équation 1.6, qui serait obtenue si l' ${}^6\text{He}$  et l' ${}^8\text{He}$  étaient tous deux des noyaux à halo de deux neutrons [Iwat00]. L'égalité vérifiée par l' ${}^8\text{He}$  serait plutôt définie par l'équation 1.10 [Tani92].

$$\sigma_I({}^8\text{He}) = \sigma_I({}^4\text{He}) + \sigma_{-4n}({}^8\text{He}) + \sigma_{-2n}({}^8\text{He}) \quad (1.10)$$

Cette dernière relation semble appuyer le fait que l' ${}^8\text{He}$  doit être considéré comme un noyau à halo de 4 neutrons plutôt que comme un système à trois corps  ${}^6\text{He} + n + n$ . Cette idée de structure à 5 corps est renforcée par le fait que l' ${}^6\text{He}$  est trop faiblement lié pour agir comme un cœur [Iwat00]. De plus, l'énergie de séparation  $S_{4n}$  pour l' ${}^8\text{He}$  est de 3,11 MeV, valeur relativement faible et compatible avec les propriétés des noyaux à halo décrites plus haut. Cette structure caractéristique de l' ${}^8\text{He}$  en a fait un bon candidat pour la recherche de l'existence du tétraneutron, agrégat libre de 4 neutrons [Bouc05].

Cependant, la dissociation de l' ${}^8\text{He}$  est dominée par une décroissance séquentielle, avec un passage par l'état résonnant  ${}^6\text{He} + 2n$  [Warn00]. Le système  ${}^8\text{He}$  peut également être décrit comme un système borroméen, étant donné que l' ${}^7\text{He}$ , situé au delà de la «dripline» neutron, est un noyau non lié.

Le système  ${}^6\text{He}+n+n$  peut donc être étudié à travers les corrélations  $n-n$  et cœur- $n$ . Pour cela, la connaissance de l'interaction  $n-n$  est nécessaire, un aperçu en est présenté dans le chapitre suivant. Les méthodes utilisées pour l'étude de ces corrélations seront également présentées dans le chapitre 3.

# Chapitre 2

## L'interaction neutron-neutron

Le modèle de la goutte liquide est le premier modèle utilisé pour décrire le noyau de façon macroscopique et permet de déterminer une énergie de liaison à partir de la formule de Weizsäcker. Cependant, ce modèle, élaboré sur la base des noyaux les plus stables et les plus lourds, ne correspond plus aux noyaux les plus légers et ceux, exotiques, qui comportent une grande asymétrie entre protons et neutrons. Il est donc nécessaire d'envisager une description plus microscopique du système, ce qui impose de décrire l'interaction nucléon-nucléon. De plus, dans le cas des noyaux à halo, où le système peut être décomposé en un cœur et deux neutrons périphériques, cette interaction prend tout son sens pour décrire les corrélations  $n$ - $n$ . Afin d'étudier le système complet, une approche de l'interaction à trois corps semble également nécessaire.

### 2.1 Généralités sur l'interaction nucléon-nucléon

#### 2.1.1 État fondamental du deuton

Le noyau est composé de protons et de neutrons liés entre eux par l'interaction forte. Une première approche pour obtenir un modèle réaliste des noyaux consiste à utiliser une interaction effective en calculant les propriétés moyennes de l'ensemble des nucléons. Plusieurs paramétrisations de cette interaction existent et permettent d'obtenir une bonne reproduction des données, sous réserve d'un nombre important de variables à ajuster.

Les modèles *ab initio* constituent une deuxième approche. Ils utilisent l'interaction libre nucléon-nucléon. C'est l'étude des réactions de diffusion élastique des neutrons sur une cible de gaz d'hydrogène, contenant principalement des protons libres, qui a fourni les premières informations sur l'interaction nucléon-nucléon.

Dans le cas particulier de l'état fondamental lié du deuton, le système peut être décrit à partir de l'équation de Schrödinger en introduisant un potentiel central  $V_{NN}(r)$  entre le proton et le neutron :

$$\frac{-\hbar^2}{2\mu}\nabla^2\psi(r) + V_{NN}(r)\psi(r) = E\psi(r) \quad (2.1)$$

où  $\mu$  est la masse réduite du système possédant une énergie  $E$  et  $r$  la distance entre les deux nucléons. L'état fondamental du deuton peut être approximé comme un état à symétrie sphérique et la fonction d'onde peut s'écrire  $\psi(r) = u(r)/r$ . L'équation 2.1 devient alors :

$$\frac{-\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2u(r)}{dr^2} + V_{NN}(r)u(r) = Eu(r) \quad (2.2)$$

$E$  est pris égal à  $-\epsilon$ , énergie de liaison du deuton, et le potentiel  $V_{NN}$  est supposé négligeable à grande distance. Avec l'application des conditions aux limites, lorsque  $r \rightarrow \infty$ ,  $u(r)$  tend vers une fonction  $v$  de la forme :

$$v = Ae^{-\gamma r} \quad (2.3)$$

où  $A$  est un facteur de normalisation et  $\gamma$  est donné par :

$$\gamma^2 = \frac{2\mu\epsilon}{\hbar^2} \quad (2.4)$$

La valeur  $1/\gamma$  représente la taille moyenne  $r_{np}^{rms}$  du deuton et vaut 4,3 fm pour une énergie de liaison  $\epsilon$  de 2,2 MeV.

### 2.1.2 Cas général de la diffusion

Dans un cadre plus général, la fonction d'onde asymptotique  $\psi(\mathbf{r})$  de la diffusion élastique de deux nucléons, illustrée par la figure 2.1, est de la forme :

$$\psi(r) \rightarrow e^{ikz} + f(\theta, \phi)\frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.5)$$

où le premier terme correspond à la fonction d'onde plane du flux incident suivant la direction  $z$  et le second terme correspond à la fonction d'onde sphérique du flux diffusé, avec  $f(\theta, \phi)$  l'amplitude de diffusion.  $k$  dépend de l'énergie relative  $E$  et de la masse réduite  $\mu$  des deux nucléons et s'écrit :  $k^2 = 2\mu E/\hbar^2$ .  $r$  est la distance entre les deux nucléons.

A partir de l'amplitude de diffusion  $f(\theta, \phi)$ , une section efficace différentielle de diffusion est définie :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta, \phi)|^2 \quad (2.6)$$

Dans le cas d'un potentiel central  $V_{NN}(r)$ , la fonction d'onde dans le centre de masse du système peut être factorisée en une partie radiale  $u_l(r)$  et une partie angulaire  $Y_{l0}(\theta)$ , indépendante de  $r$ . En se plaçant de plus suivant l'axe  $z$  de propagation du faisceau,  $\psi$  s'écrit :

$$\psi(r) = \sum_l \frac{u_l(r)}{r} Y_{l0}(\theta) \quad (2.7)$$

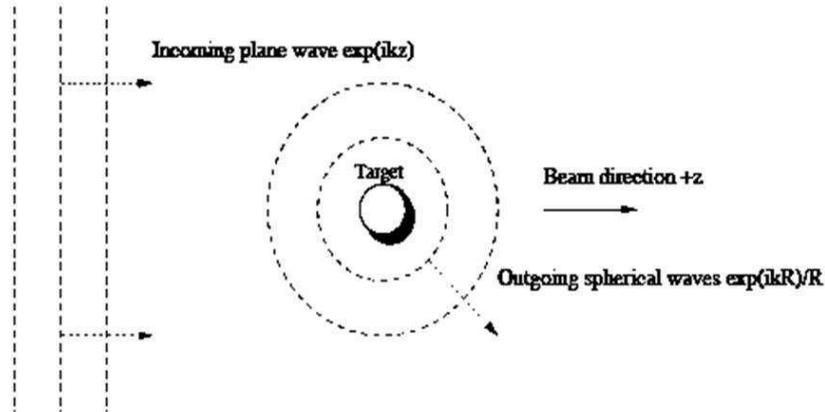


FIG. 2.1 – (D'après [Bazi06]) Illustration de la fonction d'onde de la diffusion élastique de deux nucléons, avec la partie plane venant du faisceau et la partie sphérique provoquée par la diffusion sur la cible.

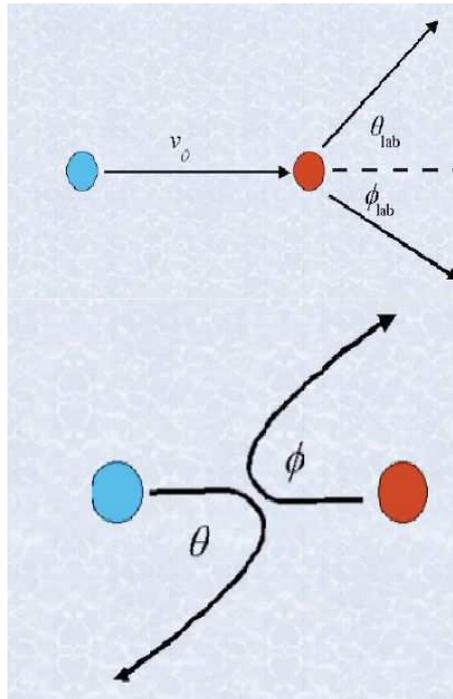


FIG. 2.2 – (D'après [Spoo]) Définition des angles  $\theta$  et  $\phi$  dans le repère du laboratoire en haut et celui du centre de masse, en bas.

En n'utilisant que la partie radiale, l'équation de Schrödinger simplifiée devient :

$$\frac{d^2 u_l}{dr^2} + \left[ k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} V_{NN}(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_l = 0 \quad (2.8)$$

Le terme  $l(l+1)/r^2$  qui apparaît correspond à la barrière centrifuge.

En se plaçant à une distance  $r$  suffisamment grande ( $r > R = (m_1 r_1 + m_2 r_2)/(m_1 + m_2)$ )<sup>(1)</sup> pour avoir  $V_{NN} = 0$ , la solution de l'équation 2.8 est de la forme :

$$r > R : \quad \frac{u_l(r)}{r} = A_l F_l(kr) + B_l G_l(kr) \quad (2.9)$$

où  $A_l$ ,  $B_l$  sont des constantes et  $F_l$ ,  $G_l$  respectivement des fonctions de Bessel et Neumann sphériques d'ordre  $l$ <sup>(2)</sup>. En posant  $A_l = C_l \cos(\delta)$  et  $B_l = C_l \sin(\delta)$ , la limite asymptotique ( $r \rightarrow \infty$ ) de  $u_l$  s'écrit alors :

$$u_l \rightarrow \frac{A_l}{k} \sin(kr - l\frac{\pi}{2}) + \frac{B_l}{k} \cos(kr - l\frac{\pi}{2}) = \frac{C_l}{k} \sin(kr - l\frac{\pi}{2} + \delta_l) \quad (2.10)$$

$\delta_l$  représente le déphasage et contient l'information physique du potentiel  $V_{NN}$  comme illustré sur la figure 2.3.

En remplaçant maintenant la forme obtenue pour  $u_l(r)$  dans l'équation 2.7 et en identifiant avec l'équation 2.5, l'amplitude de diffusion prend la forme :

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin \delta_l e^{i\delta_l} P_l(\cos \theta) \quad (2.11)$$

$P_l$  est un polynôme de Legendre d'ordre  $l$ .

En intégrant de plus l'équation 2.6 sur tous les angles, la section efficace vaut alors :

$$\sigma(k) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (2.12)$$

Dans un cas plus restrictif où l'énergie est supposée suffisamment faible ( $\leq 10$  MeV), l'état prédominant est l'état  $S(l=0)$  [Pres76]. A partir de cette hypothèse et lorsque  $r > R$ , la solution  $u_l(r)$  devient :

$$u_0(r)_{r>R} = C_0 \frac{\sin(kr + \delta_0)}{k} \quad (2.13)$$

et l'équation 2.12 :

$$\sigma(k) = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0 \quad (2.14)$$

La longueur de diffusion  $a_{NN}$ , longueur caractéristique des états  $S(l=0)$ , est alors définie comme la première valeur de  $r$  qui annule l'asymptote de  $u_0(r)$ , comme illustré sur les figures 2.4 et 2.5. Lorsque l'énergie ( $k$ ) tend vers 0,  $u_0(r)$  peut se développer sous la forme :

$$u_0(r)_{k \rightarrow 0} = C_0 \frac{kr \cos(\delta_0) + \sin(\delta_0)}{k} \quad (2.15)$$

et en annulant  $u_0(r)$ ,  $a_{NN}$  apparaît dans l'expression :

$$k \cot(\delta_0) = -\frac{1}{a_{NN}} \quad (2.16)$$

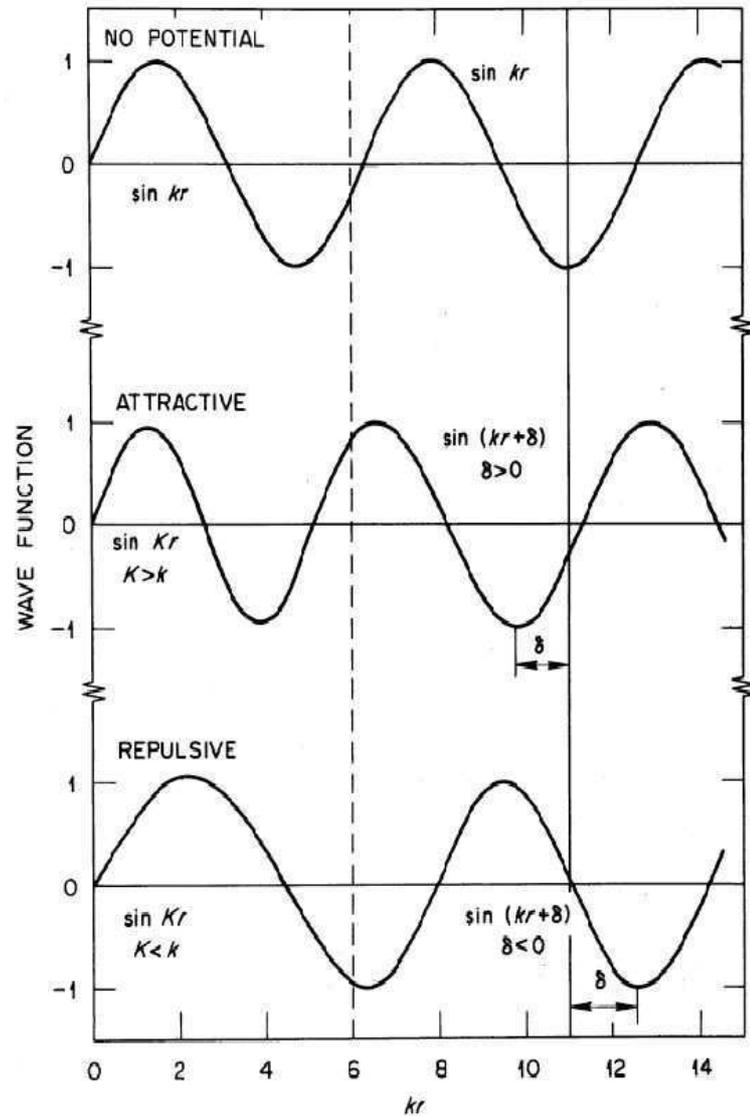


FIG. 2.3 – (D'après [Bazi06]) Effet d'un potentiel carré (ligne pointillée) sur le déphasage d'une fonction d'onde S. Le déphasage par rapport à une fonction d'onde sans potentiel (en haut) sera positif si le potentiel est attractif (au milieu) ou négatif pour un potentiel répulsif (en bas).

Le signe de  $a_{NN}$  indique alors l'existence d'un état lié ou non, illustré par la figure 2.5.

La longueur de diffusion  $a_{NN}$  peut également être définie comme la limite de  $u_0$  quand  $k$  tend vers 0 :

$$a_{NN} = \lim_{k \rightarrow 0} u_0(r) = \frac{\sin(\delta_0)}{k} \quad (2.17)$$

<sup>1</sup> $m_i$  et  $r_i$  masse et position de la particule  $i$ . R correspond alors à la largeur du potentiel dans le système de coordonnées du centre de masse.

<sup>2</sup>Pour  $r \rightarrow \infty$ ,  $F_l(kr) = \frac{\sin(kr - l\pi/2)}{kr}$  et  $G_l(kr) = \frac{\cos(kr - l\pi/2)}{kr}$ .

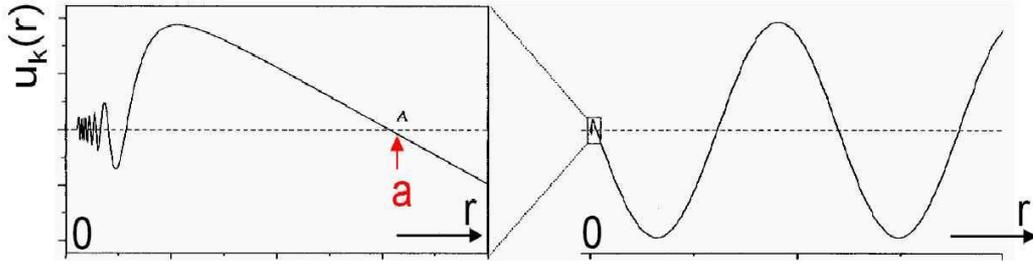


FIG. 2.4 –  $a_{NN}$  est définie comme le premier zéro de l'asymptote de la sinusoïde  $u_0$  pour  $r > R$ .

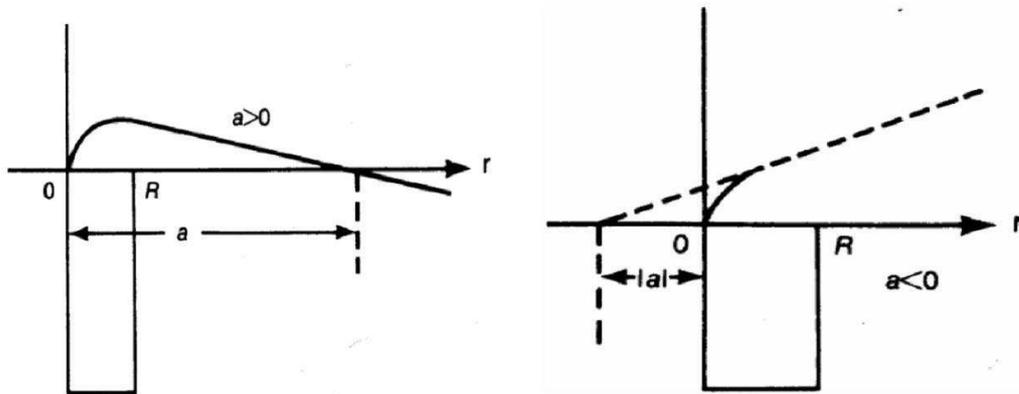


FIG. 2.5 – Le signe de la longueur de diffusion  $a$  dépend de la forme de la fonction d'onde dans un puits de potentiel de largeur  $R$  et indique l'existence d'états liés ( $a > 0$ ) ou non ( $a < 0$ ).

A partir de cette expression de  $a_{NN}$ , la section efficace de diffusion (équation 2.14) peut alors s'écrire, toujours pour  $k \rightarrow 0$  :

$$\sigma(0) = 4\pi a_{NN}^2 \quad (2.18)$$

Il est important de noter que la mesure expérimentale de la section efficace de diffusion permet alors d'obtenir la valeur de la longueur de diffusion nucléon-nucléon.

Sans l'approximation du potentiel  $NN$  à portée nulle, l'expression plus complexe de  $\delta_0$  peut se développer sous la forme :

$$k \cot(\delta_0) = -\frac{1}{a_{NN}} + \frac{1}{2}d_{NN}k^2 + O(k^4) \quad (2.19)$$

où  $d_{NN}$  est définie comme la portée effective de l'interaction, du même ordre de grandeur que le rayon du potentiel.

Ces deux paramètres  $a_{NN}$  et  $d_{NN}$  fournissent une idée de la profondeur et de la largeur du potentiel mais en revanche aucune information sur sa forme peut en être déduite.

## 2.2 Interaction neutron-neutron à basse énergie

### 2.2.1 Approche historique

S'il est possible de réaliser des mesures de diffusion  $n-p$  et  $p-p$ , il est en revanche plus difficile de réaliser des expériences de mesures directes de diffusion  $n-n$  par collisions de deux faisceaux de neutrons. Cependant, l'étude de réactions nucléaires produisant trois particules dans l'état final, dont deux sont des neutrons, est une méthode indirecte qui permet d'extraire des informations sur l'interaction. Le spectre des particules émises est alors sensible à l'interaction dans l'état final (FSI) et la longueur de diffusion  $a_{nn}$  peut en être extraite.

Watson et Stuart [Wats51] ont suggéré les premiers la réaction :



pour étudier la longueur de diffusion  $n-n$ . Dans l'état final de cette réaction, seuls les deux neutrons interagissent fortement, l'interaction entre eux et le  $\gamma$  étant très faible, due à son caractère électromagnétique.

Si les deux neutrons forment un dineutron lié, alors la réaction a une voie de sortie à deux corps cinématiquement émis à  $180^\circ$  et avec une énergie unique. Si les deux neutrons sont libres et sans interactions, la voie de sortie devient un problème à trois corps qui possèdent un spectre continu en énergie. Ce spectre dépend alors uniquement de considérations cinématiques ; il s'agit d'une décroissance dans l'espace des phases.

Si les neutrons détectés en coïncidence avec le  $\gamma$  sont maintenant en interaction, ils vont avoir tendance à être émis avec un faible moment relatif (figure 2.6). Leur spectre en temps de vol est alors un spectre continu mais présente une structure différente de celle de l'espace des phases.

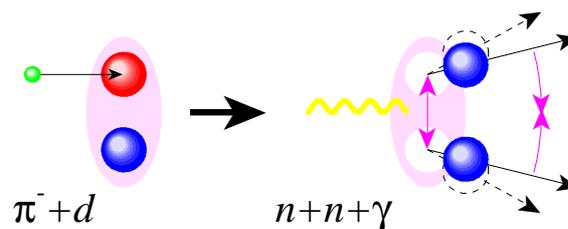


FIG. 2.6 – (D'après F.M. Marqués) Vue schématique de la réaction  $\pi^- d \rightarrow (nn)\gamma$ . Du fait de l'interaction attractive  $n-n$ , les neutrons sont émis avec un plus faible moment relatif que celui dans l'espace des phases.

Des analyses théoriques détaillées [McVo61, Band64] couplées à des simulations permettent alors de déterminer la longueur de diffusion  $a_{nn}$  à partir des spectres obtenus expérimentalement. La figure 2.7 présente le spectre en temps de vol obtenu par Haddock et *al.* pour un neutron détecté en coïncidence avec un autre neutron à un angle de  $6,8^\circ$  et un  $\gamma$  [Hadd65]. La courbe correspondant à l'espace des phases, ainsi que les courbes théoriques pour  $a_{nn} = -16$  fm et  $a_{nn} = -27$  fm sont également tracées.

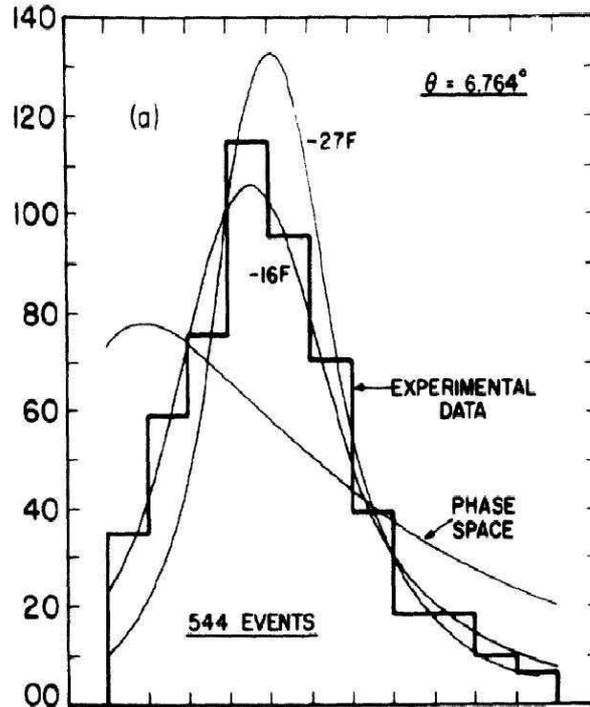


FIG. 2.7 – Spectre en temps de vol d'un neutron en coïncidence avec un deuxième neutron à  $6,8^\circ$  et un  $\gamma$ . La courbe «phase space» correspond à une distribution sans interactions, et les deux autres aux courbes théoriques pour  $a_{nn} = -16$  fm et  $a_{nn} = -27$  fm [Hadd65].

A partir de la réaction  $\pi^- + d \rightarrow n + n + \gamma$  où les trois particules sont détectées en coïncidence [Hadd65], une analyse détaillée [Nygr68] a permis d'extraire une valeur de la longueur de diffusion :  $a_{nn} = -18,4 \pm 1,5$  fm avec une incertitude théorique de  $\pm 1$  fm incluse. Cette valeur sera corrigée par des expériences plus récentes et plus précises pour aboutir à :  $a_{nn} = -18,6 \pm 0,4$  fm [Howe98].

## 2.2.2 Autres réactions, autres méthodes

D'autres réactions que celle citée précédemment (réaction 2.20) possèdent deux neutrons dans l'état final. Par exemple, la réaction :



ou :



sont également de bons candidats pour la mesure de la longueur de diffusion  $a_{nn}$  par l'étude des FSI entre les neutrons. Il n'y a pas de données disponibles pour la première réaction mais la deuxième a été étudiée à plusieurs reprises.

Le principe de cette dernière diffère des précédentes dans la mesure où il y a trois particules qui interagissent dans l'état final. Son étude a donné une valeur de  $a_{nn} = -16,7 \pm 0,5$  fm [Slau89], très différente de celle obtenue avec la réaction 2.20. Cette différence importante verrait son origine dans l'influence du proton sur

l'interaction  $n$ - $n$  et nécessite de prendre en compte une interaction à trois corps (3NF) dans le modèle théorique.

Une expérience récente [GT99] a été réalisée pour mettre en évidence l'influence de cette interaction supplémentaire. La méthode employée pour déterminer l'influence 3NF est basée sur une procédure de comparaison. En plus de la mesure de  $a_{nn}$ , une mesure de  $a_{np}$  est réalisée dans les mêmes conditions expérimentales et va servir de référence au modèle théorique.

Un calcul de la réaction de cassure du deuton à l'aide du potentiel 3NF Tucson-Melbourne [Coon79] a montré que l'ajout de l'interaction à trois corps modifie d'une quantité égale la section efficace de diffusion  $n$ - $n$  et  $n$ - $p$ . La valeur de  $a_{np}$  ayant été déterminée très précisément [Koes75] par réaction directe, il est alors possible d'extraire l'influence du potentiel à trois corps et de mesurer une valeur de  $a_{nn}$ .

Les valeurs de longueurs de diffusion extraites de différentes expériences sont synthétisées dans le tableau 2.1.

Réaction	$a_{nn}$ (fm)	$a_{np}$ (fm)	$a_{pp}$ (fm)	Références
$\pi^- + d \rightarrow n + n + \gamma$	$-18,6 \pm 0,4$			[Howe98]
	$-18,5 \pm 0,4$			[dT87]
$n + d \rightarrow n + n + p$	$-16,7 \pm 0,5$			[Slau89]
	$-18,7 \pm 0,6$	$-23,5 \pm 0,8$		[GT99]
	$-16,27 \pm 0,45$	$-23,9 \pm 1,0$		[Huhn00]
			$-17,1 \pm 0,2$	[Noye64]

TAB. 2.1 – Synthèse des longueurs de diffusion  $a_{nn}$ ,  $a_{np}$  et  $a_{pp}$  pour différentes réactions.

La différence entre  $a_{nn}$  ([Slau89]) et  $a_{nn}$  ([GT99]) vient de l'ajout de l'interaction à trois corps dans le calcul théorique. Cependant, la différence entre cette dernière valeur et  $a_{nn}$  ([Huhn00]), qui utilise également un modèle théorique avec l'interaction à trois corps, relance le débat sur la possibilité de mesurer de manière fiable la longueur de diffusion  $n$ - $n$ .

Avec les développements expérimentaux récents et l'augmentation des intensités, il devient cependant possible de réaliser des mesures directes de diffusion  $n$ - $n$ . Une expérience, mettant en œuvre le réacteur russe à faisceaux pulsés YAGUAR, a été proposée dans ce but [Mitc04].

La différence observée entre les longueurs de diffusion  $a_{nn}$  et  $a_{pp}$ <sup>(3)</sup> provient de la différence de masse entre proton et neutron, ainsi que la différence de masse entre les  $\pi^\pm$  et  $\pi^0$  qu'ils échangent, et reflète explicitement la brisure de symétrie de charge de la force nucléaire [dT87].

A partir de ces différents calculs, la portée effective de l'interaction  $d_{nn}$  a également pu être extraite :  $d_{nn} = 2,8 \pm 0,11$  fm,  $d_{np} = 2,81 \pm 0,05$  fm et  $d_{pp} = 2,79 \pm 0,014$  fm [Wiri95].

<sup>3</sup>après correction des effets coulombiens.

Les mesures de la longueur de diffusion et de la portée effective mettent en avant les caractéristiques générales de l'interaction  $NN$  mais ces deux paramètres ne donnent aucune indication quant à la forme même de ce potentiel. Cependant, cette forme n'est pas nécessaire pour modéliser les corrélations entre neutrons dans les noyaux, seules les valeurs de  $a_{nn}$  et  $d_{nn}$  sont déterminantes.

## 2.3 Potentiel nucléon-nucléon

En 1934, le physicien japonais Hideki Yukawa [Yuka35] suppose que la force nucléaire est due à l'échange de bosons massifs entre les nucléons, par analogie avec l'interaction électromagnétique liée à l'échange de photons. Ces bosons seront détectés seulement en 1947 grâce à l'étude des rayons cosmiques. Ce sont en fait des pions instables, qui décroissent en mésons  $\mu$ .

Les réactions d'échange possibles sont les suivantes :



et sont schématisées sur la figure 2.8.

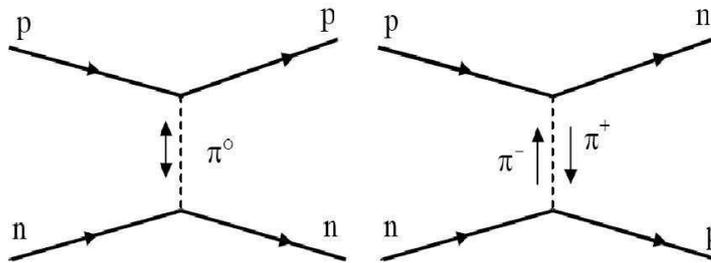


FIG. 2.8 – Échange de mésons  $\pi$  entre les nucléons à l'origine de l'interaction forte qui lie le noyau.

Grâce à ces échanges incessants de pions entre nucléons, le noyau reste fortement lié malgré la très forte répulsion coulombienne des protons et l'énergie de mouvement importante des nucléons dans le noyau.

Le potentiel développé par Yukawa peut être décrit par la relation :

$$V(r) \propto \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{r}{R}\right) \text{ avec } R = \frac{\hbar}{mc} \quad (2.23)$$

et est représenté sur la figure 2.9.

Ce modèle d'échange de pions (OPE : One Pion Exchange) est une bonne base pour déterminer les potentiels  $NN$  mais manque de précision. Taketani et al [Take51]

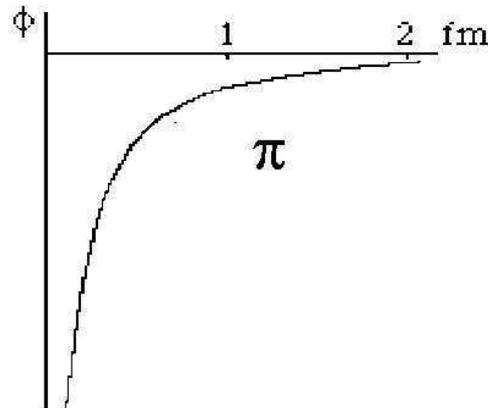
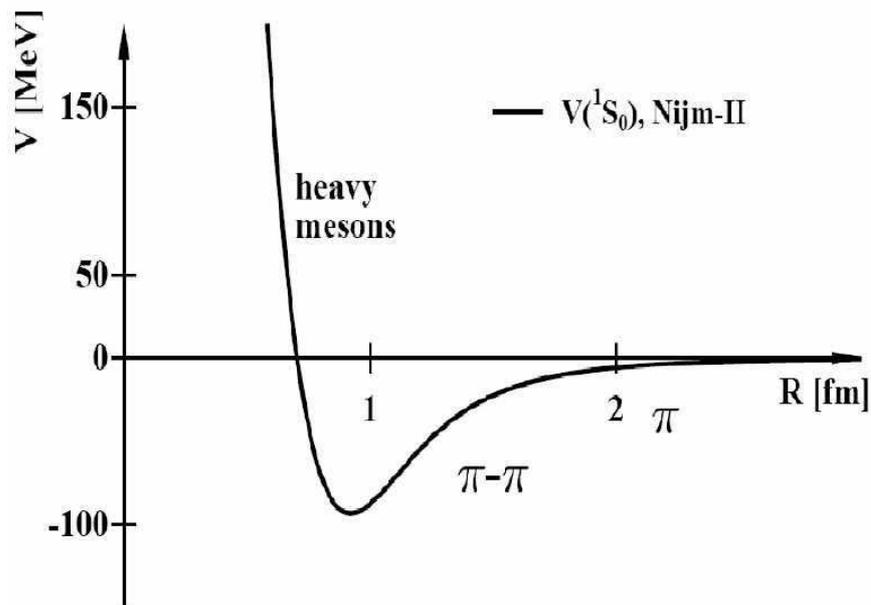


FIG. 2.9 – Potentiel d'échange de pions de Yukawa.

FIG. 2.10 – Division du potentiel  $NN$  dans le modèle d'échange de mésons.

proposent un nouveau modèle dans lequel l'interaction est divisée en trois parties suivant la distance  $r$  (figure 2.10).

La partie à grande distance, au-delà de 2 fm, est gouvernée par le modèle OPE de Yukawa. La partie intermédiaire, entre 0,7 et 2 fm est gouvernée par l'échange de deux pions (Two Pion Exchange) et de mésons plus lourds ( $\rho$ ). La dernière partie, fortement répulsive, est appelée cœur dur. Sa portée est de l'ordre de 0,4 fm et peut être vue comme l'impossibilité pour les quarks, constituants des nucléons, de s'interpénétrer.

Au cours des années, les potentiels ont subi des modifications et améliorations pour reproduire les données de diffusion entre deux nucléons avec un  $\chi^2$  proche de l'unité. Un des derniers en date, le potentiel Argonne V18 [Wiri95], prend également en compte la brisure de l'indépendance de charge observée expérimentalement. Ces potentiels nécessitent cependant plus d'une soixantaine de paramètres à ajuster.

## 2.4 Potentiel à trois corps

Si ces potentiels arrivent à reproduire les données des systèmes à deux corps, ils sous-estiment cependant de 5 à 10% les énergies de liaison des noyaux les plus simples comme le tritium ou  ${}^3\text{He}$ . Afin d'estimer les énergies de liaison de ces systèmes, une interaction à trois corps est nécessaire. Cet ajout représente 30% de l'énergie pour  ${}^4\text{He}$ , 40% pour  ${}^6\text{He}$  et 50% pour  ${}^8\text{He}$  [Paty99, Wiri00] et est donc non négligeable.

La figure 2.11 compare les énergies de liaison expérimentales avec un modèle à deux corps (Argonne V18) auquel a été ajoutée une contribution à trois corps (Urbana-IX) [Piep01]. L'énergie de liaison de  ${}^4\text{He}$  semble bien reproduite mais un décalage apparaît, croissant avec la masse, pour les noyaux plus lourds.

Il existe bien sûr de nombreux modèles autres que ceux abordés ici. Certains, plus récents, peuvent réduire le décalage dans les énergies de liaison par l'ajout de nouvelles forces mais celles-ci sont encore loin d'être parfaitement comprises. Il n'existe pas de données expérimentales directes concernant le potentiel à trois corps. Cependant, par analogie avec la réaction 2.20, avec deux corps dans l'état final, qui a servi à l'étude indirecte de la diffusion  $n$ - $n$ , l'étude des dissociations des noyaux à halo avec le cœur et les neutrons dans l'état final semblent constituer une approche privilégiée pour les interactions à trois corps.

Une autre approche pour décrire les noyaux à halo peut permettre de s'affranchir de la connaissance des forces à trois corps. Il s'agit de modèles utilisant une force à deux corps dépendante de la densité du cœur [Labi99b, VM96].

Dans ce cas, le modèle décrit un noyau de la forme  $A+2$  comme un cœur inerte de  $A$  nucléons, avec deux neutrons de valence. L'hamiltonien des deux neutrons s'écrit alors :

$$H_{2n} = h(1) + h(2) + V_{nn}(1, 2) \quad (2.24)$$

où  $V_{nn}$  est l'interaction entre les deux neutrons et  $h = t + V_{cn}$ , l'hamiltonien du neutron dans le champ du cœur ( $V_{cn}$ , potentiel cœur- $n$  à un corps).

L'interaction d'appariement de portée nulle  $V_{nn}$  entre les deux neutrons dépend d'un terme de densité et s'écrit [Bert91] :

$$V_{nn}(1, 2) = \left( -V_0 + V_p \left( \frac{1}{\rho_0} \rho_c \left( \frac{r_{n_1} + r_{n_2}}{2} \right) \right)^P \right) \delta(r_{n_1} - r_{n_2}) \quad (2.25)$$

où  $\rho_c$  est la densité du cœur et  $\rho_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$ , la densité de la matière nucléaire.  $V_0$ ,  $V_p$  et  $P$  sont des paramètres ajustables. Le système de coordonnées  $(r_{n_1}, r_{n_2})$  utilisé dans cette modélisation est celui défini par la figure 3.1.(a).

Ce modèle a notamment permis de reproduire les états fondamentaux du  ${}^{14}\text{C}$ , du  ${}^{12}\text{Be}$  et du  ${}^{11}\text{Li}$ . L'énergie de liaison et le rayon de ce dernier sont également

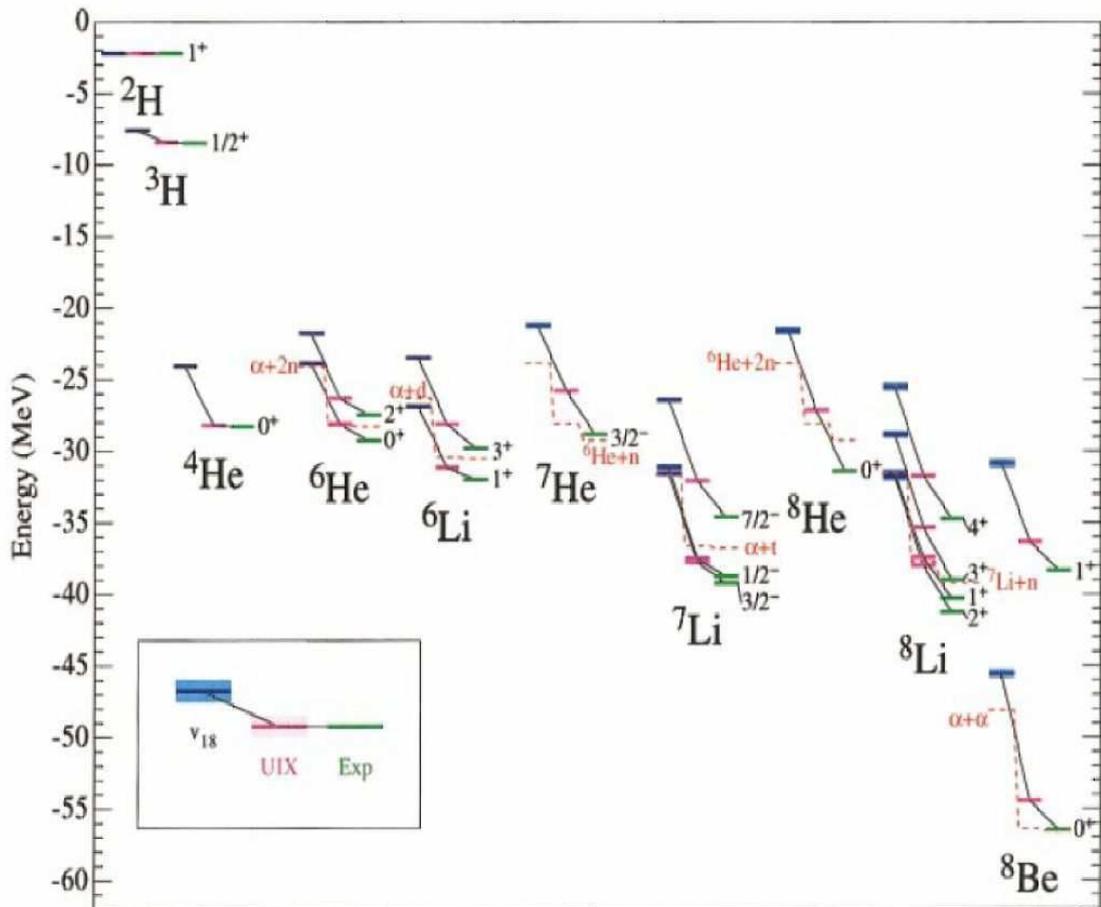


FIG. 2.11 – Comparaison entre les énergies de liaison expérimentales et théoriques, avec une interaction à deux corps ( $V_{18}$ ) et une interaction à trois corps (UIX) [Piep01].

reproduits [VM96]. Des calculs sur le  $^{14}\text{Be}$  et le  $^{13}\text{Be}$  ont permis de prédire l'inversion des couches  $1p_{1/2}$  et  $2s_{1/2}$  du  $^{13}\text{Be}$  [Labi99b].

Les interactions nucléon-nucléon jouent donc un rôle important pour comprendre la structure des noyaux. Les systèmes à trois corps, tels les noyaux borroméens, semblent de plus un bon laboratoire pour affiner les potentiels à deux et trois corps.

Inversement, la connaissance de ces interactions peut apporter un éclairage sur les corrélations entre les constituants de ces noyaux, qui sont le centre d'intérêt de ce travail. Le chapitre suivant va s'attacher à décrire l'effet de ces corrélations et les méthodes utilisées pour les étudier.



# Chapitre 3

## Études des corrélations dans les noyaux à halo

Les configurations spatio-temporelles de la dissociation des noyaux à halo borroméens, constitués d'un cœur entouré de deux neutrons très peu liés, peuvent être sondées par l'étude de la distance moyenne entre les neutrons et des corrélations à trois corps. Ces corrélations dépendent de l'interaction  $n$ - $n$  à basse densité, décrite au chapitre précédent. Plusieurs méthodes et observables sont intéressantes pour mettre au jour ces différentes corrélations.

### 3.1 Intérêt des noyaux borroméens

Pour l'étude des noyaux à halo, des mesures intégrales comme les sections efficaces totales de réaction, sont en général sensibles à la taille effective du noyau [AK96]. Des réactions de dissociation, dans lesquelles le cœur et/ou les neutrons sont détectés dans l'état final, sont plus à même de fournir des informations sur la structure du noyau [Orr97]. Cependant, la difficulté majeure est d'isoler la relation entre l'état initial et l'état final des distorsions dues aux mécanismes de réaction.

Des études plus exclusives, comme la réaction de dissociation dans le champ d'une cible où les neutrons du halo peuvent être considérés comme spectateurs, sont complétées par une reconstruction complète de la cinématique dans laquelle les moments des trois fragments issus de la cassure sont mesurés. Ces études semblent une bonne source d'information. En particulier, les observables cœur- $n$  et  $n$ - $n$ , tel le moment relatif, offrent un moyen de sonder les corrélations à l'intérieur du halo.

Connaître expérimentalement la configuration spatiale des neutrons dans le halo est une question fondamentale dans la connaissance de ces systèmes. Hansen et Jonson s'étaient basés sur la formation de paires de neutrons due à l'appariement des nucléons pour construire le modèle du  $^{11}\text{Li}$  constitué d'un  $^9\text{Li}$  et d'un dineutron [Hans87]. Ce modèle a l'avantage d'être un système à deux corps mais des calculs plus complexes, sans l'hypothèse du dineutron, ont fourni des résultats remettant

en cause cette idée première. Des calculs de distances dans le noyau d' ${}^6\text{He}$  dans son état fondamental ont montré la coexistence de deux configurations bien distinctes [Zhuk93]. Les distances calculées correspondent aux coordonnées de Jacobi dans le système à trois particules (figure 3.1.b).

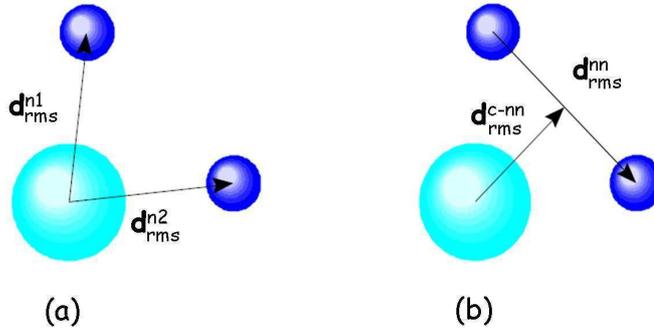


FIG. 3.1 – (D'après F.M. Marqués) Coordonnées utilisées dans un système à trois particules : (a) distance absolue entre chaque neutron et le cœur, (b) distance moyenne  $d_{rms}^{nn}$  entre les neutrons et distance moyenne  $d_{rms}^{c-nn}$  entre le cœur et le centre de masse des deux neutrons (coordonnées de Jacobi).

La figure 3.2 schématise les résultats de ces calculs : dans la configuration dite «dineutron», la distance entre les deux neutrons est relativement faible,  $d_{rms}^{nn} = 2,1$  fm, tandis que  $d_{rms}^{c-nn}$  vaut 2,8 fm. Dans la deuxième configuration, appelée «cigare», les neutrons sont beaucoup plus éloignés :  $d_{rms}^{nn} = 4,5$  fm et  $d_{rms}^{c-nn} = 1,2$  fm. Pour l'ensemble, le calcul donne  $d_{rms}^{nn} \approx 5$  fm et  $d_{rms}^{c-nn} \approx 4,5$  fm.

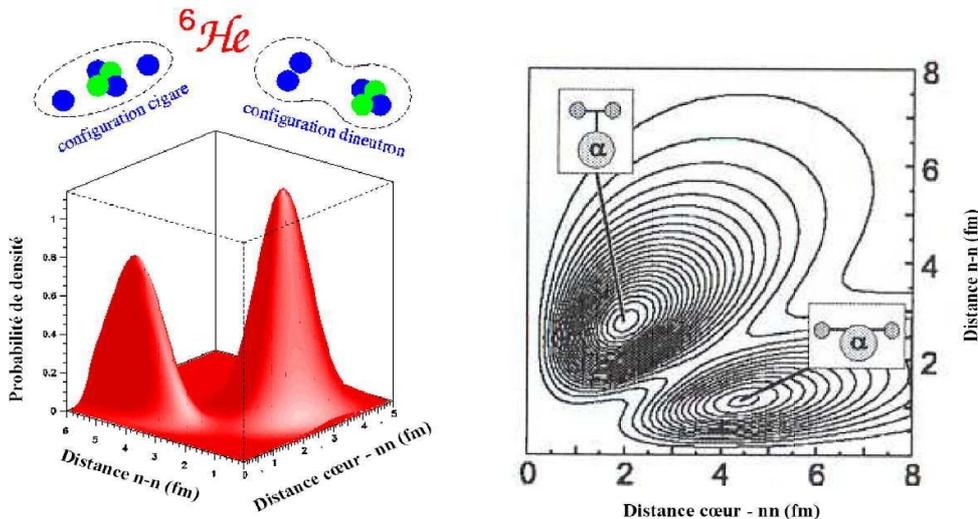


FIG. 3.2 – Probabilité de densité pour l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$  calculée par [Zhuk93]. Deux configurations opposées, «cigare» et «dineutron» apparaissent clairement.

Cependant, il n'est pas facile expérimentalement de mesurer de telles structures, les distances extraites correspondent à une moyenne de ces configurations et de plus pour des états excités du noyau.

Une technique utilisée pour mesurer les distances entre les neutrons du halo repose sur le principe d'interférométrie d'intensité, utilisé initialement dans des mesures stellaires par Hanbury-Brown et Twiss dans les années 1950 et 1960 [HB54]. Cette technique a plus tard été employée pour des mesures de taille de sources dans des collisions à haute énergie [Gold60].

## 3.2 Interférométrie d'intensité

### 3.2.1 Fonction de corrélation

L'interférométrie d'intensité est basée sur le principe selon lequel la fonction d'onde entre deux particules, quand elles sont émises simultanément et avec un faible moment relatif, est modifiée par l'interaction dans l'état final (FSI), et, si elles sont identiques, par les symétries statistiques quantiques (QSS). Ces deux effets dépendent fortement de la nature de ces particules. Les effets FSI seront répulsifs dans le cas de protons par exemple et attractifs pour des neutrons. De même, les effets QSS seront attractifs pour des bosons et répulsifs pour des fermions.

Dans le cas de particules libres, les effets dépendent de la distance entre elles. Dans le cas de noyaux à halo, les points d'émission des neutrons ne sont pas fixes, les effets dépendent alors de leur source d'émission. Connaissant ces effets, il est possible d'extraire les caractéristiques de cette source.

Le système des deux neutrons est un problème à huit dimensions, représentées par les quadrivecteurs  $(t_i, x_i, y_i, z_i)_{i=1,2}$ . Cependant, la variable d'intérêt est la distance entre les neutrons, il est donc possible de réduire le problème aux variables relatives (quatre dimensions). En passant du repère des positions relatives à celui des moments relatifs  $(\Delta E, \Delta p_x, \Delta p_y, \Delta p_z) \equiv (q_0, \vec{q})$ , les variables d'intérêt deviennent l'énergie relative et le moment relatif, lesquels sont reliés au temps et aux distances relatives, respectivement :  $(q_0, \vec{q}) \leftrightarrow (\Delta t, \Delta \vec{d}_{rms})$ . Le système peut de plus être considéré à symétrie sphérique, ainsi le moment relatif peut se réduire au module  $|\vec{q}|$ . En considérant maintenant une émission directe des neutrons, le temps, donc l'énergie, peut être négligé et le problème se réduit à une dimension ; le module du moment relatif, relié à la distance relative.

Mise en équation, la section efficace en moment relatif des neutrons  $q$  est approximée par :

$$\sigma(q) \approx \sigma_0(q) \times \left| \int \psi_{halo}(d_{rms}) \psi_s^*(a_{nn}) d^3r \right|^2 \quad (3.1)$$

où la distribution dans l'espace des phases  $\sigma_0(q)$  est modifiée par l'intégral de recouvrement entre la fonction d'onde initiale du halo, dépendante de la distance entre les neutrons, et celle de l'état final entre les deux neutrons, dépendante de la longueur de diffusion  $a_{nn}$ . Si cette équation permet d'extraire la variable  $a_{nn}$  à partir de la réaction 2.20, connaissant cette valeur, il est inversement possible d'extraire la distance  $d_{rms}$  entre les neutrons dans le halo.

La fonction de corrélation est alors définie par le rapport :

$$C_{nn}(q) = \frac{\sigma(q)}{\sigma_0(q)} \approx \left| \int \psi_{halo}(d_{rms}) \psi_s^*(a_{nn}) d^3r \right|^2 \quad (3.2)$$

### 3.2.2 Forme analytique de $C_{nn}(\mathbf{q})$

La fonction de corrélation  $n$ - $n$  est égale à l'unité lorsqu'il n'y a pas d'interaction entre les neutrons (espace des phases) supposés indépendants, mais est modifiée par les effets FSI et QSS :

$$C(p_1, p_2) = 1 + \underbrace{\langle b_0(q, p) \rangle}_{B_0 \equiv \text{QSS}} + \underbrace{\langle b_i(q, p) \rangle}_{B_i \equiv \text{FSI}} \quad (3.3)$$

$b_0$  et  $b_i$  étant ici moyennés sur la source.

En posant  $x$  le système de coordonnées relatives :

$$x = x_1 - x_2 = (t_1, d_1) - (t_2, d_2)$$

les expressions analytiques des fonctions  $B_0$  et  $B_i$  sont de la forme [Ledn82] :

$$B_0 = -\frac{1}{2} \langle \cos(qx) \rangle = -\frac{1}{2} \int \mathbf{W}(\mathbf{x}) \cos(qx) d^4x \quad (3.4)$$

$$B_i = \frac{1}{2} \left\{ |f(k^*)|^2 \langle |\phi_{p_1 p_2}(x)|^2 \rangle + 2 \Re \left[ f(k^*) \langle \phi_{p_1 p_2}(x) \cos(qx/2) \rangle \right] \right\} \quad (3.5)$$

$$= \int 2\pi r_T dr_T dr_L dt \mathbf{W}(\mathbf{x}) \left\{ |f(k^*) \phi_{p_1 p_2}(x)|^2 + 2 \Re [f(k^*) \phi_{p_1 p_2}(x)] J_0(q r_T / 2) \cos[q_0(r_L - vt)/2v] \right\} \quad (3.6)$$

où  $\phi_{p_1 p_2}$  est la fonction d'onde diffusée,  $\mathbf{W}(\mathbf{x})$  la distribution de la source d'émission, dépendant de la distance  $d_{rms}$  et du temps  $\tau^{(1)}$  d'émission entre les neutrons.  $f$  est l'amplitude de diffusion, définie par :

$$f(q) = \left( -\frac{1}{a_{nn}} + \frac{q^2 d_{nn}}{8} - i \frac{q}{2} \right)^{-1} \quad (3.7)$$

$a_{nn}$  et  $d_{nn}$  sont la longueur et la portée effective de diffusion, explicitées au chapitre précédent.  $r_L$  et  $r_T$  sont les composantes vectorielles longitudinales et transverses selon la direction du mouvement  $v$  de la paire. La fonction de Bessel  $J_0$  est le résultat de l'intégration sur les angles azimutaux due à la symétrie de la fonction  $\phi_{p_1 p_2}$ .

Cette équation ne peut être résolue de manière analytique et requiert un calcul numérique. Cependant, si les neutrons sont émis simultanément, la composante

<sup>1</sup>Lorsque  $\tau$  devient important, il y a passage par une résonance dans le système A-1.

temporelle  $t$  de la dissociation est nulle [Marq00b]. La paramétrisation gaussienne de la source  $\mathbf{W}(\mathbf{x})$ , sous la forme :

$$W(d, \Delta t) = \exp\left(-\frac{d^2}{4r_0^2} - \frac{\Delta t^2}{4\tau_0^2}\right) \quad (3.8)$$

qui peut se simplifier dans le cas d'une émission directe et s'écrire :

$$W(d) = \exp\left(-\frac{d^2}{4r_0^2}\right) \quad (3.9)$$

conduit à une expression analytique de la fonction de corrélation  $n$ - $n$  qui ne dépend que d'un paramètre libre  $r_0$  [Ledn82] :

$$\begin{aligned} C_{nn}(q) = & 1 - \frac{1}{2} \exp(-q^2 r_0^2) \\ & + \frac{|f|^2}{4r_0^2} \left(1 - \frac{d_0}{2\sqrt{\pi}r_0}\right) + \frac{\Re f}{\sqrt{\pi}r_0} F_1(qr_0) - \frac{\Im f}{2r_0} F_2(qr_0) \end{aligned} \quad (3.10)$$

La fonction de corrélation peut prendre des valeurs très importantes dans le cas de systèmes de bosons ou de fermions chargés [Boal90, Marq97]. En revanche, dans le cas d'évaporation de neutrons, l'émission entre deux d'entre eux est séparée par des temps importants (de l'ordre de 1 000 fm/c) et la valeur maximale de cette fonction est proche de l'unité [Colo95].

La figure 3.3 représentent des simulations qui montrent la sensibilité de la fonction de corrélation à différentes distances entre les neutrons de valence des états dans le continuum<sup>(2)</sup>. Les effets QSS ( $C_{nn}(0) < 1$ ) sont largement dominés par les effets FSI, ceci est dû au fait que le temps d'émission entre les neutrons est considéré nul dans ces calculs. Dans le cas des noyaux à halo, le moment relatif entre les neutrons est faible et la fonction de corrélation présente un maximum très élevé dans le cas d'une émission directe. Le recouvrement de ces deux caractéristiques (figure 3.4) conduit à un signal important qui permet d'appliquer la méthode d'interférométrie d'intensité aux faibles statistiques, ce qui est souvent le cas au vu des intensités faisceaux et à la nécessité de détecter les trois particules en coïncidence.

<sup>2</sup>Seule la distance  $r_{nn}$  est sondée, sans tenir compte de la distance  $r_{c-nn}$ .

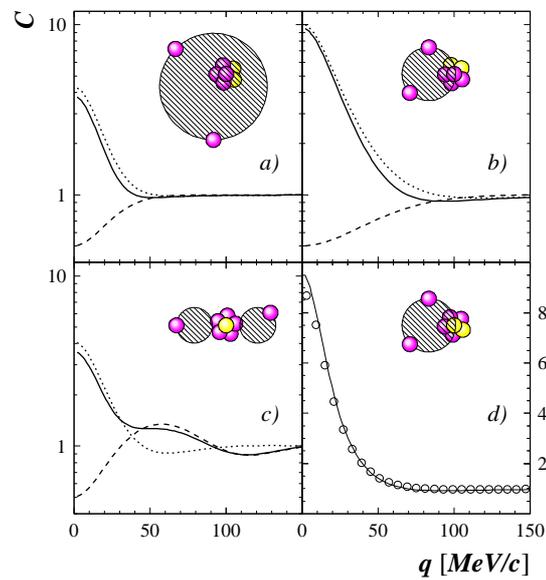


FIG. 3.3 – Fonction de corrélation (ligne continue) calculée pour une émission simultanée de deux neutrons à partir d'une source gaussienne avec  $r_0 = 6$  fm (a),  $r_0 = 3$  fm (b) et de deux sources de  $r_0 = 2$  fm séparées par 10 fm (c). La courbe en tirets correspond aux effets QSS et celle en pointillés est la contribution des effets FSI. La dernière courbe (d) correspondant à  $r_0 = 3$  fm est comparée avec une dissociation séquentielle avec  $(r_0, c\tau_0) = (3, 50)$  fm. Les cercles correspondent au volume ayant la plus grande probabilité de contenir les neutrons (rayon  $\sqrt{2}r_0$ ) [Marq00b].

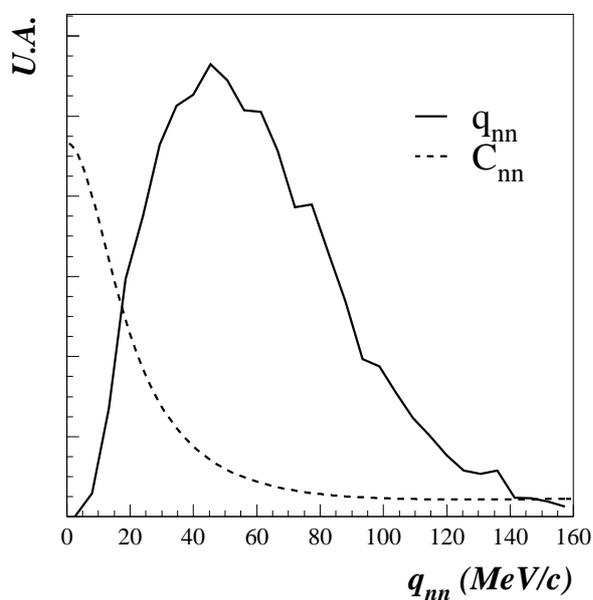


FIG. 3.4 – Dans le cas de noyau à halo, la distribution en moment relatif (en continu) entre les neutrons est faible et se situe dans la région où la fonction de corrélation (en pointillés) est importante. La combinaison de ces deux propriétés permet une étude d'interférométrie sur de faibles statistiques. L'échelle des ordonnées est différente pour les deux observables mais  $C_{nn}$  est égale à l'unité pour les grands moments relatifs.

### 3.2.3 Paramétrisation de la source d'émission des neutrons

Afin de construire une fonction de corrélation théorique, la première étape est de paramétriser la source d'émission des neutrons, c'est à dire le volume qu'ils occupent dans le halo. La fonction de corrélation mesure une distance relative, beaucoup moins sensible à la forme de la probabilité de densité d'une particule que la distance absolue (distance figure 3.1.(b)).

La figure 3.5 représente les distributions de densité absolue (a) et relative (b) pour trois sources : gaussienne, sphérique, et de type Yukawa.

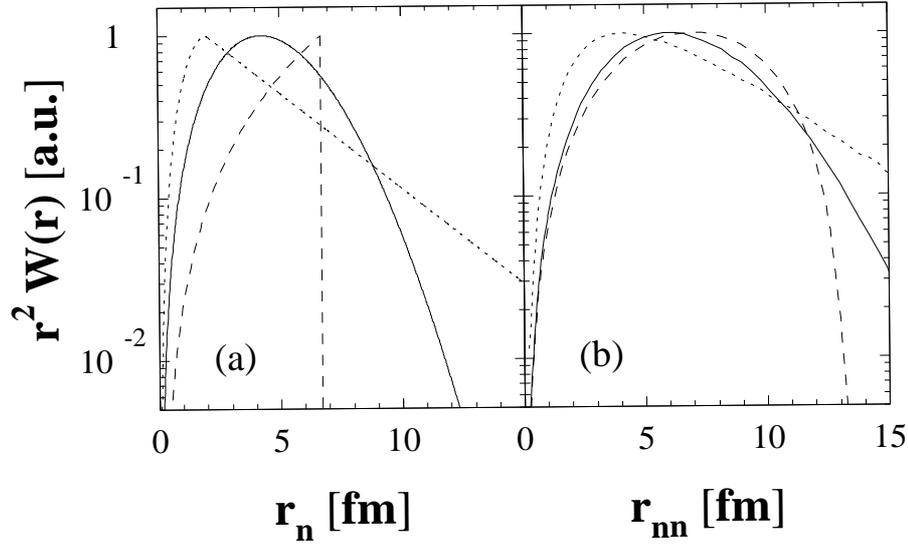


FIG. 3.5 – Distributions de densité absolue (a) et relative (b) pour trois paramétrisations : gaussienne (trait plein avec  $r_0 = 3$  fm), sphérique (tirets avec  $R = \sqrt{5}r_0$ ) et de type Yukawa (pointillés avec  $\rho = \sqrt{6}r_0$ ). Ces trois distributions ont été normalisées à la distance moyenne absolue  $r_n^{rms}$  [Marq].

L'expression et la distance absolue moyenne rms (root-mean-square) pour chacune de ces paramétrisations sont regroupées dans le tableau 3.1.

$W(r_n)$	Expression	$r_n^{rms}$ (fm)
gaussien	$\exp(-r_n^2/2r_0^2)$	$\sqrt{3}r_0$
sphérique	$step(r_n - R)$	$\sqrt{3/5}R$
Yukawa	$[\exp(-r_n/\rho)/r_n]^2$	$\rho/\sqrt{2}$

TAB. 3.1 – Expression et distance absolue rms pour les trois paramétrisations.

La différence de forme pour les distances relatives entre ces trois paramétrisations est très faible. Celle gaussienne semble donc une bonne approximation au premier ordre pour modéliser la source d'émission des neutrons (cf. équations 3.8 et 3.9).

L'expression de la taille de la source dépend alors de la distance rms relative entre les neutrons :

$$d_{rms} = \sqrt{6}r_0 \quad (3.11)$$

et s'écrit :

$$W(d, \Delta t) = \exp\left(-\frac{d^2}{2/3d_{rms}^2} - \frac{\Delta t^2}{4\tau_0^2}\right) \quad (3.12)$$

ou :

$$W(d) = \exp\left(-\frac{d^2}{2/3d_{rms}^2}\right) \quad (3.13)$$

dans le cas de l'approximation d'un temps d'émission nul.

Le choix d'une approximation gaussienne pour la source d'émission des neutrons à l'avantage de conduire à une fonction de corrélation analytique lorsque le temps est nul.

### 3.2.4 Construction expérimentale

Les expressions de la fonction de corrélation présentées précédemment permettent de prendre en compte ces corrélations dans le programme de simulation. Cependant, il est aussi nécessaire de construire la fonction à partir des données expérimentales.

La fonction est définie comme le rapport entre la partie corrélée des neutrons et la partie correspondant à l'espace de phases (équation 3.2). D'un point de vue expérimental, ce rapport, normalisé à l'unité pour les grandes valeurs de moment relatif où les effets FSI et QSS ne se font plus sentir, devient :

$$C_{nn}(p_1, p_2) = \frac{N(p_1, p_2)}{D(p_1, p_2)} = \frac{d^2n/dp_1dp_2}{(dn/dp_1)(dn/dp_2)} \quad (3.14)$$

$N(p_1, p_2)$  est directement la distribution des deux neutrons détectés en coïncidence dans le détecteur.  $D(p_1, p_2)$  est une distribution entre deux neutrons décorrélés, mais détectés à partir du même dispositif expérimental et issus d'un même type de réaction. Ce dénominateur est plus difficile à extraire expérimentalement et requiert une procédure de mélange d'événements pour sa construction.

### 3.2.5 Mélange d'événements

Le but de cette procédure est de créer des paires virtuelles de neutrons, dans lesquelles ces deux neutrons ne se sont pas «vus» durant la réaction de cassure et sont donc insensibles aux effets FSI. Parmi les événements «triples» réels issus des données (un fragment et deux neutrons), un tirage aléatoire est effectué pour obtenir un neutron d'un événement et un deuxième neutron d'un autre événement.

La distribution  $D(p_1, p_2)$  obtenue tient ainsi compte des effets expérimentaux tels l'acceptance du dispositif. Ces effets, présents également dans la distribution corrélée  $N(p_1, p_2)$ , seront «lavés» lors du calcul du rapport  $C_{nn}$  [Zajc84].

Cependant, en raison de l'importance de l'effet des interactions FSI sur la fonction de corrélation, le mélange d'événements initial ne permet pas de supprimer toutes les corrélations dans  $D(p_1, p_2)$ . En effet, la probabilité de tirer deux neutrons dans la zone des faibles moments relatifs est plus importante que celle de tirer deux

neutrons ayant un moment relatif plus grand. Cette considération mathématique peut être complétée par une illustration expérimentale ; seule une petite région en moment relatif est observée par le détecteur, ainsi pour tous les événements, les deux neutrons auront tendance à avoir des valeurs de  $q$  assez similaires. Une paire virtuelle aura donc également un moment relatif proche des précédents.

Afin de supprimer ces corrélations résiduelles, une méthode itérative va être employée.

Une inversion de l'équation 3.14 donne :

$$\frac{d^2n}{dp_1 dp_2} = C_{nn}(p_1, p_2) \frac{dn}{dp_1} \frac{dn}{dp_2} \quad (3.15)$$

La distribution d'une particule d'un événement du mélange est obtenue en intégrant sur toutes les autres particules :

$$\frac{d\tilde{n}}{dp} = \int \frac{d^2n}{dp dk} dk \quad (3.16)$$

En reportant l'équation 3.15 dans 3.16, cette distribution s'écrit :

$$\frac{d\tilde{n}}{dp} = \frac{dn}{dp} \int C(p, k) \frac{dn}{dk} dk \quad (3.17)$$

$$= \frac{dn}{dp} \langle C(p) \rangle \quad (3.18)$$

Ainsi, la distribution d'un neutron «mêlé» est modifiée par la corrélation moyenne  $\langle C(p) \rangle$  de ce neutron avec tous les autres. A cause des effets du dispositif expérimental et des effets physiques, cette corrélation moyenne peut être différente de l'unité [Zajc84], notamment pour les neutrons du halo où les corrélations sont importantes.

Il est donc nécessaire d'éliminer cette corrélation moyenne en imposant à chaque neutron de moment  $p_i$  un poids  $\omega(p_i)$  inversement proportionnel à la corrélation moyenne de ce neutron avec tous les autres :

$$\omega(p_i) = \frac{1}{\langle C(p_i) \rangle} \quad (3.19)$$

Cependant, cette expression qui sert à calculer la fonction de corrélation, nécessite de connaître cette même fonction ; une procédure itérative, avec  $\omega^{(1)}$  (poids de la première itération) initialisé à 1, se justifie alors jusqu'à obtenir la convergence de  $C_{nn}$  [Zajc84].

La corrélation moyenne est de plus définie par (équation 3.17 et 3.18) :

$$\langle C(p) \rangle = \int C(p, k) \frac{dn}{dk} dk \quad (3.20)$$

$$= \int C(p, k) \frac{d\tilde{n}/dk}{\langle C(k) \rangle} dk \quad (3.21)$$

Il est donc nécessaire de connaître la corrélation moyenne des autres  $k$  événements pour le calcul de celle de l'événement  $p$ . A chaque étape  $n$  de la boucle itérative

permettant d'obtenir  $C^{(n+1)}(q)$ , une deuxième boucle est imbriquée permettant de calculer le degré de corrélation  $\langle C \rangle^{(n)}$ . Pratiquement, la corrélation moyenne d'un neutron parmi  $N$  est calculée par :

$$\langle C(p_i) \rangle^{(n)} = \frac{1}{N-1} \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{C^{(n-1)}(p_i, p_j)}{\langle C(p_j) \rangle^{(n)}} \quad (3.22)$$

Pour le calcul de  $C^{(n-1)}(p_i, p_j) \equiv C^{(n-1)}(q_{ij})$ , au lieu d'utiliser la forme analytique obtenue par un ajustement de  $C^{(n-1)}$  [Zajc84], une interpolation de la valeur et de l'erreur statistique est réalisée entre les deux canaux entourant  $q_{ij}$  dans la distribution discrète de  $C^{(n-1)}$  [Marq00b]. Cette méthode permet ainsi de s'affranchir de la forme analytique de la fonction  $C$ , a priori non connue. La normalisation de  $C$  n'est pas nécessaire à chaque étape, seule la dernière itération, quand la convergence est atteinte, sera normalisée proprement.

### 3.2.6 $C_{nn}$ : premières applications

La figure 3.6 montre le résultat de cette méthode d'interférométrie d'intensité avec mélange d'événements itératif, basée sur [Ledn82, Zajc84] et adaptée pour les noyaux à halo de deux neutrons par [Marq00b]. La fonction de corrélation a été calculée pour la dissociation (cœur+ $n+n$ )<sup>(3)</sup> de trois noyaux :  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$  et  ${}^{14}\text{Be}$ . La distribution en moment relatif  $N(p_1, p_2) \equiv N(q)$  (à gauche, en symboles) est piquée pour les faibles valeurs de  $q$ , signe de la corrélation entre les neutrons. Les lignes en pointillés, tirets et continues correspondent à la distribution  $D(p_1, p_2) \equiv D(q)$  reconstruite par mélange d'événements pour 1, 2 et 8 itérations. L'écart entre chaque itération est d'autant plus important que le numérateur  $N(q)$  est piqué, cependant, au bout de huit itérations, la fonction de corrélation ainsi construite converge pour les trois systèmes (à droite et en insert).

Il est alors possible de trouver un ajustement en supposant une source gaussienne et d'extraire la valeur de  $r_0$  correspondante. La valeur de  $d_{rms}$  obtenue pour ces trois systèmes est reportée dans le tableau 3.2.

Noyau	itérations	$r_0$ (fm)	$d_{rms} = \sqrt{6}r_0$ (fm)
${}^6\text{He}$	4	$2,4 \pm 0,5$	$5,9 \pm 1,2$
${}^{11}\text{Li}$	7	$2,7 \pm 0,6$	$6,6 \pm 1,5$
${}^{14}\text{Be}$	4	$2,2 \pm 0,4$	$5,4 \pm 1,0$

TAB. 3.2 – Distance moyenne  $d_{rms}$  obtenue pour la dissociation de l' ${}^6\text{He}$ , du  ${}^{11}\text{Li}$  et du  ${}^{14}\text{Be}$ . La deuxième colonne correspond au nombre d'itérations nécessaires dans la procédure de mélange d'événements itératif pour obtenir la convergence de la fonction de corrélation [Marq00b].

<sup>3</sup>Dans ces études, une dissociation coulombienne est supposée et les neutrons sont considérés comme spectateurs : la distance  $d_{rms}$  mesurée est assimilée à celle de l'état fondamental.

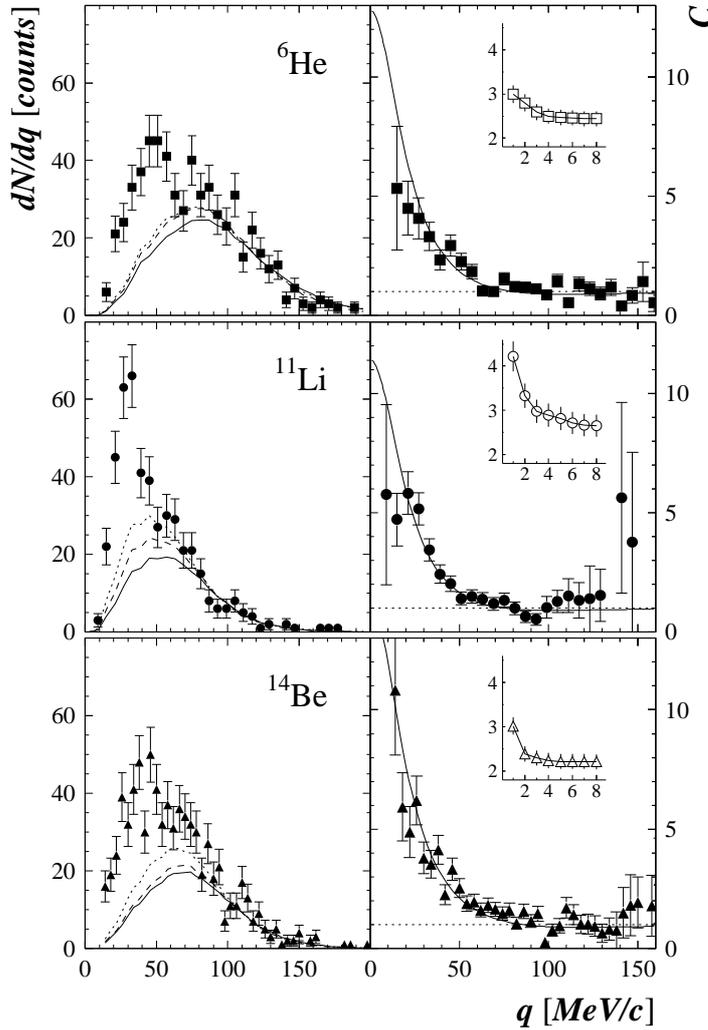


FIG. 3.6 – Fonction de corrélation (à droite) calculée pour la dissociation sur cible de plomb de l'  ${}^6\text{He}$ , le  ${}^{11}\text{Li}$  et le  ${}^{14}\text{Be}$ . La ligne continue correspond à un ajustement en supposant une source gaussienne. À gauche, distribution en moment relatif  $N(q)$  des neutrons (symboles) et la distribution  $D(q)$  reconstruite pour différentes itérations (en pointillés, tirets et continue pour  $i = 1, 2, 8$  respectivement). En insert, évolution de la valeur de  $r_0$  extraite de la fonction de corrélation pour les différentes itérations. Pour les trois systèmes, huit itérations sont suffisantes pour atteindre la convergence [Marq00b].

L'interférométrie d'intensité permet donc d'extraire, sous réserve des approximations, des informations sur la distance entre les neutrons dans les états excités, en se basant sur les interactions FSI. D'un point de vue expérimental, cette méthode nécessite de construire une distribution en moment relatif de neutrons non corrélés, obtenue par une procédure de mélange d'événements. Cette technique doit être réalisée de manière itérative afin de s'affranchir des corrélations résiduelles dans un mélange simple. La fonction de corrélation expérimentale ainsi obtenue peut être

ajustée avec une forme analytique (équation 3.10) afin d'extraire le paramètre  $r_0$  et de calculer la distance  $d_{rms}$ .

Cependant, l'équation 3.2 peut être étendue à une dimension temporelle ; la fonction de corrélation dépend alors du moment relatif  $q$  et de l'énergie relative, et possède comme variables libres la distance  $n-n$  et le temps  $\tau$  entre l'émission des deux neutrons [Ledn82]. La fonction de corrélation n'est donc plus uniquement un femtomètre mais également un chronomètre [Marq03].

Un temps non négligeable entre l'émission des deux neutrons dans un système à trois particules signifie formation d'une résonance entre un neutron et le cœur avec un certain temps de vie (figure 3.7). Dans ce cas, une autre technique, utilisée habituellement dans la physique des particules, peut être employée pour l'étude des corrélations à trois corps : l'analyse des tracés de Dalitz [Dali53, Perk87].

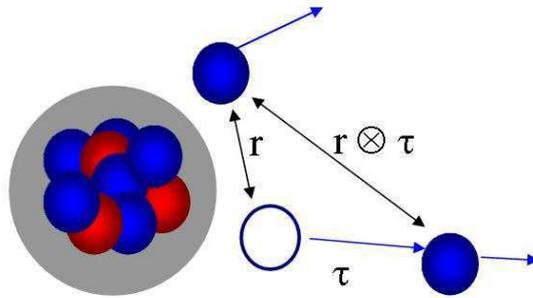


FIG. 3.7 – Schéma d'une décroissance séquentielle. Lorsque le temps d'émission  $\tau$  devient non négligeable, la résonance dans la voie cœur- $n$  devient détectable.

### 3.3 Tracés de Dalitz : sonder les corrélations à trois corps

#### 3.3.1 Principe

Les tracés de Dalitz permettent de mettre en évidence la résonance entre un neutron et le cœur lors d'une dissociation d'un noyau à halo. Ces tracés consistent en un spectre à deux dimensions, faisant intervenir les masses invariantes cœur-neutron et neutron-neutron. Ces masses se calculent à partir de la somme des moments des particules et nécessitent de pouvoir mesurer non seulement le quadri-vecteur des neutrons mais aussi celui du cœur. La distribution de ces masses invariantes est uniforme dans le cas où il n'y a pas d'interactions et consiste uniquement à une répartition cinématique répondant aux lois de conservation d'énergie et d'impulsion.

Dans le cas d'une résonance ou à cause des effets FSI entre les neutrons, ces distributions sont modifiées et conduisent à une répartition non-uniforme de la surface dans le spectre à deux dimensions.

Lors d'une dissociation d'un système cœur+ $n+n$ , l'énergie de décroissance n'est pas unique et conduit à des limites cinématiques pour les masses invariantes différentes pour chaque événement. Afin de pouvoir comparer facilement ces différents événements sur un seul spectre, une masse invariante réduite, normalisée entre 0 et 1, permet de regrouper toutes les données [Marq01]. Le calcul exact de ces différentes observables est présenté dans le paragraphe 6.1.3.1, page 113.

Afin d'extraire les variables d'intérêts, à savoir les valeurs de  $d_{rms}$  et de  $\tau$  (durée de vie de la résonance), il est cependant nécessaire de simuler l'ensemble de la réaction de dissociation et du dispositif expérimental. En laissant ces paramètres libres dans le programme de simulation, et en ajustant les résultats simulés sur les données, il est possible de déterminer leurs valeurs (voir le chapitre 7).

### 3.3.2 Les effets des corrélations sur les observables

Les figures suivantes présentent des simulations réalisées pour différentes configurations de dissociation d'un noyau à halo de deux neutrons.

La première simulation (figure 3.8) consiste en une décroissance purement cinématique dans l'espace des phases ; c'est à dire sans interactions FSI et sans passage par une résonance. Le tracé de Dalitz à deux dimensions présente une surface homogène à l'intérieur des limites cinématiques de la réaction.

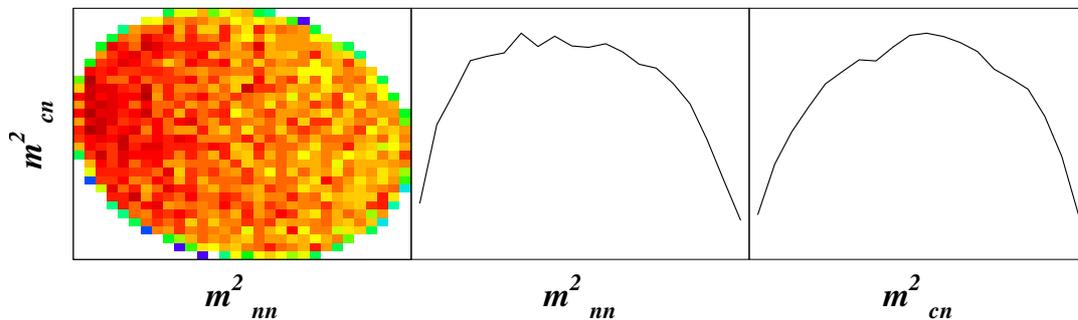
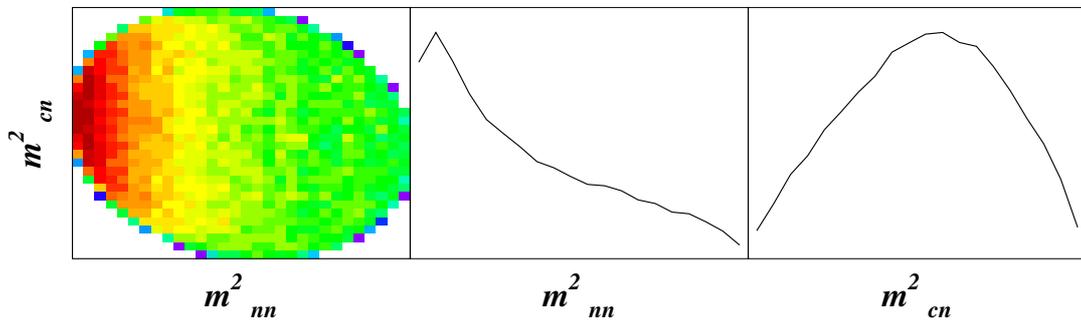
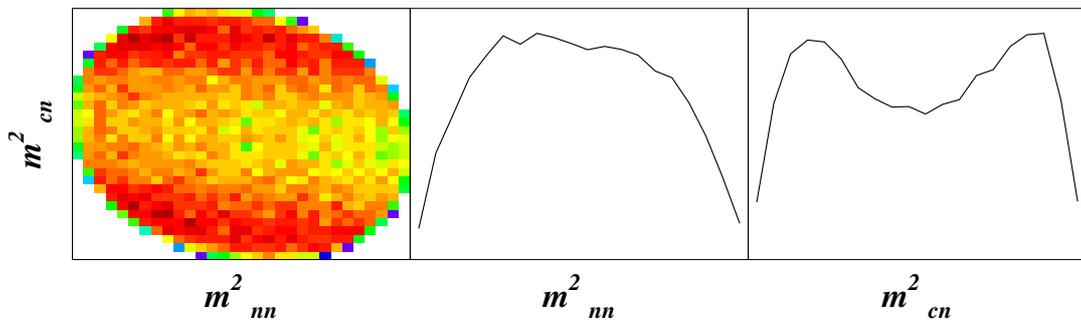


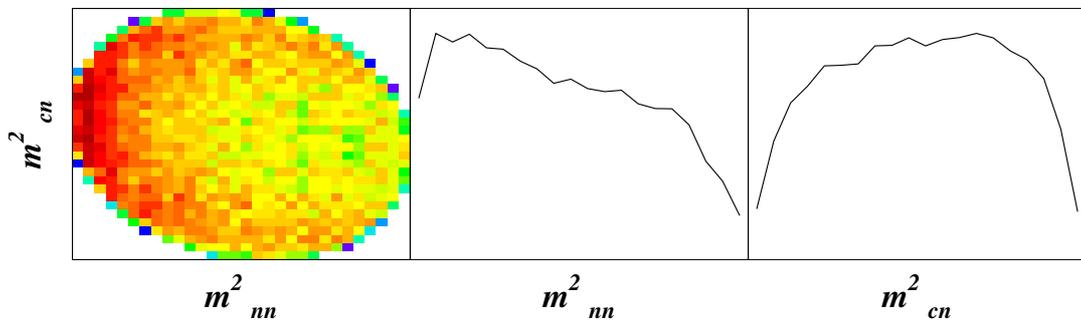
FIG. 3.8 – Simulations des tracés de Dalitz (masses invariantes réduites  $m_{nn}^2$  et  $m_{cn}^2$ ) pour une décroissance dans l'espace des phases.

Le deuxième cas (figure 3.9) est celui dans lequel seuls les effets de l'interaction  $n-n$  interviennent ; les deux neutrons sont émis simultanément et il n'y a pas de résonance dans la voie cœur- $n$ . Le spectre bi-dimensionnel présente une accumulation pour les faibles valeurs de la masse invariante réduite  $n-n$ , d'autant plus marquée que les neutrons interagissent fortement, donc que la distance  $d_{rms}$  est faible.

La troisième partie (figure 3.10) consiste, quant à elle, à une simulation ne prenant en compte que le passage par la résonance, donc une interaction entre les neutrons et le cœur. Dans ce cas, deux accumulations interviennent : une pour les faibles valeurs de la masse invariante réduite cœur- $n$  et une pour les valeurs proches de 1. L'une correspond aux interactions entre le cœur et le premier neutron, l'autre à celle avec le deuxième neutron, reflet de la résonance à cause de la limite en énergie.

FIG. 3.9 – Ajout des corrélations  $n$ - $n$  seules.FIG. 3.10 – Ajout des corrélations  $c$ - $n$  seules.

Le dernier cas, enfin, est une combinaison des deux précédents (figure 3.11), et correspond à un cas plus réaliste. Les deux interactions sont prises en compte et la surface du spectre de Dalitz est déformée en conséquence.

FIG. 3.11 – Ajout des corrélations  $n$ - $n$  et  $c$ - $n$ . Ces spectres correspondent à la somme respective des deux cas précédents.

Si les spectres de Dalitz sont sensibles aux corrélations mises en jeu, ils permettent également de quantifier les paramètres de corrélation telle que la distance entre les neutrons et la durée de passage par la résonance. L'intensité de la déformation observée dépend en effet de la valeur de ces paramètres.

Le passage par la résonance augmente la distance spatio-temporelle mesurée entre les neutrons. La mesure de la fonction de corrélation ne permet pas de détecter le passage par la résonance et la distance  $d_{rms}$  extraite est surestimée. En utilisant les tracés de Dalitz, la résonance devient détectable et la distance entre les neutrons peut être corrigée par la durée de vie  $\tau$ . Ces deux techniques sont alors complémentaires pour sonder de manière précise les corrélations dans les systèmes à trois corps et déterminer la structure spatio-temporelle de l'émission des deux neutrons du halo.

## 3.4 Approximations et limitations de l'approche

### 3.4.1 Source d'émission

Le formalisme utilisé jusqu'ici pour expliciter la fonction de corrélation est basé sur celui développé par Lednicky et Lyuboshits [Ledn82]. Cependant, ce formalisme fait appel à certaines approximations, notamment le fait que les neutrons sont issus indépendamment d'une source. Ceci est valable dans le cas de la physique des particules pour lequel il a été initialement utilisé, mais discutable dans le cas d'un noyau à halo [Yama05]. La source d'émission, dans cette approximation, est définie par  $\mathbf{W}(d)$  (équation 3.9) dans le cas d'une émission simultanée et  $\mathbf{W}(d, \Delta t)$  (équation 3.8) dans le cas d'une émission séquentielle.

Si l'émission des neutrons est considérée comme non indépendante, la distribution de la source dépend alors également du moment relatif :  $\mathbf{W}(d, \Delta t, \mathbf{q}_{nn})$ . Des calculs récents [Yama05], considérant cette hypothèse, ont prédit un minimum dans la fonction de corrélation et que celle-ci atteignait sa valeur asymptotique (égale à 1) uniquement pour des valeurs de moment relatif de l'ordre de 400 MeV/c, beaucoup plus que lorsque l'émission est considérée indépendante (figure 3.12).

Cependant, le formalisme développé par [Ledn82] reproduit bien les données issues d'études sur différents systèmes (cf. figure 3.6), malgré la moyenne sur les effets en moment relatif dans la source. Il n'a pas été montré que cette approximation induit une erreur sur la reconstruction de la fonction de corrélation. Le calcul réalisé par [Yama05] n'a de plus pas été confirmé et l'effet de la distance  $d_{rms}$  sur le minimum de cette fonction de corrélation n'a pas été étudié.

### 3.4.2 Sonder le continuum

Une limitation qui apparaît dans l'étude de dissociation des noyaux à halo est que le faisceau est excité lors de la réaction avec la cible et que les états sondés ne correspondent pas uniquement au fondamental. Ainsi, la distance  $d_{rms}$  extraite des études représente une moyenne des configurations des états excités ou du continuum et non pas la configuration des neutrons dans le fondamental. Des calculs récents de la collaboration RNBT, concernant l' ${}^6\text{He}$ , ont cependant montré que les configurations du halo peuvent être différentes suivant les états dans lesquels se trouve le

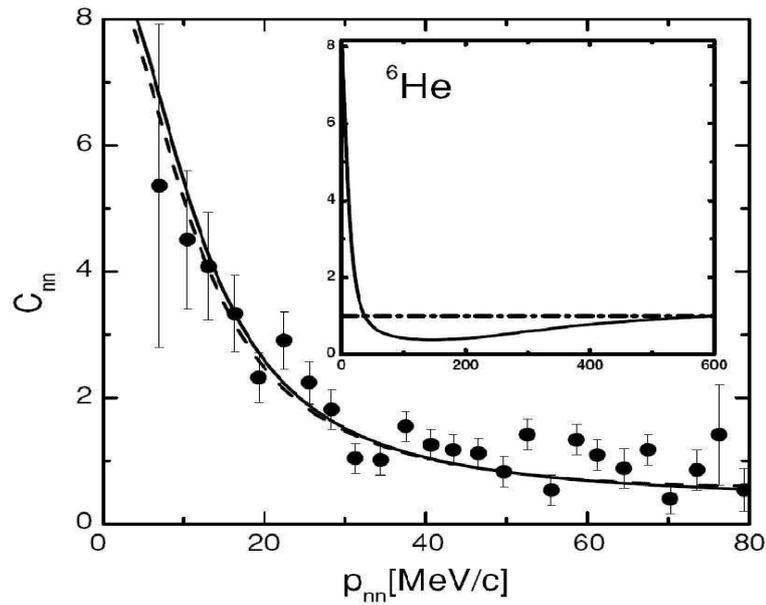


FIG. 3.12 – Fonction de corrélation obtenue pour des calculs avec émission cohérente des deux neutrons dans la cassure de l'  ${}^6\text{He}$ . Il existe un minimum avant que la fonction n'atteigne son asymptote pour les grandes valeurs de moment relatif [Yama05]. Les points correspondent aux données extraites de [Marq00b].

noyau avant la cassure [Dani04]. Ainsi, la distance correspondant à l'état résonant  $2^+$  est plus petite que celle correspondant à l'état  $1^-$  ou  $0^+$ .

Ces observations ont également été faites de manière expérimentale où une distance  $n$ - $n$  a été mesurée d'autant plus petite que la proportion de l'état  $2^+$  de l' ${}^6\text{He}$  était grande [Norm04]. Il faudrait donc être capable de séparer expérimentalement les différents états d'excitation du noyau pour sonder précisément les configurations du halo. Cela est parfois possible lorsque ces états sont identifiés dans le spectre en énergie de décroissance reconstruit à partir de la détection des produits de la cassure.



Dans cette première partie, après un chapitre consacré aux **généralités sur les noyaux à halo**, un rappel de l'interaction  $n$ - $n$  a été présenté. Les paramètres qui jouent un rôle important dans la modélisation des corrélations sont **la longueur de diffusion  $a_{nn}$  et la portée effective  $d_{nn}$**  de l'interaction. Les valeurs retenues pour ces paramètres sont de  $-18,5 \pm 0,5$  fm pour  $a_{nn}$  et  $2,8 \pm 0,11$  pour  $d_{nn}$ .

Une fois l'interaction  $n$ - $n$  définie, le troisième chapitre s'intéresse aux corrélations, avec la forme analytique utilisée, dépendante de la distance entre les neutrons et du temps d'émission. La modélisation de la source d'émission, sous forme d'une gaussienne, a été présentée ainsi que les approximations réalisées, notamment une forme analytique simplifiée ne prenant en compte que la distance  $d_{rms}$ .

Les méthodes employées pour sonder les corrélations dans l' $^8\text{He}$  ont également été présentées, dont **l'interférométrie d'intensité**, basée sur la construction d'une fonction de corrélation avec une procédure de mélange d'événements itératif et une méthode **des tracés de Dalitz**, qui permet de sonder les corrélations non seulement  $n$ - $n$  mais également cœur- $n$ . Cette seconde technique permet de mettre en évidence une décroissance séquentielle du noyau.

Il s'agit maintenant de présenter **l'aspect expérimental** de l'étude des corrélations, avec une **description** complète du dispositif utilisé au Ganil pour une expérience réalisée en 2002. Le deuxième chapitre de cette seconde partie concerne les **méthodes de calibrations** utilisées. **L'analyse et le programme de simulation** réalisés pour l'étude des données sont également abordés.



## Deuxième partie

### Approche expérimentale : du dispositif à l'analyse



# Chapitre 4

## Description des expériences

La réussite d'une expérience en physique nucléaire est bien souvent le fruit d'un travail de groupe et nécessite des installations et du matériel hors du commun. Les noyaux exotiques n'existent pas sur Terre, leur étude impose en premier lieu de les produire à l'aide notamment d'accélérateurs tels que le **Grand Accélérateur National d'Ions Lourds** de Caen (GANIL).

Le travail exposé dans cette partie s'appuie sur une expérience réalisée à l'aide de l'installation SPIRAL (**S**ystème de **P**roduction d'**I**ons **R**adioactifs en **L**igne) du GANIL et portant sur la cassure de  ${}^8\text{He}$  (E378, novembre 2002 [Marq02]).

### 4.1 Production des faisceaux

Le développement actuel des accélérateurs permet la production et l'accélération de faisceaux de noyaux stables ou exotiques, suivant la technique utilisée. Pour l'expérience E378, le dispositif SPIRAL a permis la production et l'accélération d'un faisceau d' ${}^8\text{He}$  à une énergie d'environ 15 MeV/nucléon mais avec une intensité relativement faible comparée à celle obtenue avec des faisceaux stables.

#### 4.1.1 Production des faisceaux primaires

Le faisceau d' ${}^8\text{He}$  utilisé pour l'expérience est en réalité trop exotique pour être produit directement. Il résulte de la fragmentation d'un faisceau primaire de  ${}^{13}\text{C}$  sur une cible épaisse. Ce faisceau primaire est produit dans les sources ECR (**E**lectron **C**yclotron **R**esonance) du GANIL puis accéléré dans un des cyclotrons C0 pour pouvoir être injecté et ré-accéléré dans un premier Cyclotron à Secteurs Séparés (CSS1). Il traverse ensuite une feuille d'épluchage pour augmenter la charge des ions avant d'être accéléré à nouveau dans le deuxième cyclotron (CSS2), jusqu'à une énergie de 75 MeV/nucléon (cf. le schéma 4.1 pour la disposition des différents éléments).

En sortie, il est stoppé dans la cible épaisse de  ${}^{12}\text{C}$  de l'installation SPIRAL, qui s'inspire de la méthode ISOL (**I**sotope **S**eparation **O**n **L**ine) développée au CERN. Parmi les fragments résultant de la collision  ${}^{13}\text{C}+{}^{12}\text{C}$ , se trouvent des atomes d' ${}^8\text{He}$ ,

piégés à l'intérieur de la cible. Pour en faciliter l'extraction, cette cible est maintenue à une température comprise entre 1 500 et 2 000°C. Les atomes sont ensuite ionisés sous forme d' $^8\text{He}^{2+}$  dans une source d'ions placée juste après la cible et accélérés à environ 60 keV. Ce faisceau secondaire est alors injecté dans le cyclotron CIME et accéléré jusqu'à une énergie de 15,7 MeV/nucléon. Les  $^8\text{He}$  peuvent ensuite être envoyés dans la salle d'expérience par l'intermédiaire du spectromètre LISE.

Les qualités optiques de ce faisceau exotique sont supérieures à celles obtenues directement par LISE et les taux de production pour l' $^8\text{He}$  sont également meilleurs : les intensités sont de l'ordre de  $10^2$  pps pour LISE mais  $10^4$  pps pour SPIRAL.

Il est en effet possible de créer un faisceau exotique à l'aide du spectromètre LISE (**L**igne d'**I**ons **S**uper **É**pluchés). Le faisceau primaire sortant de CSS2 subit une fragmentation sur une cible primaire de béryllium. La fragmentation des noyaux incidents génère une large palette de noyaux plus ou moins exotiques, avec des taux de production très variables. Il s'agit alors d'extraire les noyaux d'intérêt à l'aide du spectromètre en lui-même.

Cette technique a été utilisée durant l'expérience E378 pour produire différentes espèces d'ions nécessaires à la calibration des détecteurs.

#### 4.1.2 Le spectromètre LISE

Le spectromètre LISE s'étend sur les salles D3, D4 et D6 (cf. 4.1). Il est situé juste après la cible primaire en D3 et est composé de deux dipôles magnétiques, d'un dégradeur achromatique et d'un filtre de Wien (cf. le schéma 4.2).

Les noyaux du faisceau secondaire sont séparés en différentes étapes : la première sélection est réalisée par le dipôle 1 suivant la formule :

$$B\rho = \frac{M \times v}{Q} \quad (4.1)$$

avec  $B$  le champ magnétique du dipôle,  $\rho$  le rayon de courbure de la trajectoire de l'ion,  $M$ ,  $v$  et  $Q$  respectivement la masse, la vitesse et la charge de l'ion. Après ce dipôle, les ions sont séparés en *moment* au niveau du plan focal dispersif PF1. Les fragments traversent ensuite le dégradeur asymétrique pour subir une *perte d'énergie* proportionnelle à  $A^3/Q^2$ . Cette différence de perte d'énergie suivant les espèces d'ions va induire un rayon de courbure différent pour chacune dans le dipôle 2 et donc un point de focalisation *spatialement* différent dans le plan focal PF2. Un jeu de fentes mobiles permet alors de sélectionner l'espèce d'ions voulue. Il est alors également possible de poursuivre la purification du faisceau secondaire à l'aide du *filtre de Wien*, qui impose un champ magnétique et un champ électrique croisés, ne laissant passer que les ions qui ont la vitesse adaptée. Cette dernière sélection n'a pas été utilisée lors des expériences du groupe «noyaux exotiques», dans la mesure où il est encore possible de discriminer les ions à l'aide des détecteurs placés dans la chambre de réaction.

Pour une espèce d'ions donnée, l'asymétrie du dégradeur induit une perte d'énergie qui préserve le double achromatisme (angle et position) du spectromètre, c'est-

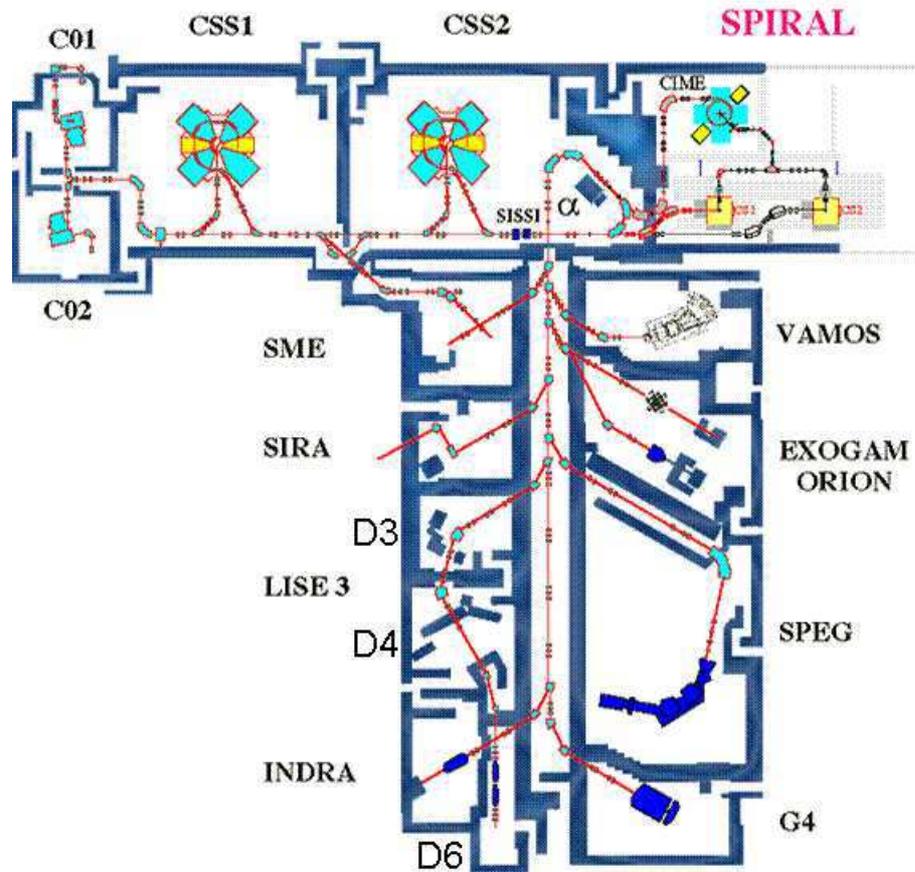


FIG. 4.1 – Schéma des aires expérimentales du GANIL. LISE est situé à droite de «l'arrêt de poisson» et se répartit sur les salles D3 (cible de production, premier dipôle et dégradeur), D4 (deuxième dipôle) et D6 (montage expérimental de l'expérience).

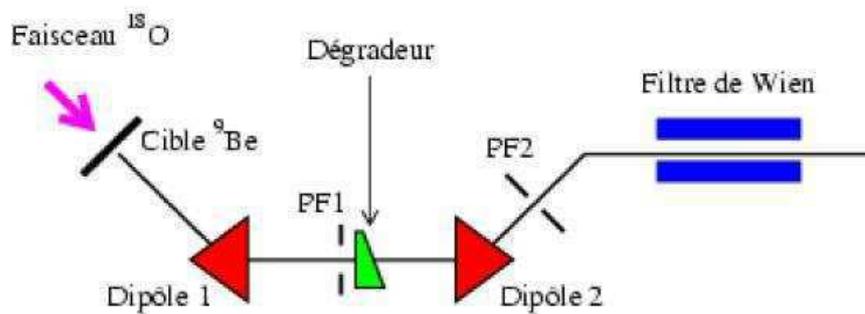


FIG. 4.2 – Schéma du spectromètre LISE3 au GANIL.

à-dire que ces paramètres en sortie sont indépendants, au premier ordre, de l'énergie des noyaux.

Pour illustrer plus en détail ces différentes étapes, les réglages de LISE réalisés pour créer un faisceau de  $^{15}\text{B}$  à partir d'un faisceau primaire stable sont détaillés en

annexe A.

## 4.2 Le montage expérimental

### 4.2.1 Une vue d'ensemble du montage

Ce sont les différents paramètres de réaction à mesurer qui vont définir le montage expérimental, en tenant compte des différentes contraintes inhérentes à de telles expériences : intensité faisceau possible, temps alloué, détecteurs disponibles et leurs performances. Dans le cadre des études sur les noyaux à halo, il est nécessaire de pouvoir reconstruire la cinématique complète de la réaction de cassure. Cela contraint donc le choix des détecteurs utilisés : un détecteur permettant l'identification et la mesure de la position des ions après réaction et un détecteur permettant la mesure de l'énergie et de la position du ou des neutrons en coïncidence avec cet ion. Un diagnostic faisceau est également utile pour déterminer le point d'impact, donc de réaction, des ions incidents sur la cible. La mesure de l'énergie neutron par temps de vol nécessite également un détecteur à réponse temporelle rapide et une distance suffisamment grande entre la cible et le détecteur. Le schéma 4.3 regroupe les différents détecteurs avec leur place relative. La chambre à vide est constituée d'une cuve d'environ 1 m de diamètre, équipée des supports adéquats pour recevoir les détecteurs et munie de pompes à vide complétant celles de la ligne faisceau de LISE et permettant une mise à l'air indépendante.

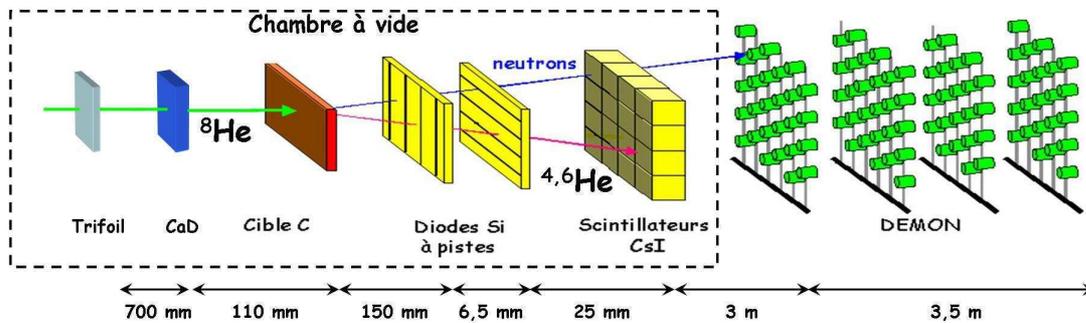


FIG. 4.3 – (Adaptée de [Norm04]) Vue schématique du dispositif expérimental. Sont représentés les détecteurs de diagnostic faisceau (gris-bleu), la cible (rouge), le détecteur de particules chargées (jaune) et le détecteur de neutrons (vert). Les distances indiquées permettent de rétablir l'échelle.

### 4.2.2 Le Trifoil

Le Trifoil est le premier élément de notre dispositif expérimental. C'est lui qui va servir de référence en temps (temps de vol des neutrons et des Chambres à dérive) et de trigger. Il est constitué d'une mince feuille de plastique scintillant ( $5 \times 5 \text{ cm} \times 100$

$\mu\text{m}$  de BC-408, sensible aux particules chargées et ayant un temps de réponse rapide) prise entre deux cadres de plexiglas qui servent de guide optique pour conduire la lumière vers trois photomultiplicateurs (photographie 4.4). La faible épaisseur de la feuille ne permet pas de produire un grand nombre de photons à chaque interaction, il est donc nécessaire d'appliquer une tension assez importante (-950 Volts) aux photomultiplicateurs pour avoir un signal mesurable. Cependant, avec cette tension, ils ont tendance à déclencher dans le bruit, noyant ainsi le signal de passage des ions. Pour palier à cela, trois photomultiplicateurs ont été utilisés : un événement sera considéré comme valide s'il y a un signal en coïncidence entre deux ou trois d'entre eux.

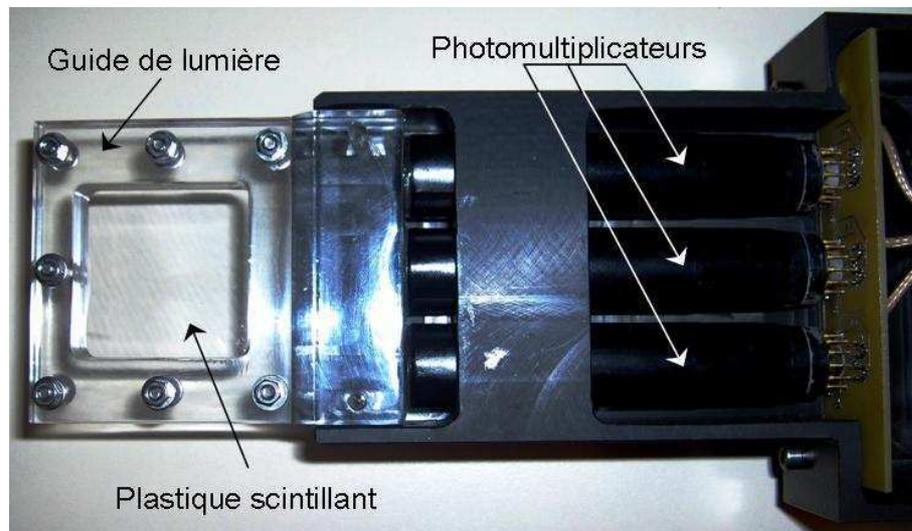


FIG. 4.4 – Photographie du Trifoil. La feuille mince de plastique scintillant est prise entre deux cadres de plexiglas qui guident la lumière vers les trois tubes photomultiplicateurs.

### 4.2.3 La Chambre à dérive : caractérisation du faisceau

La Chambre à dérive (CaD), construite au LPC et basée sur un design très similaire que celle développée au GANIL [MC98], est utilisée pour mesurer les positions de passage de noyaux incidents du faisceau secondaire de  $^8\text{He}$ , avant collision avec la cible. Ce détecteur gazeux, de grande efficacité, est constitué de quatre cellules identiques montées suivant les quatre orientations afin de permettre la reconstruction du point de passage des ions. Deux cellules donnent la position en X et deux autres, montées à  $90^\circ$  par rapport aux précédentes, donnent la position en Y (cf. le schéma 4.5). Le dispositif est donc redondant sur l'information en X et en Y, permettant d'accentuer l'efficacité et de s'affranchir d'un dysfonctionnement d'une des cellules. Cet affranchissement est en réalité limité par le fait que les quatre éléments ont une alimentation en gaz commune, un problème de fuite sur l'un d'entre eux pourrait engendrer un dysfonctionnement de l'ensemble du détecteur.

La photographie 4.6 montre le détail des cellules composées de deux feuilles de  $0,9 \mu\text{m}$  de mylar sur lesquelles ont été déposés environ  $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'Al ou d'Au suivant

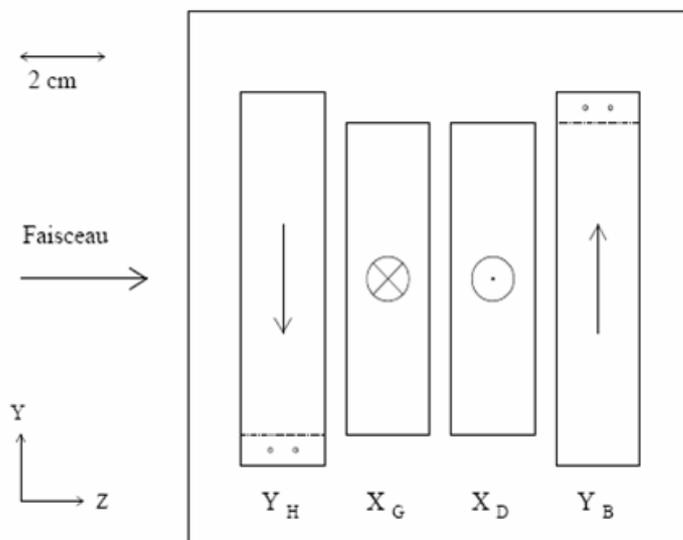


FIG. 4.5 – (D’après [Leco02]) Disposition des quatre cellules d’une Chambre à dérive. Les flèches indiquent le sens et la direction de dérive des électrons.

les Chambres. Dans ces cellules, remplies d’isobutane à une pression de 20 mbar, deux zones actives peuvent être détaillées : la partie supérieure dite de «dérive» dans laquelle a lieu l’ionisation du gaz et qui est parcourue par un champ électrique entre la cathode et la grille de Frish, permettant de faire dériver les électrons vers la deuxième zone, le compteur proportionnel, où ils sont multipliés et récoltés sur l’anode. Le signal d’intérêt est alors donné par le temps entre le «START» déclenché par l’ion traversant le Trifoil et le «STOP» fourni par la collection sur l’anode. Ce temps est dépendant du temps de dérive, donc de la position du passage de l’ion dans la Chambre, en supposant la pression du gaz constante.

Les quatre cellules sont regroupées dans une enceinte commune, avec une alimentation en gaz et les câbles pour les alimentations haute tension et la récupération des signaux physiques. Cette enceinte possède elle aussi deux fenêtres de  $1.5 \mu\text{m}$  de mylar.

La Chambre à dérive est située 11 cm avant la cible et permet de calculer le point d’impact du faisceau sur celle-ci.

#### 4.2.4 La cible secondaire

Le rôle de la cible secondaire (la cible primaire étant la cible de production de LISE) pour l’expérience concernant l’ $^8\text{He}$  (E378) est de permettre une réaction de cassure du faisceau.

Le choix des caractéristiques de la cible (matériau, épaisseur) va dépendre des réactions sollicitées et de l’énergie du faisceau incident. Dans le cas de la cassure de l’ $^8\text{He}$ , les réactions nucléaires (diffraction, absorption, cassure du cœur) sont à favoriser ; le choix s’est donc porté sur une cible de carbone (tableau 4.1). Une cible

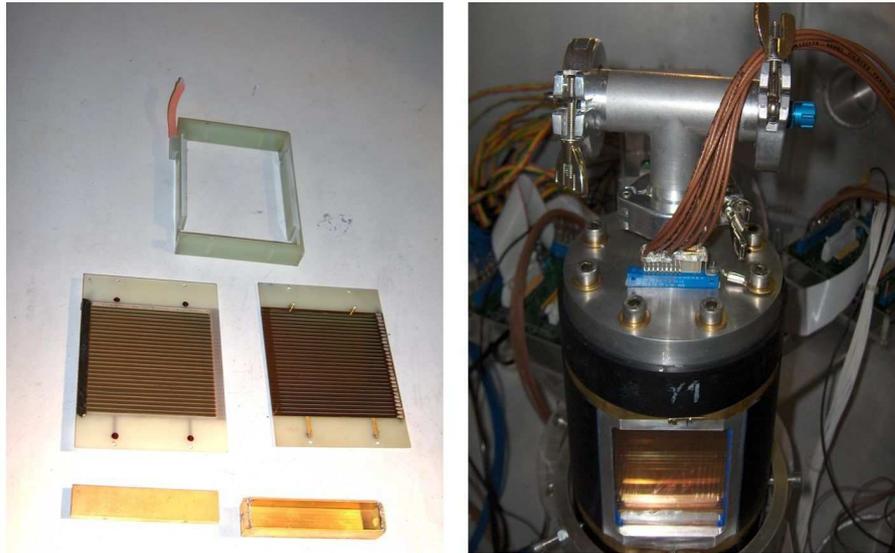


FIG. 4.6 – A gauche : Photographie des éléments d'une cellule de Chambre à dérive. Sont visibles le cadre constituant le support de la cellule, les deux fenêtres d'entrée-sortie en mylar recouvert d'or avec les fils permettant d'imposer un champ électrique de dérive entre la cathode (en bas à gauche) et la grille de Frish de la zone du compteur proportionnel (en bas à droite) à l'intérieur duquel se trouve l'anode.

A droite : Vue d'ensemble d'une Chambre à dérive, montée et câblée dans la chambre à vide.

de plomb a aussi été mise en place pour des réactions de dissociation coulombienne, l'épaisseur ayant été calculée pour une perte d'énergie identique dans les deux cibles.

Exp.	$E_{fais.}$ (MeV/nucléon)	Réactions	Cibles <sub>épais.</sub> (mg/cm <sup>2</sup> )
E378	15	Cassure <sup>8</sup> He	C <sub>95</sub> /Pb <sub>284</sub>

TAB. 4.1 – Caractéristiques des cibles secondaires utilisées pour l'expérience E378.

Ces cibles sont montées sur un porte cible électrique piloté à distance. Cela permet de changer de cible et faire des mesures «sans cible» en la remplaçant par un cadre vide, nécessaires entre autre pour les calibrations, sans avoir à intervenir dans la chambre.

#### 4.2.5 Le télescope CHARISSA : détection des fragments chargés

CHARISSA est l'acronyme pour «**CHAR**ged particle **IN**strumentation for **S**olid **S**tate **A**rrays», fruit d'une collaboration des universités de Birmingham, Surrey et York. Il s'agit d'un «télescope» permettant de détecter et d'identifier des particules chargées par mesure de pertes d'énergie ( $\Delta E_{Si} - E_{CSi}$ ).

Ce télescope peut être découpé en deux parties principales (figure 4.7) :



FIG. 4.7 – Vue d’ensemble de CHARISSA, les deux détecteurs Silicium sont visibles sur la droite, et à gauche, le mur de CsI, avec les photodiodes et les cartes de connexions électroniques.

#### 4.2.5.1 Les détecteurs Silicium : $\Delta E$

Le premier étage est constitué de deux diodes Silicium en série, de  $50 \times 50 \text{ mm}^2$  et de  $250 \text{ }\mu\text{m}$  d’épaisseur. Ces deux semi-conducteurs sont découpés en seize pistes résistives chacun, placées dans des directions croisées comme le montre la figure 4.8. Lorsqu’une particule chargée traverse le détecteur, elle va mettre en mouvement les électrons qui vont passer de la bande de valence à la bande de conduction du semi-conducteur. Ces électrons vont migrer vers les contacts situés aux deux extrémités de la piste et fournir ainsi un signal dont la somme est proportionnelle à l’énergie déposée. Le caractère résistif des pistes permet en outre une localisation spatiale de la particule; le signal sera d’autant plus atténué que le point d’impact est loin du contact.

L’amplitude du signal dépend donc à la fois de l’énergie déposée par le fragment et de son point de passage. L’abscisse  $X_{Si}$  de ce point d’impact est obtenue sur les pistes horizontales tandis que l’ordonnée  $Y_{Si}$  est donnée par celles verticales à l’aide des équations :

$$X_{Si} = \frac{E_G - E_D}{E_G + E_D} \quad (4.2)$$

et

$$Y_{Si} = \frac{E_H - E_B}{E_H + E_B} \quad (4.3)$$

avec  $E_G$  et  $E_D$ , les signaux énergie gauche et droite pour les pistes horizontales et de même  $E_H$  et  $E_B$ , les signaux haut et bas pour les pistes verticales. Outre

cette méthode qui donne la position avec une résolution de l'ordre de 0,5 mm il est également possible de connaître la position dans la direction perpendiculaire par le numéro de la piste touchée, mais avec une résolution de 3 mm correspondant à la largeur de la piste.

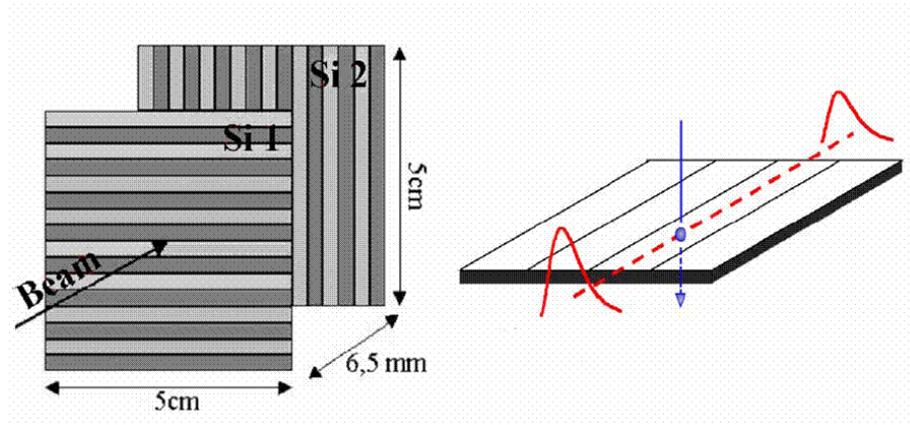


FIG. 4.8 – (D'après [Bouc05]) Représentation des deux détecteurs Silicium à pistes.

#### 4.2.5.2 Le détecteur à Iodure de Césium : E

Le deuxième étage est une matrice de seize cristaux ( $2,5 \times 2,5 \times 2,5 \text{ cm}^3$ ) de scintillateur inorganique solide de Iodure de Césium dopé au thallium (CsI(Tl)). Lorsqu'un ion pénètre dans un cristal, il y a création de paires électron-trou qui vont se mouvoir librement dans le cristal jusqu'à recombinaison sur l'activateur (ici du thallium) et émission de lumière. Une photodiode, collée derrière chaque cristal, récupère la lumière et assure la conversion en signal électrique. Le signal sera là encore proportionnel à la quantité de lumière collectée et donc à l'énergie déposée par l'arrêt de la particule dans le cristal.

En revanche, contrairement aux détecteurs Silicium, la relation entre la lumière récoltée et l'énergie déposée dépend de l'ion incident et n'est pas linéaire à basse énergie, ce qui complique la calibration et nécessite un calcul ion par ion comme décrit dans le paragraphe 5.2.2.2. L'emploi de seize petits cristaux plutôt qu'un seul gros permet une meilleure collection de la lumière et donc une meilleure résolution en énergie<sup>(1)</sup>. Cette configuration permet également une intensité plus importante car le flux de particules du faisceau se trouve réparti sur plusieurs cristaux. Une autre possibilité aurait été de laisser un trou dans le mur de CsI mais causant la perte des événements à  $0^\circ$ . L'épaisseur du CsI a été optimisée afin d'arrêter totalement les particules chargées mais en arrêtant le moins de neutrons possible. Le choix du matériau répond lui aussi à cette exigence, le Z du CsI étant beaucoup plus élevé que celui du Si, il faut moins d'atomes pour arrêter les ions avec moins de chance d'arrêter un neutron.

<sup>1</sup>Cette configuration permet également de réaliser des études de réactions avec plus d'un fragment dans la voie finale, par exemple  $^{10}\text{C} \rightarrow \alpha + \alpha + p + p$  [Ahme04].

### 4.2.6 DéMoN : détection des neutrons

Le faisceau étant diagnostiqué et les particules chargées détectées, il ne reste plus maintenant qu'à détecter les neutrons issus des réactions pour reconstruire la cinématique.

Ces neutrons ont une énergie d'une dizaine de MeV. Les scintillateurs organiques liquides possèdent les meilleures efficacités dans cette gamme d'énergie et possèdent de plus un temps de réponse court (de l'ordre de la nano-seconde), essentiel pour obtenir des mesures de temps de vol, et donc d'énergies, précises. Ces scintillateurs permettent également une discrimination neutron/ $\gamma$ , caractéristique importante pour la détection notamment d'un faible flux de neutrons. Afin de reconstruire la cinématique complète de la réaction, il est également nécessaire de connaître le moment (et donc la position) de chaque neutron et être capable de détecter des neutrons en coïncidence, d'où l'utilisation d'un multidétecteur.

Le choix s'est donc porté sur le multidétecteur DéMoN (**D**étecteur **M**odulaire de **N**eutrons)[Moua94], développé par le Centre de Recherche Nucléaire de Strasbourg, l'Université Libre de Bruxelles, l'Institut de Physique Nucléaire de l'Université Catholique de Louvain La Neuve et le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen, au début des années 90.

Il est constitué d'une centaine de modules indépendants, cette modularité offrant la possibilité de bénéficier d'une grande couverture spatiale et angulaire, ainsi que d'une bonne granularité.

Chaque module de DéMoN est constitué d'une cellule cylindrique étanche de scintillateur liquide NE213 (16 cm de diamètre et 20 cm de longueur) et d'un photomultiplicateur XP4512B capable de transformer la lumière émise par le scintillateur en signal électrique exploitable.

#### 4.2.6.1 Principe de détection

S'il est facile de détecter une particule chargée, il est en revanche plus difficile de détecter les neutrons. Il faut que ceux-ci mettent en mouvement des charges dans le scintillateur pour être vus, d'où la faible efficacité intrinsèque des détecteurs de neutrons.

Le NE213, étant constitué de chaînes carbonées de la forme  $(C_nH_m)_p$  avec une concentration d'hydrogène de  $4,82 \times 10^{22}/\text{cm}^3$ , est particulièrement efficace pour la détection des neutrons par transfert d'énergie grâce à la diffusion élastique  $n + p \rightarrow n + p$ .

Cependant, le rapport H/C de 1,213 favorise également les diffusions élastiques sur le carbone. D'autres voies de diffusions inélastiques sont de plus également possibles (tableau 4.2)([Moua94], [EM94]). Cela augmente l'efficacité du détecteur mais complique d'autant l'analyse des signaux de sortie dans le cas où une calibration de la lumière produite est nécessaire.

La particule chargée mise en mouvement provoque une excitation de type moléculaire [EM94] et l'intensité de lumière émise est d'autant plus importante que l'énergie de la particule est élevée et que sa charge est faible. Les réactions impliquant les noyaux de carbone, quoique plus nombreuses et ayant une section efficace plus importante, ont de ce fait une contribution négligeable à l'intensité de lumière

Réactions		Sections efficaces (b)
n + p	→ n + p	0,406
n + <sup>12</sup> C	→ n + <sup>12</sup> C	0,900
n + <sup>12</sup> C	→ n' + <sup>12</sup> C + γ (4,44 MeV)	0,104
n + <sup>12</sup> C	→ α + <sup>9</sup> Be - 5,7 MeV	0,048
n + <sup>12</sup> C	→ n' + 3α - 7,3 MeV	0,210
n + <sup>12</sup> C	→ 2n + <sup>11</sup> C - 18,7 MeV	0,005
n + <sup>12</sup> C	→ p + <sup>12</sup> B - 12,6 MeV	0,100

TAB. 4.2 – Liste des réactions possibles entre un neutron et le NE213 [Moua94]. Les sections efficaces sont données pour des neutrons de 24 MeV.

émise (courbes 4.9) [Norm01]. Afin de s'affranchir de la nature de la particule pour exprimer la quantité de lumière produite, le MeVee (MeV équivalent électron) est l'unité utilisée. Elle correspond à l'énergie qu'aurait déposée la particule incidente si elle avait été un électron. Ainsi, pour un électron, 1 MeVee équivaut à 1 MeV.

L'énergie déposée par la particule chargée E (en MeV) peut être convertie en quantité de lumière produite L (en MeVee) grâce à la relation semi-empirique [Ceci79] :

$$L = a_1 E - a_2 (1 - e^{a_3 E^{a_4}}) \quad (4.4)$$

Les coefficients  $a_i$  dépendent du type de particules chargées mises en mouvement. Les valeurs de ces coefficients sont regroupées dans le tableau 4.3. La conversion inverse se fait par une méthode itérative.

	Electron	Proton	Alpha	Carbone
a <sub>1</sub>	1	0,83	0,41	0,017
a <sub>2</sub>	0	2,82	5,9	0
a <sub>3</sub>	-	0,25	0,065	-
a <sub>4</sub>	-	0,93	1,01	-

TAB. 4.3 – Coefficients de conversion entre énergie en MeV et lumière en MeVee en fonction de la particule émise.

La formule 4.4 se traduit graphiquement par les courbes 4.9, mettant bien en évidence que la lumière provient essentiellement des électrons et des protons.

#### 4.2.6.2 Discrimination n-γ

La nécessité de pouvoir discriminer les neutrons des γ explique le choix du scintillateur liquide pour DéMoN. La lumière émise dépend en intensité et en forme de l'énergie et de la nature de la particule mise en jeu. Comme les neutrons et les γ ne mettent pas en mouvement les mêmes types de particules (les γ interagissant sur les électrons), il devient alors possible de les discriminer. La lumière induite par chacun va être convertie en photoélectrons par la photocathode placée entre la cellule de

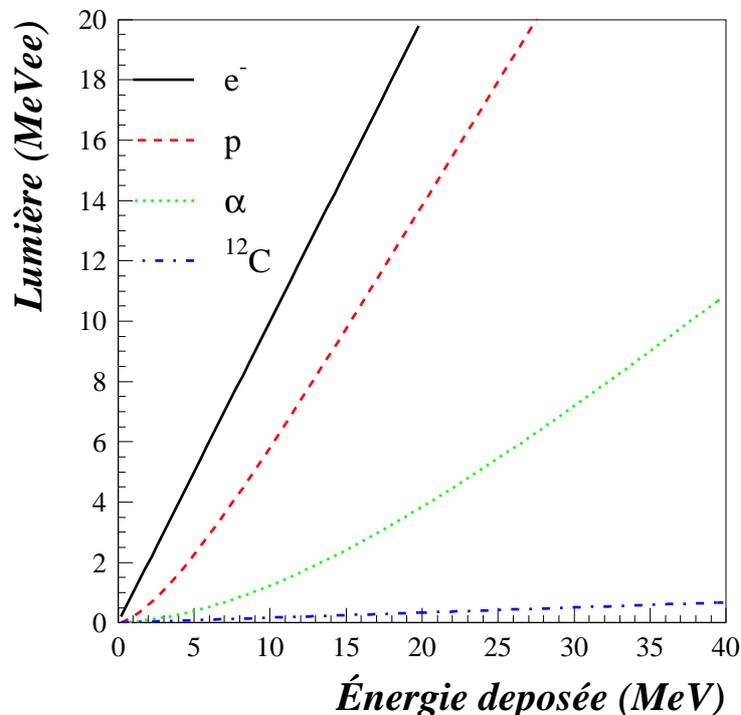


FIG. 4.9 – Conversion entre énergie en MeV et lumière en MeVee pour différentes particules chargées. Les contributions prédominantes proviennent des électrons et des protons.

NE213 et le tube photomultiplicateur, ces électrons ensuite multipliés vont provoquer un signal électrique différent selon leur origine (courbe 4.10). En intégrant ce signal sur deux portes en temps séparées, il est alors possible d'obtenir la charge «totale» et la charge «lente».

En traçant la charge lente en fonction de la totale, deux bananes sont alors facilement séparables, pour cette énergie, par un polynôme d'ordre 3, déterminé pour chaque détecteur (figure 4.11) [Moua94].

En plaçant un seuil au delà de la limite où les bananes sont confondues, il est alors possible d'isoler les neutrons.

#### 4.2.6.3 Efficacité du dispositif DéMoN

L'efficacité intrinsèque de détection des neutrons est loin d'être de 100%, étant donné le mode d'interaction de ceux-ci dans le scintillateur. En simulant les différentes réactions possibles dans un module, l'efficacité de DéMoN en fonction de l'énergie des neutrons a été simulée [Labi99a] à l'aide du code de calcul GEANT. La courbe obtenue pour un seuil de détection de 500 keVee est en accord avec les points expérimentaux [Vari99] (courbe 4.12).

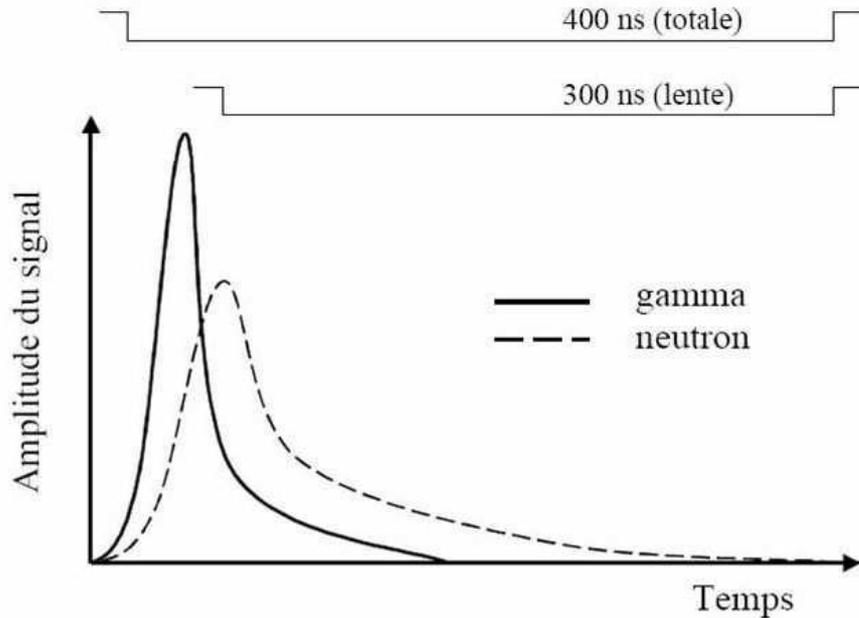


FIG. 4.10 – Signaux en sortie du photomultiplicateur de DéMoN pour un neutron et un  $\gamma$ . La réponse du détecteur étant sensible à la particule incidente, il est possible de séparer les deux contributions en intégrant sur des temps différents.

Cette efficacité intrinsèque de l'ordre de 30% à 50 MeV, relativement élevée pour des neutrons, doit cependant être convoluée avec l'efficacité géométrique de l'ensemble des modules, elle aussi de l'ordre de 30% pour la géométrie utilisée dans le cas de réactions de cassure. L'efficacité totale de détection d'un neutron ( $\varepsilon_n$ ) par le dispositif DéMoN est donc de 10% environ. L'efficacité  $\varepsilon$  de détection de  $x$  neutrons en coïncidence est alors de :  $\varepsilon_{xn} \approx \varepsilon_n^x$ .

#### 4.2.6.4 Disposition des modules : filtre anti-diaphonie

Le neutron interagissant dans un module laisse en moyenne la moitié de son énergie (formule 4.5),

$$E_{n'} = E_n - E_p = E_n \times (1 - \cos^2(\theta_p)) \quad (4.5)$$

(avec  $E_n$ ,  $E_p$ ,  $E_{n'}$  les énergies initiale, déposée et restante, respectivement, et  $\theta_p$ , l'angle de diffusion), la probabilité pour qu'il s'arrête dès la première collision est donc faible. Plusieurs problèmes peuvent être rencontrés :

- le neutron interagit plusieurs fois dans le module, dégradant la mesure de temps de vol. Une optimisation de la taille des modules (profondeur moyenne d'interaction du neutron de 8,5 cm [Labi99a]) peut réduire ce problème.
- le neutron diffuse sur un élément de l'environnement avant d'être détecté par un module. La direction et l'énergie du neutron détecté sont alors faussées.

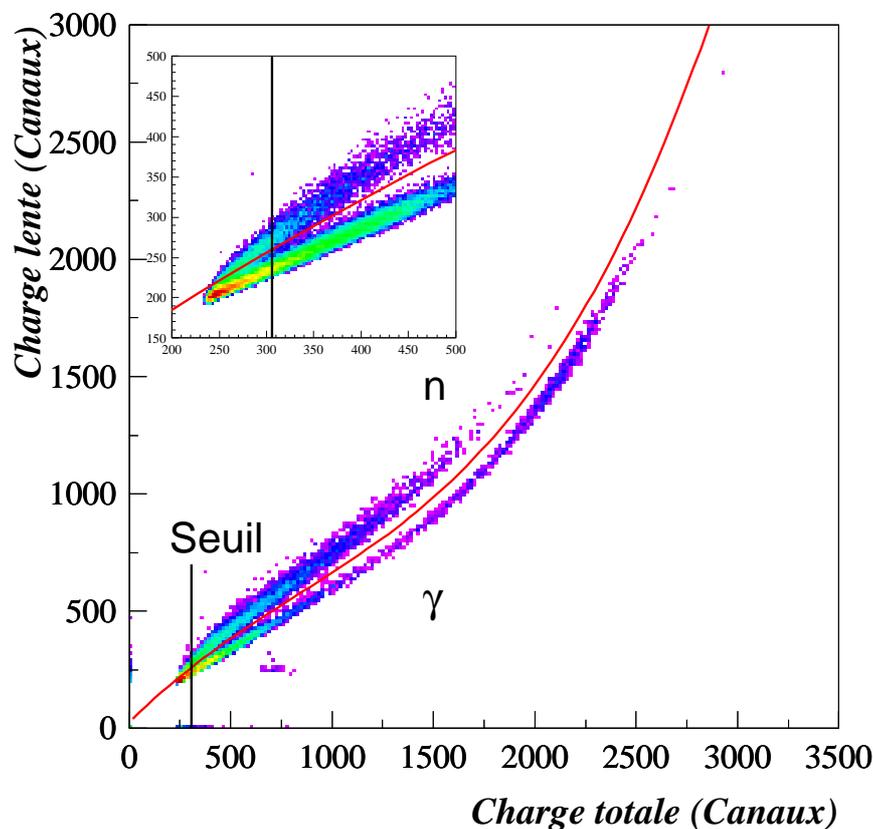


FIG. 4.11 – Charge lente en fonction de la charge totale. La banane supérieure correspond aux neutrons, l'autre aux  $\gamma$ . Pour ne garder que les premiers, un polynôme en  $Q_{tot}$  (en rouge), tracé pour chaque détecteur, détermine une limite inférieure en charge lente. Le seuil est fixé à la limite de confusion des bananes (zoom en insert).

Une minimisation des structures de support des modules et de l'ensemble du dispositif peut limiter ces interactions parasites.

- le neutron ne dépose pas assez d'énergie dans un premier module pour être détecté et va ensuite créer un signal dans un deuxième module. Là encore, l'énergie et la direction du neutron seront erronées. Il n'est pas possible d'identifier ces événements dans l'analyse mais des simulations réalisées avec GEANT [Leco02] montrent que seuls 6% des événements sont concernés par ce cas de figure et le précédent. La résolution en énergie est donc peu dégradée.
- le neutron crée un signal dans deux modules de manière consécutive. Ce phénomène et le précédent sont qualifiés de diaphonie. Ce cas de figure ne pose pas

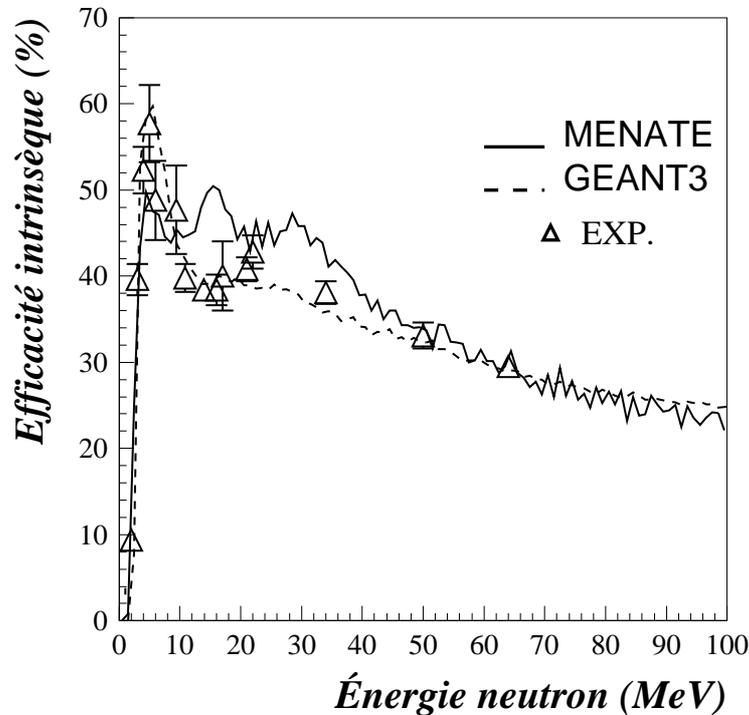


FIG. 4.12 – *Efficacité intrinsèque simulée d'un module DéMoN. La courbe en trait plein correspond à une simulation avec le code MENATE [Dese91], la courbe en pointillé à une simulation GEANT3 [Labi99a] et les points à des données expérimentales [Vari99].*

de problème dans le cas de la détection d'un seul neutron, il suffit de garder les caractéristiques du premier module touché en temps, mais devient contraignant dans le cas de la détection de deux neutrons en coïncidence ; il y a alors création d'un doublet fortuit.

Afin de limiter au maximum ce phénomène, il est nécessaire de placer astucieusement les modules, afin de minimiser l'angle solide de détection pour un neutron sortant d'un module, tout en conservant l'angle solide de l'ensemble du dispositif important, pour un neutron issu de la cible. La distance entre deux modules d'angle proche doit donc être maximale mais la projection de cette distance sur le plan perpendiculaire au faisceau doit être minimale (figure 4.13) car les neutrons émis en vol depuis la cible seront dirigés aux petits angles avant. Les modules ainsi concentrés autour de l'axe faisceau couvrent un angle de  $\pm 13^\circ$  en vertical et en horizontal.

Cette configuration de DéMoN est également optimisée pour l'utilisation d'un filtre cinématique. Celui-ci a été développé ([Labi99a, Marq00a]) afin de rendre possible l'analyse des données. Lorsque plusieurs modules sont touchés, le filtre va vérifier, par des considérations cinématiques et géométriques, qu'un neutron avait les

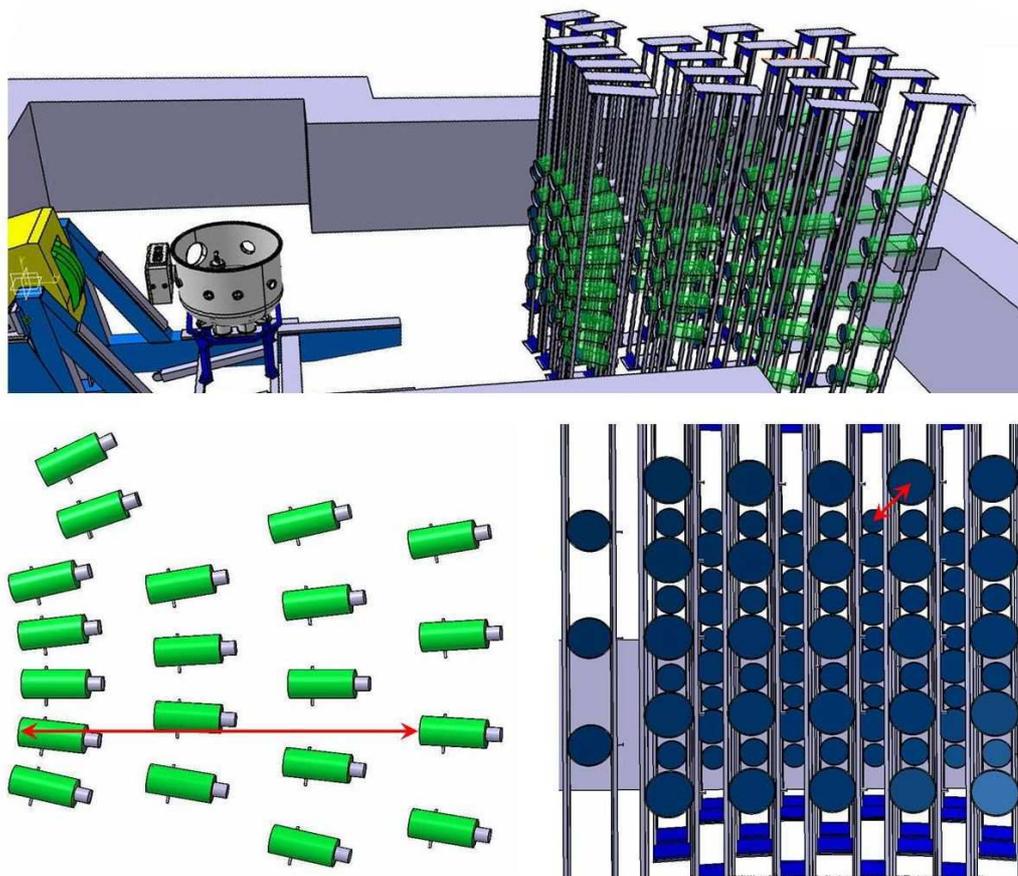


FIG. 4.13 – (Service mécanique du LPC) Disposition des modules DéMoN pour les expériences E378 (vue d'ensemble du dispositif en haut). La configuration étagée permet une grande distance entre deux proches voisins (vue de dessus en bas à gauche) tout en couvrant le plus grand angle solide possible pour un neutron issu de la cible (vue de face depuis la cible, en bas à droite). Les flèches rouges représentent la même distance sur les deux vues.

caractéristiques possibles pour passer d'un module à l'autre. Si c'est le cas, il va les regrouper en un seul événement ayant le temps de vol et la position du premier module touché. (cf. détails partie 6.1.1.3)

#### 4.2.7 Électronique et système d'acquisition

L'électronique<sup>(2)</sup> des Chambres à dérive et de CHARISSA est au standard CAMAC avec une détection dite «synchrone» ; l'événement ne sera codé qu'après validation par le trigger général (FTR pour «Fast Trigger Request»). Les signaux de ces deux détecteurs vont être propagés suivant deux voies :

- la première, analogique, va permettre le codage de l'information physique des détecteurs après passage par des pré-amplificateurs et amplificateurs. Le signal des CaD, passé au travers d'un TFA («Timing Filter Amplifier»), est codé par

<sup>2</sup>Pour un schéma plus complet de l'électronique, se référer à [Pain04]

un TDC («Time to Digital Converter») qui fournit une amplitude proportionnelle au temps entre deux signaux («START» et «STOP»). Pour CHARISSA, l'énergie est codée par un ADC («Analogue to Digital Converter»).

- La deuxième, logique, est distribuée vers des échelles de comptage pour la surveillance de l'acquisition et vers le FTR.

L'électronique de DéMoN, quant à elle, est au standard VXI («VME eXtension for Instrumentation») dont les cartes ont été développées spécialement pour le multidétecteur. Le signal issu du photomultiplicateur de chaque module va donner trois informations : la charge totale ( $Q_{tot}$ ), la charge lente ( $Q_{slow}$ ) et le temps de vol de la particule détectée. Chaque module dispose de sa propre voie d'électronique identique à celle représentée sur le schéma 4.14. Le signal est envoyé dans un «Discriminateur à Fraction Constante» (DFC) qui va l'accepter ou non, suivant le réglage du seuil.

Ce DFC va alors générer deux portes logiques pour le «Convertisseur Charge Tension» (QDC) qui va ainsi collecter la charge totale et la charge lente du signal, arrivé au QDC après ouverture des portes (rôle du retard). Le «Time to Amplitude Converter» (TAC) va quant à lui coder la durée entre le «START» donné par le signal en lui même et le «STOP» fourni par le FTR (montage en «STOP» commun : chaque voie déclenche son propre «START» mais c'est le trigger général qui déclenche le «STOP», cf. 5.3.1 pour plus de détails).

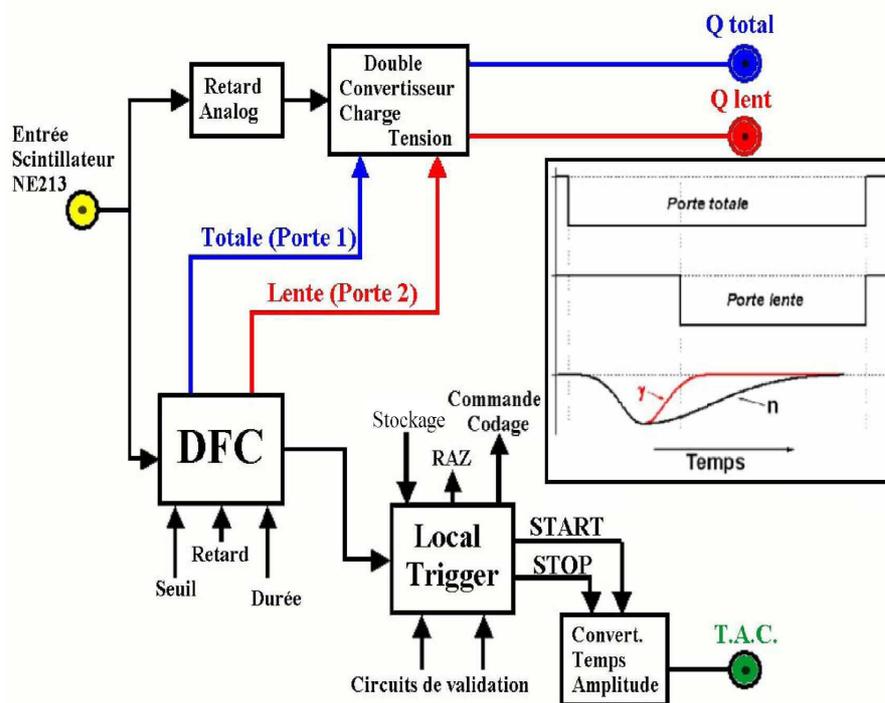


FIG. 4.14 – (D'après [Bouc05]) Voie d'acquisition d'un module DéMoN. Dans l'encadré, les intervalles d'intégration du signal.

Cette voie d'acquisition est dite «asynchrone», le signal sera traité quoiqu'il arrive mais sera enregistré uniquement en cas de validation par le FTR. Dans le cas

contraire, ou après enregistrement, les compteurs sont remis à zéro et l'acquisition d'un nouvel événement peut avoir lieu.

Plusieurs triggers ont été définis pour l'expérience : un trigger sur DéMoN, un sur CHARISSA, un sur le Trifoil et une combinaison Trifoil $\otimes$ DéMoN. Une combinaison de ces différents triggers pouvait être utilisée pendant l'acquisition. Ces triggers permettent les différents réglages nécessaires au montage de l'expérience, mais celui utilisé pour la prise de données consiste en un «ET» logique entre le Trifoil et DéMoN.

L'événement complet (signaux CAMAC et VXI) est récolté par le châssis VME qui regroupe la partie informatique de l'acquisition. Cet événement va ensuite être envoyé vers les stations de travail qui permettent de suivre l'expérience en ligne, mais surtout l'enregistrement des données sur bandes magnétiques de type «DLT». Ces données sont ensuite relues à l'aide d'un programme codé en FORTRAN pour être mises sous forme de ntuples exploitables à partir de programmes FORTRAN et de la librairie HBOOK et lisibles par le logiciel de visualisation PAW, ces deux derniers développés par le CERN [Brun89, Coll95].

# Chapitre 5

## Les calibrations des détecteurs

Comme il a été montré dans le chapitre précédent, les détecteurs ont pour but de réagir aux sollicitations des particules les traversant en fournissant un signal de nature électrique qui sera traité et enregistré sur bande. Il revient ensuite aux expérimentateurs de faire le lien, parfois ambiguë, entre ces signaux électriques et les informations physiques qu'ils sont censés coder. L'étape d'étalonnage, souvent répétitive pour un multidétecteur, est un travail à part entière de l'analyse et peut être la source de bien des tourments. Nul ne saurait cependant valider quelconques résultats sans s'assurer au préalable de la parfaite calibration de ses détecteurs.

### 5.1 La Chambre à dérive (CaD)

#### Calibration en position

La Chambre à dérive sert, comme mentionné au chapitre précédent, à localiser le point d'impact sur la cible. Pour cela, une calibration en  $mm$  s'impose. Celle-ci revient à assigner, à chaque amplitude du signal de chacune des quatre cellules, la distance entre le point de passage de l'ion et l'anode.

La position en canaux du passage des ions est donnée en X par la différence des amplitudes des signaux des deux cellules ayant un champ de dérive horizontal ( $A_G - A_D$ ), et de même pour Y avec le champ de dérive vertical ( $A_H - A_B$ ).

Pour obtenir les positions  $X_{CaD}$  et  $Y_{CaD}$  en  $mm$ , il suffit maintenant de trouver les coefficients  $k_i$  des équations suivantes :

$$X_{CaD}(mm) = k_{x1} \times (A_G - A_D) + k_{x0} \quad (5.1)$$

et

$$Y_{CaD}(mm) = k_{y1} \times (A_H - A_B) + k_{y0} \quad (5.2)$$

Pour cela, une référence en position est nécessaire : elle va nous être donnée par un masque en cuivre, capable d'arrêter le faisceau, mais percé d'un réseau de trous à la position et au diamètre bien définis (cf. fig. 5.1). Ce masque est éclairé par un faisceau cocktail comportant plusieurs espèces d'ions.

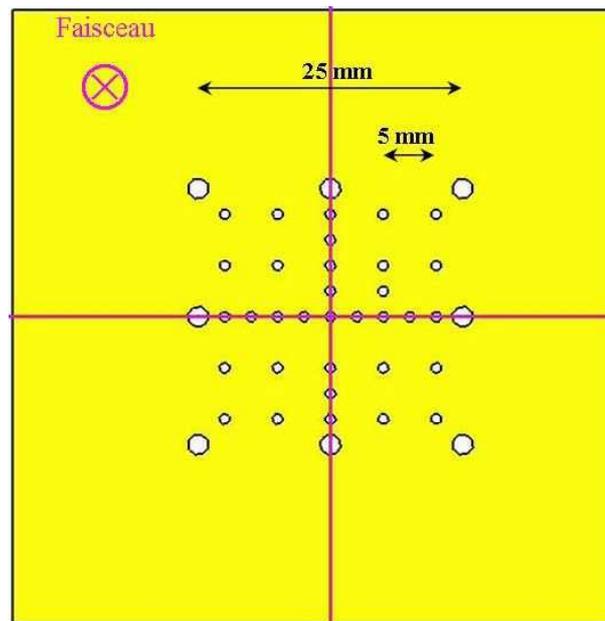


FIG. 5.1 – (Service mécanique du LPC) Masque de calibration des CaD. Les trous ont un diamètre de 1 et 2 mm. A noter que la répartition des trous n'est pas symétrique afin de différencier le haut du bas et la gauche de la droite.

Il est alors possible de faire la coïncidence entre l'image en canaux du masque donnée par la Chambre à dérive et les distances en  $mm$  entre les trous de ce masque. Les courbes de calibrations obtenues (figure 5.2) sont bien linéaires et donnent les valeurs des différents coefficients  $k$ . L'image du masque en  $mm$  est présentée sur la même figure.

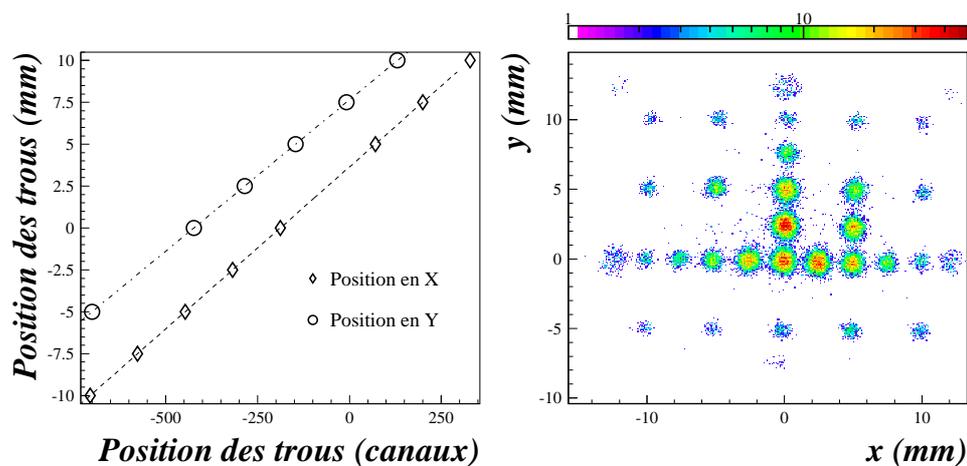


FIG. 5.2 – A gauche, droites de calibration en X et en Y. A droite, image du masque donnée par la CaD calibrée, en  $mm$ .

## 5.2 Le télescope CHARISSA

Le télescope est utilisé pour reconstruire la cinématique des fragments chargés. Une double calibration est donc nécessaire : en position (détecteurs Si) et en énergie (détecteurs Si et CsI).

### 5.2.1 Calibrations des détecteurs Silicium

#### 5.2.1.1 Étapes préliminaires

Les deux détecteurs Si étant découpés en seize pistes chacun avec une sortie à chaque extrémité de pistes, il y a donc 64 voies d'électronique indépendantes. Afin d'avoir un signal uniforme sur ces différentes voies pour une impulsion donnée, la première étape consiste à les calibrer à l'aide d'un générateur d'impulsions («pulser»), capable d'envoyer à l'entrée de chaque voie des signaux d'un voltage précis. Cette calibration, en plus d'aligner les réponses de chaque voie, permet aussi de vérifier, et de corriger si nécessaire, la linéarité des pré-ampli, amplificateurs et surtout codeurs utilisés.

Le spectre des signaux «pulser» envoyés est représenté figure 5.3. Chaque pic en canaux correspond à un voltage (de 0 à 1 par pas de 0,1 V puis de 1 à 9 par pas de 1 V). Grâce à la correspondance entre les canaux et les volts ainsi réalisée pour chaque extrémité de piste, la fonction de transfert de l'électronique est désormais connue.

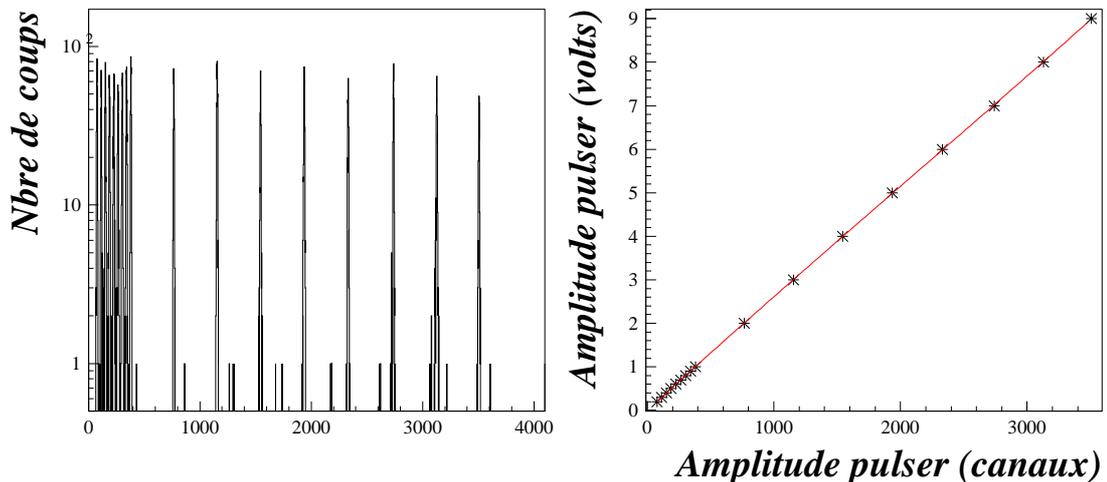


FIG. 5.3 – *A gauche, peigne des signaux pulser utilisé pour la calibration des voies d'électronique des détecteurs Si. Chaque pic correspond à un voltage bien défini envoyé sur l'entrée «test» des préamplificateurs. A droite, courbe de calibration correspondante.*

Il faut ensuite s'assurer que chaque extrémité de pistes réponde de la même manière à un stimulus donné. Ainsi, si un ion traverse une piste exactement en son

milieu, le signal obtenu à chaque extrémité doit être le même. Pour effectuer les corrections nécessaires, chaque piste est irradiée avec une source d' $\alpha$  dite « $3\alpha$ » à des énergies bien définies (5,157, 5,486 et 5,806 MeV). Les  $\alpha$  s'arrêtant complètement dans le détecteur, quelque soit le lieu d'interaction dans la piste, l'énergie déposée est constante. En traçant le signal d'une extrémité en fonction de l'autre, le spectre obtenu doit être, pour une énergie donnée, une droite parallèle à la seconde bissectrice. Si ce n'est pas le cas, un coefficient appliqué à une des extrémités de la piste incriminée permet de corriger ce défaut de parallélisme. La figure 5.4 montre les trois lignes correspondant aux trois énergies de la source  $\alpha$ .

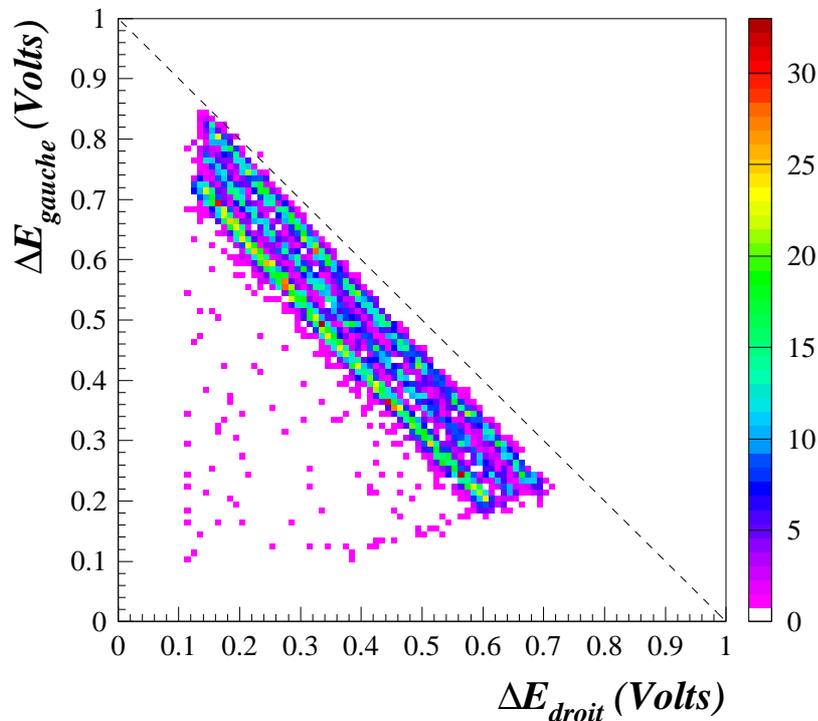


FIG. 5.4 – Signal de l'extrémité d'une piste en fonction du signal de l'autre extrémité. Les trois lignes correspondent aux trois énergies  $\alpha$  et doivent théoriquement être parallèles à la seconde bissectrice (en pointillé). Un coefficient appliqué sur une extrémité permet de modifier et corriger la pente des courbes.

Une fois ces étapes préliminaires achevées, la calibration en position et énergie peut maintenant être réalisée.

### 5.2.1.2 Calibration en position

Les deux détecteurs Si à pistes permettent de donner la position de passage des ions. Cette position est donnée par la différence d'amplitude des signaux à chaque

extrémité de la piste touchée, normalisée à l'énergie totale déposée. Là encore, la calibration consiste à convertir les canaux en  $mm$  suivant les formules :

$$X_{Si}(mm) = k_{S_{ix1}} \times \left( \frac{E_G - E_D}{E_G + E_D} \right) + k_{S_{ix0}} \quad (5.3)$$

et

$$Y_{Si}(mm) = k_{S_{iy1}} \times \left( \frac{E_H - E_B}{E_H + E_B} \right) + k_{S_{iy0}}, \quad (5.4)$$

les termes  $E_G$ ,  $E_D$ ,  $E_H$  et  $E_B$  correspondant aux signaux des extrémités de pistes, calibrés en volts et corrigés des coefficients de parallélisme.

C'est la largeur des pistes et leur alignement les unes par rapport aux autres qui vont déterminer les coefficients  $k_{S_{ix1}}$ ,  $k_{S_{ix0}}$ ,  $k_{S_{iy1}}$  et  $k_{S_{iy0}}$ . Pour cela, le spectre de l'énergie déposée en fonction de la position (figure 5.5) va être utilisé.

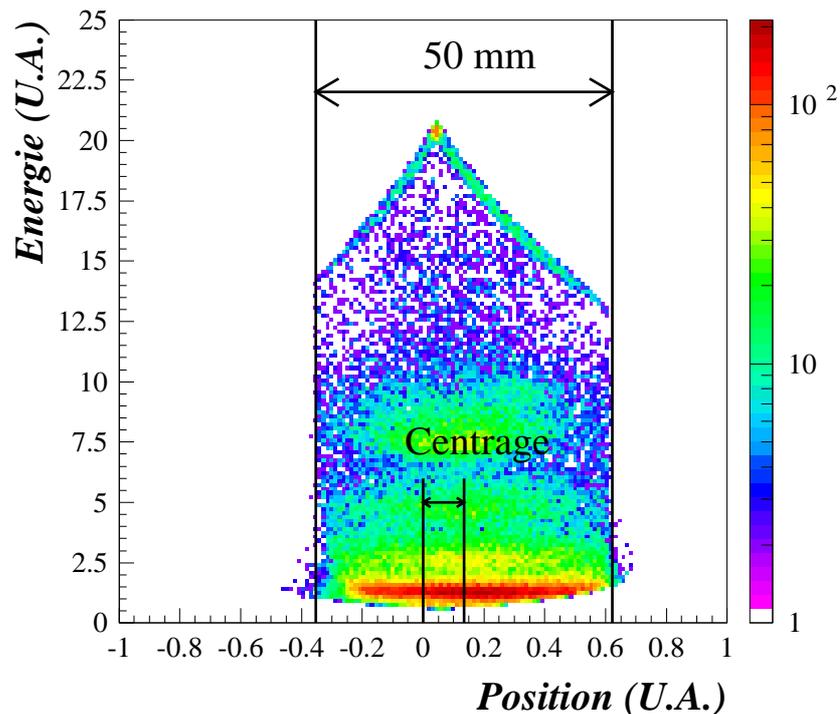


FIG. 5.5 – Spectre de l'énergie déposée par le faisceau en fonction de la position pour une piste. La largeur du spectre correspond à la largeur réelle de la piste et permet de déterminer les coefficients de calibration.

La position de l'ion calculée sur la piste doit être indépendante de l'énergie déposée. Les côtés du spectre, délimitant la largeur de la piste doivent donc être verticaux. Une correction s'avère parfois nécessaire pour imposer cette propriété. La concentration d'événements visible en bas du spectre correspond au bruit électronique ou à

l'influence des pistes voisines, celle en haut à une saturation. Des seuils haut et bas fixés sur l'énergie déposée permettent de s'affranchir de ces événements. La forme «en pointe» en haut et en bas du spectre est due aux seuils électroniques sur chaque extrémité de pistes. Pour des énergies faibles, si un ion traverse près d'une extrémité, le signal sera trop faible pour être détecté à l'autre extrémité. De même pour les hautes énergies, un signal trop fort sera également coupé.

En relevant la largeur du spectre pour chaque piste et en faisant la correspondance avec la largeur réelle de  $50\text{ mm}$ , il est possible de déterminer les coefficients  $k_{Si_x1}$  et  $k_{Si_y1}$ . Les coefficients  $k_{Si_x0}$  et  $k_{Si_y0}$  sont quant à eux approximés en centrant les pistes sur zéro. Ces coefficients seront ensuite affinés par l'alignement des pistes les unes par rapport aux autres. La vérification de la bonne calibration en position des pistes peut se faire en traçant l'image du masque utilisé pour la Chambre à dérive (figure 5.6).

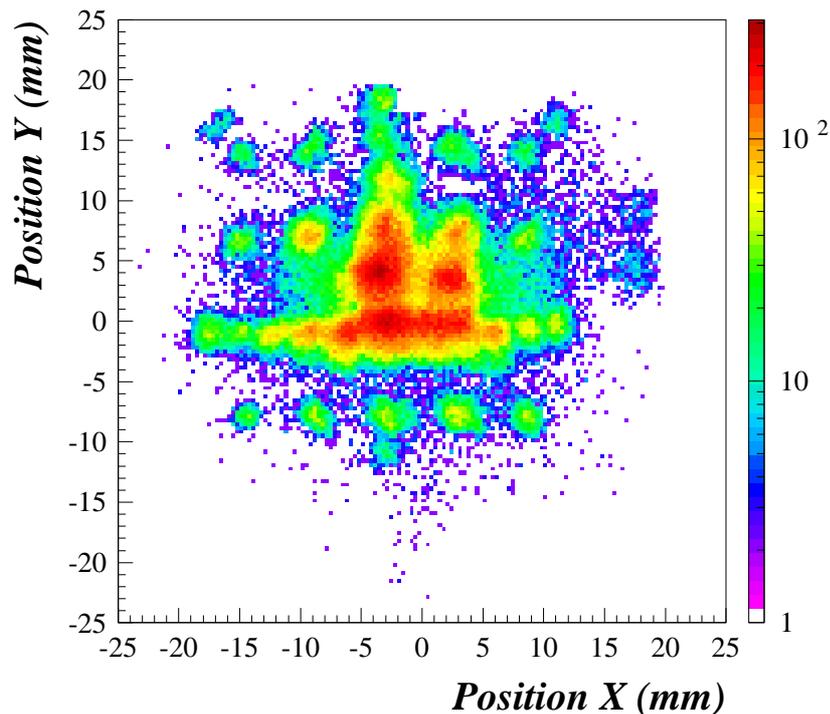


FIG. 5.6 – Image du masque sur les pistes Si après calibration en position. Au grandissement près, dû à l'éloignement du masque par rapport aux pistes, la position et l'alignement des trous sont reproduits.

### 5.2.1.3 Calibration en énergie

Pour calibrer en énergie ( $\Delta E_{Si1}=E_G+E_D$  et  $\Delta E_{Si2}=E_H+E_B$ ) les pistes des détecteurs, un faisceau comportant un cocktail d'ions (H, He, Li) a été utilisé. Ce faisceau est produit par fragmentation sur LISE d'un faisceau primaire de  $^{12}\text{C}$  à 15,72 MeV/nucléon sur une cible de Be de 100  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Les réglages en  $B\rho$  du spectromètre permettent de sélectionner différentes énergies pour l' $^6\text{He}$  et l' $^4\text{He}$ , couvrant toute la gamme d'intérêt pour l'expérience et multipliant les points de calibration.

Après avoir identifié les différents ions (figure 5.7) et relevé le signal en volts correspondant, il est possible de faire la concordance avec la valeur en MeV théorique de la perte d'énergie donnée par le programme Lise++ [Bazi].

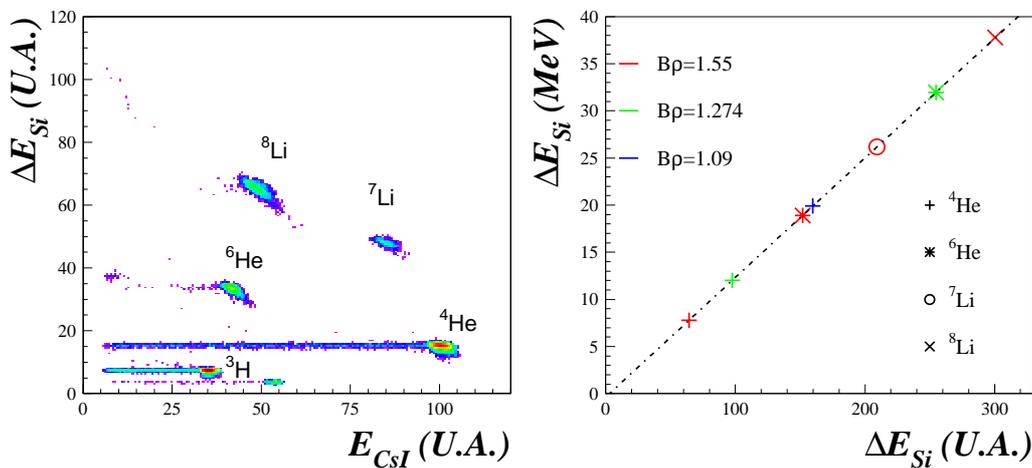


FIG. 5.7 – A gauche, une des matrices de perte d'énergie dans les diodes Silicium en fonction de l'énergie déposée dans les CsI. Les différents ions présents dans le faisceau «cocktail» permettent de calibrer les pistes. A droite, courbe de calibration pour une piste à l'aide des ions identifiés précédemment, et pour plusieurs énergies de faisceau.

Les courbes de la perte d'énergie en MeV en fonction de celle en volts sont pratiquement linéaires (courbe 5.7), la non linéarité possible à basse énergie étant déjà corrigée par le passage du pulser.

## 5.2.2 Calibrations des détecteurs CsI

### 5.2.2.1 Étapes préliminaires

La calibration des seize cristaux de CsI nécessite la même étape préliminaire que pour les Si, en ce qui concerne la non-linéarité. Les spectres et la procédure de calibration sont identiques à ceux décrits plus haut.

### 5.2.2.2 Calibration en énergie

Le principe de la calibration en énergie pour les CsI reste le même que pour les pistes des Silicium. Cependant, la réponse en lumière du CsI dépendant de l'élément qui interagit, une calibration ion par ion est nécessaire. Les coefficients obtenus sont donc propres à l'espèce étudiée (figure 5.8).

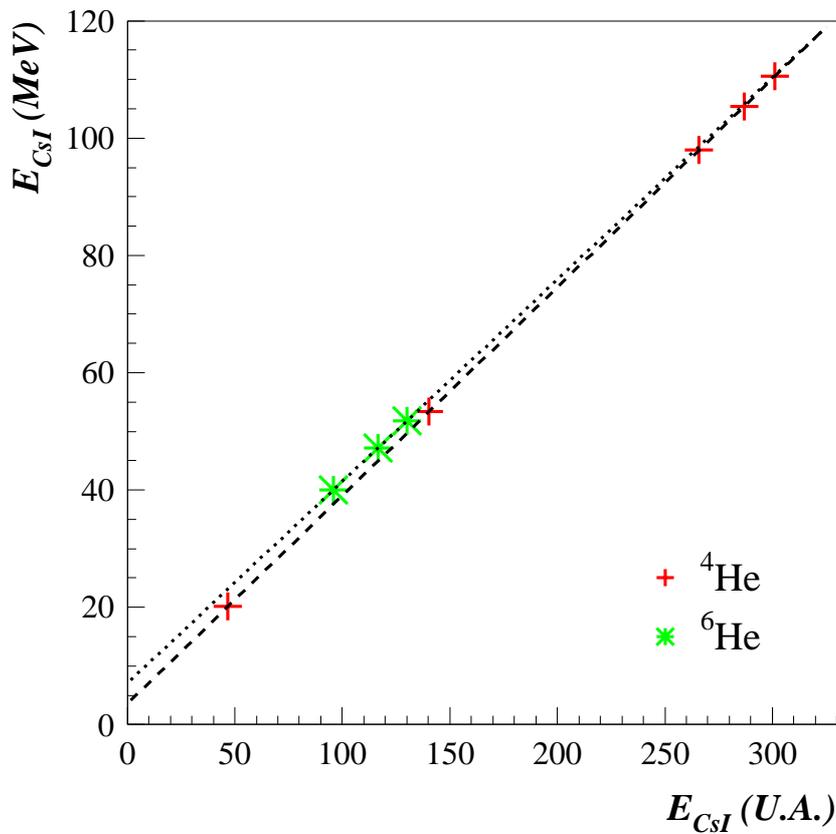


FIG. 5.8 – Courbes de calibration pour un cristal de CsI. Chaque ion possède ses propres coefficients.

### 5.2.3 Identification des ions

Le télescope CHARISSA permet de mesurer l'énergie et la position de chaque ion mais son utilité réside aussi dans sa capacité à pouvoir les séparer et donc les identifier. L'énergie perdue dans les Silicium,  $\Delta E_{si}$ , s'exprime selon la formule de Bethe-Bloch [Beth53] :

$$\Delta E_{si} \propto \frac{MZ^2}{E} \quad (5.5)$$

où  $M$ ,  $Z$  et  $E$  représentent respectivement la masse, la charge et l'énergie de la particule.  $E$  est très proche de  $E_{CsI}$ , énergie déposée dans les Iodure de Cesium. Ainsi, dans le plan  $\Delta E_{si}$ - $E_{CsI}$ , les différents ions se regroupent le long de quasi-hyperboles dont les courbes théoriques peuvent être calculées à l'aide du programme LISE++.

La figure 5.9 représente cette matrice où plusieurs régions sont à détailler. La tache (A) à droite de la matrice représente le faisceau interagissant non pas dans la cible mais dans le télescope. La bande horizontale (B) à gauche est due aux  ${}^8\text{He}$  ayant perdu un ou plusieurs neutrons dans le CsI. La partie à droite de la tache correspond à l'empilement électronique dans ces mêmes CsI, celle au dessus provient d'un problème analogue mais dans les Silicium (C). La traîne verticale (D), sous la tache faisceau, correspond aux événements pour lesquels l'énergie  $\Delta E_{si}$  n'a été que partiellement collectée. Enfin, celle oblique (E) est provoquée par le phénomène de «channeling», les événements traversant le réseau cristallin du Silicium parallèlement aux mailles y déposent ainsi moins d'énergie. Cette énergie est en revanche récupérée dans les CsI.

Les autres hyperboles visibles à gauche de la tache principale sont les ions d' ${}^6\text{He}$  et d' ${}^4\text{He}$  provenant de la cassure de l' ${}^8\text{He}$  dans la cible. Les autres produits de cette réaction ( ${}^1,2,3\text{H}$ ) sont également visibles à basse énergie.

La majorité des événements parasites peut être éliminée par de simples coupures sur les énergies  $\Delta E_{si}$  et  $E_{CsI}$ . Cependant, pour définir la sélection d'une espèce donnée, la distance de chaque point à une fonction analytique [TG02] basée sur la formule de Bethe-Bloch et dont les paramètres sont ajustés à l'ion considéré, est calculée. Cette variable à une dimension, le PID (**P**article **I**Dentification, figure 5.10) définie par l'équation 5.6 permet, à l'aide de coupures simples, d'isoler l'espèce (A,Z) souhaitée.

$$\Delta E_{si} = ((gE_{CsI})^{\mu+1} + PID)^{1/(\mu+1)} \times gE_{CsI} \quad (5.6)$$

*avec*

$$PID = (\lambda Z^{2/(\mu+1)} A^{(\mu/(\mu+1))})^{(\mu+1)}$$

$g$ ,  $\mu$  et  $\lambda$  sont les paramètres dépendant de la charge  $Z$  du noyau, calculés à partir des dépôts d'énergie théoriques donnés par le programme LISE++. Cette méthode permet d'avoir des coupures objectives déterminées par une formule analytique et permet de reproduire des sélections identiques sur plusieurs jeux de données.

Il faut cependant remarquer que les hyperboles d' ${}^6\text{He}$  et d' ${}^4\text{He}$  sont traversées par une bande qui correspond aux réactions du faisceau dans les CsI, polluant ainsi la sélection de l'espèce voulue. Une façon simple de se débarrasser des ions du faisceau est de faire une coupure franche pour éliminer cette bande, impliquant toutefois une forte perte de statistique et biaisant de plus la distribution des ions d'intérêts en enlevant exclusivement ceux dont l'énergie est proche de celle du faisceau. Une

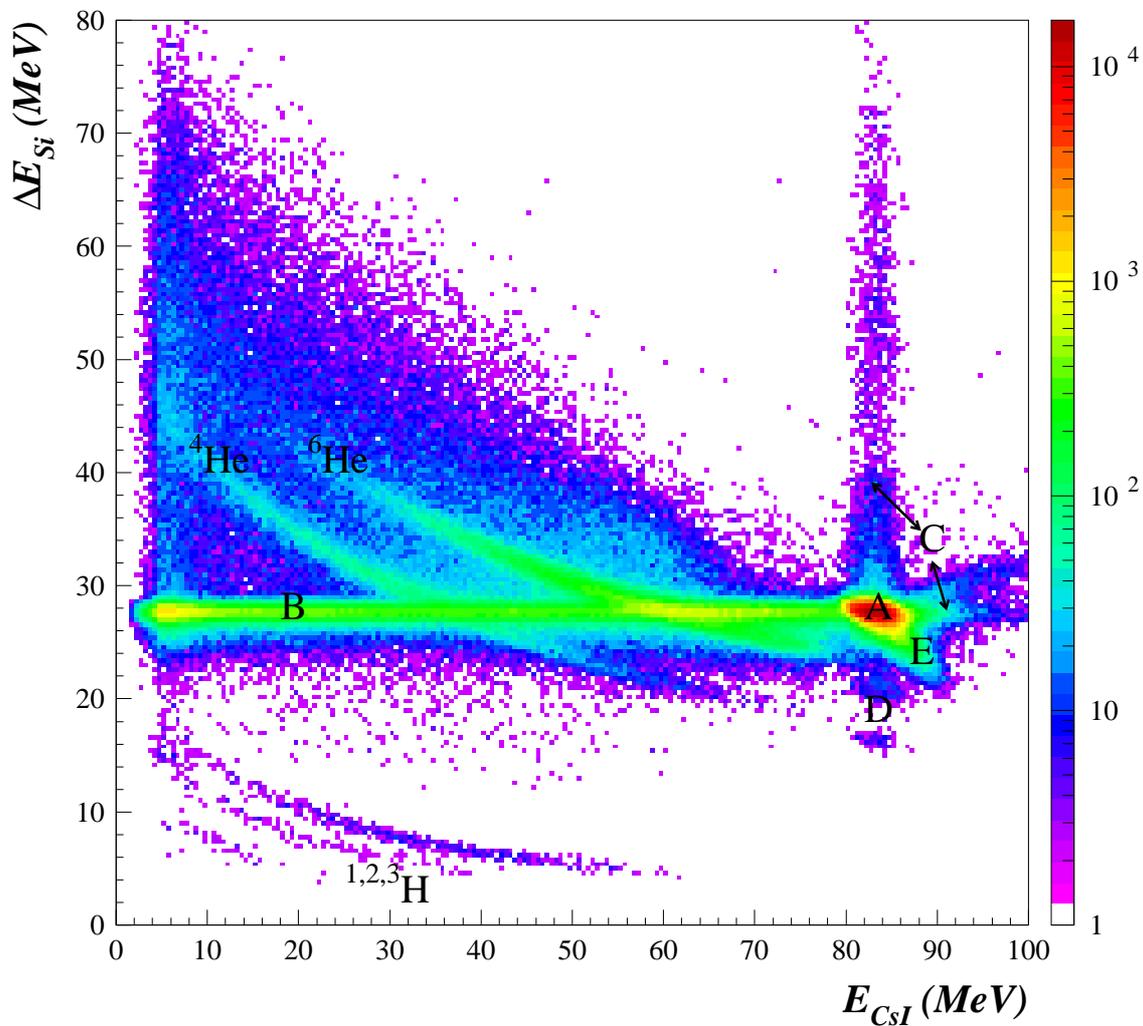


FIG. 5.9 – Matrice  $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$  représentant la perte d'énergie dans les Silicium  $\Delta E_{Si}$  en fonction de l'énergie déposée dans les CsI ( $E_{CsI}$ ) pour la réaction du faisceau d' $^8\text{He}$  sur une cible de carbone. La calibration des CsI est faite pour l' $^4\text{He}$  et aucune sélection préalable n'a été réalisée. L'origine des différentes zones est détaillée dans le texte.

coupure indirecte, expliquée page 107, peut alors être employée pour minimiser ce problème.

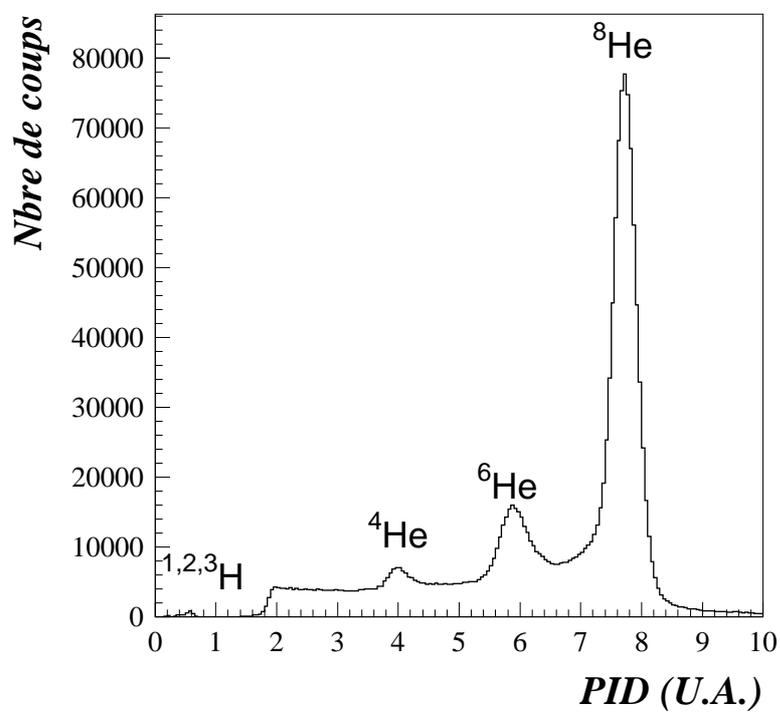


FIG. 5.10 – Variable  $PID$  permettant de sélectionner facilement un ion. Ce spectre correspond à la matrice  $\Delta E_{Si}-E_{C_{SI}}$  calibrée de la figure 5.9.

## 5.3 DéMoN

### 5.3.1 Calibration en temps

L'énergie des neutrons est déterminée par la mesure du temps de vol entre la cible et le module. La figure 5.11 présente le spectre brut en temps de vol et celui calibré en ns. Les deux spectres sont temporellement inversés car le montage est en logique inverse : le «START» est donné par DéMoN tandis que le «STOP» l'est par le Trifoil ; les particules les plus rapides démarrent le signal plus vite et représentent donc un temps plus long. Plusieurs régions sont visibles sur les spectres : le premier pic étroit (A) correspond aux  $\gamma$  dits «prompts», émis lors d'une cassure dans le télescope ou la cible<sup>(1)</sup>. Le pic large, aux temps plus grands (B), correspond aux neutrons. Enfin, le fond aléatoire (C) sur toute la gamme en temps provient des  $\gamma$  ambiants et des rayons cosmiques.

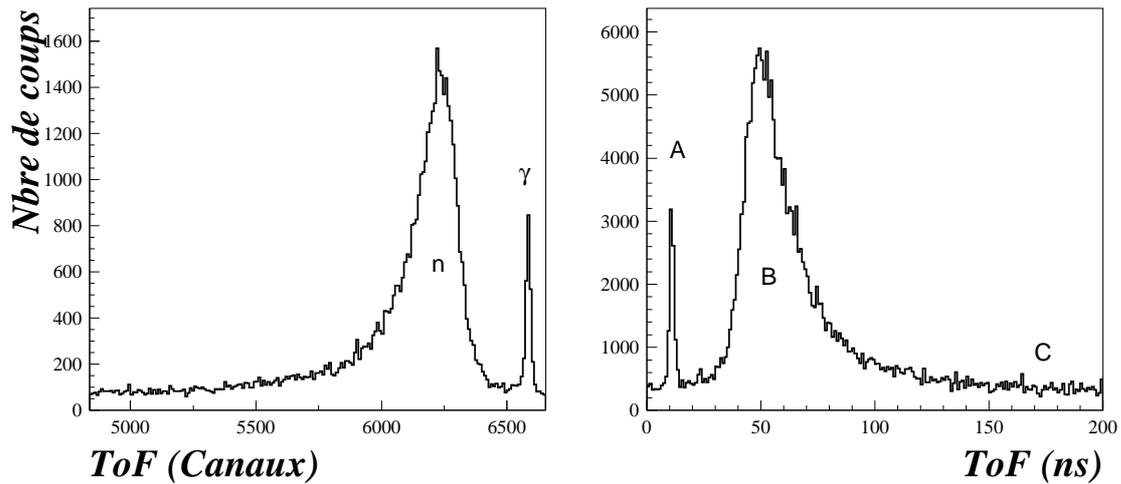


FIG. 5.11 – Spectres de calibration en temps de vol des neutrons. A gauche, le spectre brut en canaux, à droite le même calibré en ns.

Le pic des  $\gamma$  prompts va servir de référence en temps pour calculer celui des neutrons. Il est en effet possible de connaître le temps  $t_{\gamma 0} = d/c$  ( $c$ , vitesse de la lumière) puisque la distance  $d$  parcourue par ceux-ci est connue. Le temps de vol d'un neutron peut alors s'écrire :

$$t_{neutron} = k_{TDC} \times (C_{\gamma 0} - C_{neutron}) + t_{\gamma 0} + t_{fragment} \quad (5.7)$$

avec  $C_{\gamma 0}$  et  $C_{neutron}$  la position en canaux du  $\gamma$  et du neutron et  $k_{TDC}$  le coefficient de conversion du TDC en ns/canal, de l'ordre de 0,11. Le temps  $t_{fragment}$  correspond

<sup>1</sup>Une réaction dans la cible était généralement prise comme référence, mais il a été montré [Jone00] que la plupart des photons étaient émis par le télescope car le parcours des ions y est beaucoup plus grand que dans la cible.

quant à lui au temps de vol du fragment entre la cible et le CsI, les neutrons étant émis dans la cible et les  $\gamma$  dans le télescope.

### 5.3.2 Calibrations en énergie

#### 5.3.2.1 Énergie cinétique ( $E_n$ )

A partir du temps de vol calculé, il est possible d'en déduire facilement l'énergie cinétique des neutrons :

$$E_{neutron}(TOF) = \frac{m_n c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{d+d_{int}}{c \times t_{neutron}}\right)^2}} - m_n c^2 \quad (5.8)$$

avec  $m_n$  la masse du neutron,  $t_{neutron}$  son temps de vol donné par l'équation 5.7,  $d$  la base du temps de vol.  $d_{int}$  correspond au parcours moyen du neutron dans le scintillateur liquide, avant la première interaction. Des simulations [Moua95, Labi99a] donnent une valeur de 8,5 cm. La résolution en temps de vol étant de l'ordre de 1,5 ns (largeur du pic  $\gamma$ ), celle déduite en énergie est d'environ 6%.

#### 5.3.2.2 Énergie par charge déposée ( $E_p$ )

En plus de la calibration en énergie cinétique, il est nécessaire de calibrer chaque module en fonction de la charge déposée par le neutron. Cette étape est utile pour fixer un seuil commun en MeVee à tous les détecteurs, pour l'utilisation du filtre cinématique de rejet de diaphonie et pour définir l'efficacité intrinsèque des modules dans la simulation.

A l'aide de sources radioactives émettrices  $\gamma$ , la charge collectée par un module peut être reliée à la quantité de lumière en MeV émise par le scintillateur [Tilq95]. Le  $\gamma$  interagit sur les électrons par effet Compton principalement, l'énergie maximale déposée correspond à la rétrodiffusion du  $\gamma$  et vaut :

$$E_{e^-}^{max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} \quad (5.9)$$

avec  $m_e c^2$  égal à 511 keV.

Les sources utilisées sont regroupées dans le tableau 5.1 et le spectre 5.12 montre la réponse d'un module à une source de  $^{22}\text{Na}$ .

Sources	$E_\gamma$ (MeV)	$E_{e^-}^{max}$ (MeV=MeVee)	$E_{e^-}^{max}$ (MeVep)
$^{22}\text{Na}$	0,511	0,341	1,294
	1,275	1,061	2,975
$^{137}\text{Cs}$	0,662	0,478	1,669
$^{241}\text{Am}^9\text{Be}$	4,440	4,198	7,917
Cosmiques	-	$\sim 27$	$\sim 36$

TAB. 5.1 – Sources utilisées pour la calibration de DéMoN et énergie des photons émis.

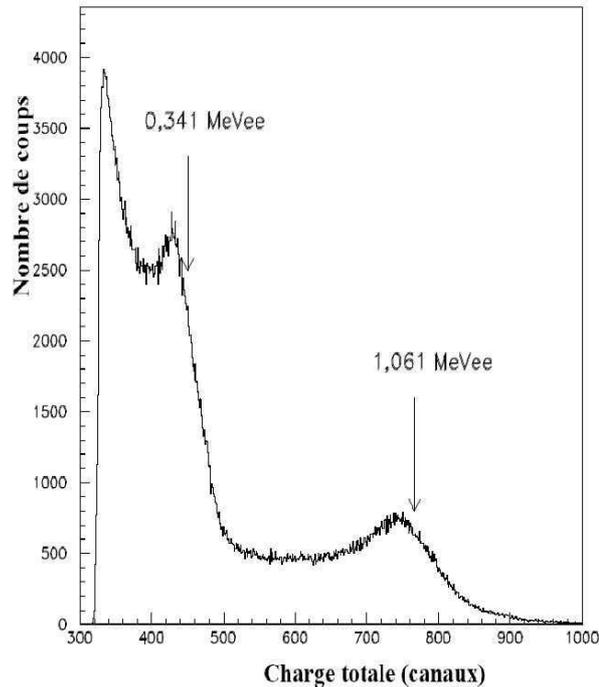


FIG. 5.12 – Spectre en charge d'une source de  $^{22}\text{Na}$ . Les plateaux Compton sont déformés, en raison notamment de la résolution des modules.

Le plateau Compton étant déformé par la résolution du détecteur, il faut prendre le canal correspondant à 80% de la montée du plateau comme marquant l'énergie  $E_{e^-}^{max}$  (simulations de [Labi99a]). Les émissions  $\gamma$  des sources sont à basse énergie mais les besoins du filtre imposent un point de calibration à plus haute énergie, donné par les rayonnements cosmiques<sup>(2)</sup>. L'énergie laissée par ceux-ci a été simulée [Tilq95] et est de l'ordre de 27 MeV.

En traçant la charge déposée en canaux en fonction de la lumière émise en MeVee pour toutes les sources (figure 5.13), il est possible d'obtenir la relation de calibration sous la forme d'un polynôme de deuxième ordre [Tilq95].

La calibration avec les sources est correcte à basse énergie et il est donc possible à ce stade de déterminer un seuil en MeVee commun à tous les détecteurs, but premier de cette étape. Celui-ci a été fixé à 500 keVee pour la majeure partie de l'analyse.

En revanche, la figure 5.13 illustre le fait que pour la zone des plus grandes énergies la parabole déterminée par les sources de calibration ne reproduit pas exactement les données, l'écart pouvant atteindre 20%.

Une nouvelle méthode de calibration, visant à fournir beaucoup plus de points que les seules sources, a donc été développée par [Norm04].

<sup>2</sup>Les rayonnements cosmiques interagissent dans la haute atmosphère pour produire des gerbes secondaires détectables sur Terre. Il est possible d'avoir un deuxième point à haute énergie en plaçant les modules debout, les rayonnements laissant ainsi plus de dépôt dans le scintillateur mais il va de soi que cette méthode nécessite une manipulation non aisée des 90 modules. De plus, la nouvelle méthode de calibration dispense désormais des points de calibration aux énergies élevées.

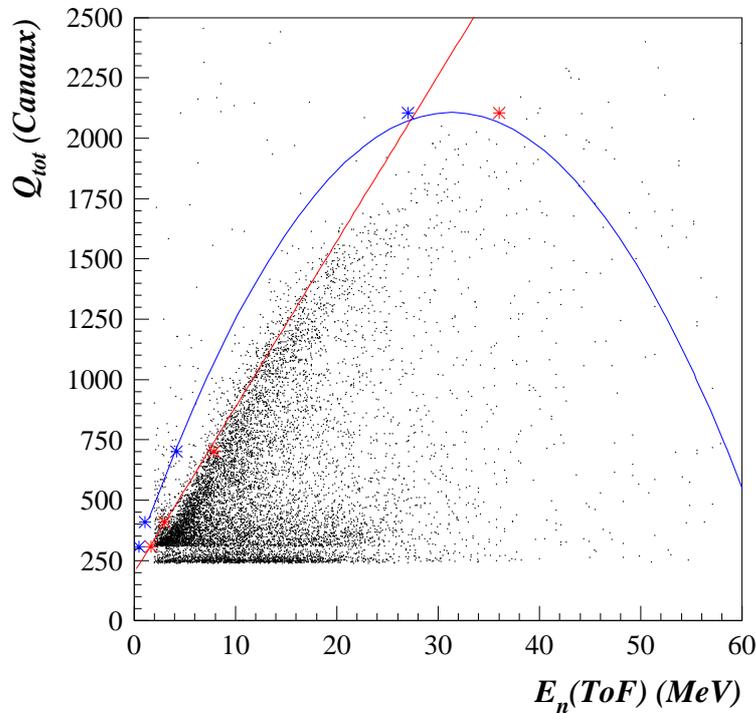


FIG. 5.13 – Courbes de calibration en énergie pour un module DéMoN, en utilisant les sources et les cosmiques uniquement. Les points rouges correspondent aux valeurs en MeVep, les bleus aux valeurs en MeVee (cf. tableau 5.1). La droite permet de fixer le seuil à très basse énergie. La parabole, ajustée ici sur les valeurs en MeVee, montre que la calibration n'est plus valable pour les plus hautes énergies.

Cette méthode consiste à créer artificiellement des faisceaux mono-énergétiques de neutrons en découpant le spectre  $E_n(\text{ToF})$  en tranches suffisamment étroites pour considérer l'énergie comme constante. De plus, le neutron ne peut pas déposer dans le scintillateur plus d'énergie qu'il n'en possède. En traçant la charge totale correspondant à une tranche donnée, le maximum de cette charge déposée équivaut donc à l'énergie de la tranche en question. La figure 5.14 illustre la technique utilisée. Ainsi, un nombre important de points de calibration peut être déterminé sur toute la gamme en énergie et à partir des données issues de l'expérience, sans nécessiter des «runs» de calibration spécifiques.

Une difficulté de cette méthode réside dans le fait que l'interaction considérée n'est plus celle des  $\gamma$  comme avec les sources mais celle des neutrons sur les protons. La lumière émise est donc exprimée en MeVep (MeV équivalent proton) et une conversion s'impose pour ajouter les sources sur la calibration précédente. La dernière colonne du tableau 5.1 reporte la valeur correspondante en MeVep des  $\gamma$  des

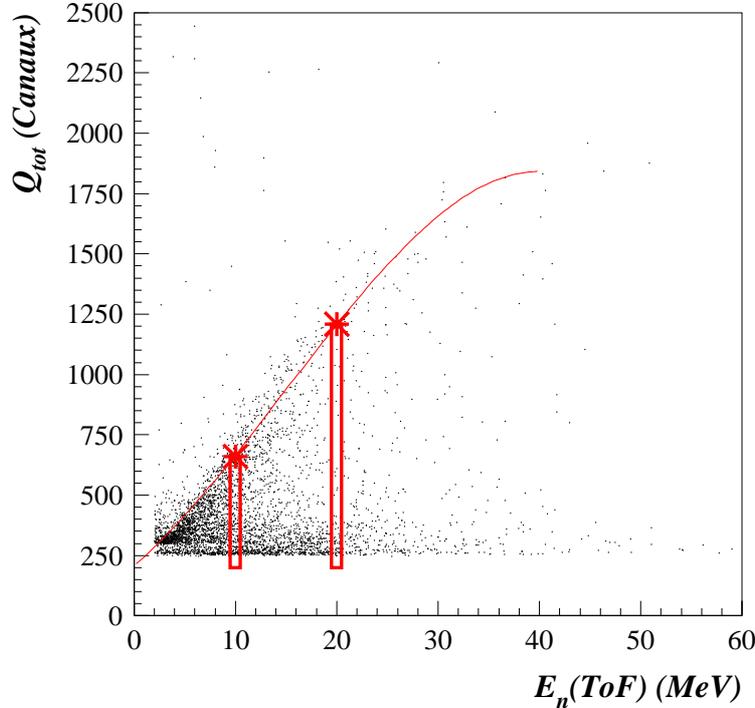


FIG. 5.14 – Calibration en énergie d'un module DéMoN en utilisant la nouvelle méthode. Le spectre de la charge déposée en fonction de l'énergie  $E_n(ToF)$  est découpé en tranches et projeté sur l'axe de la charge. La fin du plateau correspond à l'énergie  $E_n(ToF)$  de la tranche considérée. Chacune fournit donc un point de calibration, sur toute la gamme en énergie.

sources utilisées. La conversion dans le sens MeVee vers MeVep se fait par itération, la conversion inverse s'effectue quant à elle grâce à l'équation 4.4.

Cette nouvelle méthode<sup>(3)</sup> permet donc d'obtenir une calibration complète en énergie de chaque module de DéMoN beaucoup plus fiable que la méthode avec les sources et les rayons cosmiques seuls. Son utilisation pour les hautes énergies n'est cependant pas utile dans cette analyse où l'énergie du neutron est donnée par temps de vol. En revanche, elle est nécessaire dans d'autres études, notamment concernant le tétraneutron, où une comparaison entre les deux méthodes de calcul d'énergie est réalisée.

<sup>3</sup>Pour la description technique détaillée et la validation de cette méthode, se référer à [Norm04].

# Chapitre 6

## Analyse des données

Les détecteurs sont maintenant calibrés et les signaux qu'ils fournissent ne sont plus de simples signaux électriques mais correspondent désormais à des informations physiques (énergie, position...). A partir de ces variables, il va donc être possible de reconstruire les éléments d'intérêts pour les études souhaitées.

### 6.1 Reconstruction de la cinématique

#### 6.1.1 Coupures et sélections des produits de réaction

##### 6.1.1.1 Purification de la matrice d'identification

Avant de pouvoir reconstruire la cinématique d'une réaction, il est indispensable d'identifier clairement les différents produits.

La matrice  $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$  (figure 5.9) peut être nettoyée d'une grande partie de son bruit de fond en effectuant une première condition sur une autre matrice, constituée de la perte d'énergie  $\Delta E_{Si1}$  dans la première diode Silicium en fonction de celle,  $\Delta E_{Si2}$ , déposée dans la deuxième. Le code LISE++ permet d'obtenir les pertes théoriques des différentes particules et il est alors possible d'isoler la zone correspondante aux noyaux voulus (figure 6.1). Les isotopes d'Hydrogène sont éliminés par des coupures sur l'énergie déposée dans chaque piste de Si et n'apparaissent donc pas dans les matrices présentées ici. Dans cette région se trouvent inclus également les noyaux d' $^8\text{He}$  qui n'ont pas interagit dans la cible (cercle de la figure 6.1).

Ce sont justement ces événements qui vont peupler la bande horizontale qui coupe les hyperboles d' $^6\text{He}$  et d' $^4\text{He}$  (cf. figure 5.9). Cette bande peut être supprimée par une coupure franche sur l'axe  $\Delta E$  de la matrice d'identification, mais cela provoque une perte importante de statistique (de l'ordre de 60%) notamment dans les hyperboles  $^6\text{He}$  et  $^4\text{He}$ . Une deuxième possibilité, plus propre, consiste à supprimer la zone cerclée, définie précédemment dans la matrice  $\Delta E_{Si1}-\Delta E_{Si2}$ . Les hyperboles des produits de réaction conservent ainsi pratiquement leur intégrité.

Les différentes coupures réalisables et leurs effets sur la matrice d'identification, ainsi que sur le PID, sont regroupés dans les figures 6.2 et 6.3. Une simple fenêtre

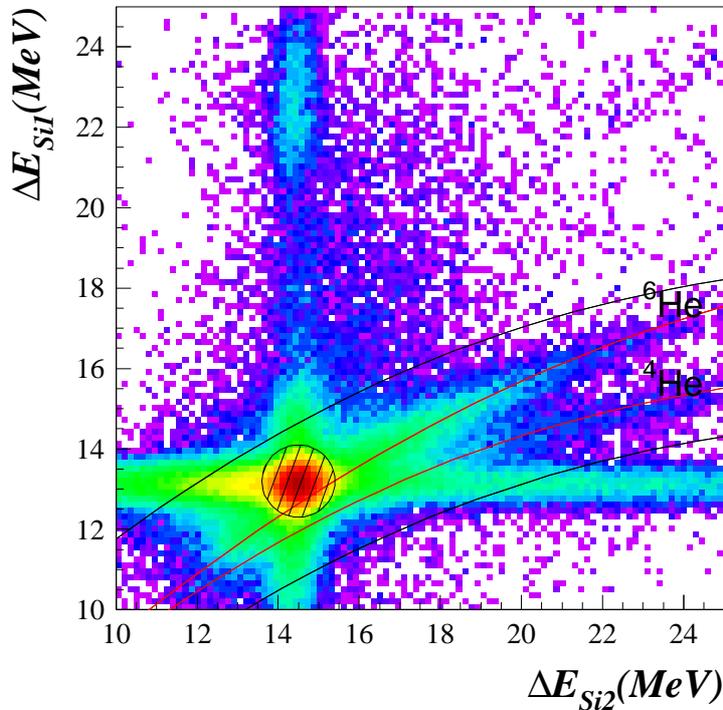


FIG. 6.1 – Matrice  $\Delta E_{Si1}-\Delta E_{Si2}$  représentant la perte d'énergie dans le premier Silicium en fonction de celle dans le deuxième. Les courbes rouges représentent la perte d'énergie théorique de l' ${}^6\text{He}$  et l' ${}^4\text{He}$ , celles en noir les coupures réalisées pour nettoyer la matrice  $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$ . La zone hachurée dans le cercle correspond au faisceau d' ${}^8\text{He}$  qui n'a pas interagit ni dans la cible ni dans les Silicium mais qui peut interagir dans les CsI et peupler la bande horizontale de contaminants de la matrice  $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$ .

sur le PID donne la sélection finale d'un fragment donné (par exemple l' ${}^6\text{He}$  dans la figure 6.3 D).

### 6.1.1.2 Neutron(s) associé(s) au fragment

Le fragment une fois sélectionné, les événements détectés en coïncidence dans DéMoN peuvent être analysés. La première étape consiste à discriminer les neutrons des  $\gamma$  puis à calculer le temps de vol et les différentes énergies.

Un seuil sur la charge déposée, ainsi que des coupures basses et hautes sur l'énergie  $E_n(\text{TOF})$  peuvent ensuite être ajustés pour éliminer une partie des neutrons à basse énergie provenant de l'excitation de la cible notamment, qui évapore des neutrons (figure 6.4).

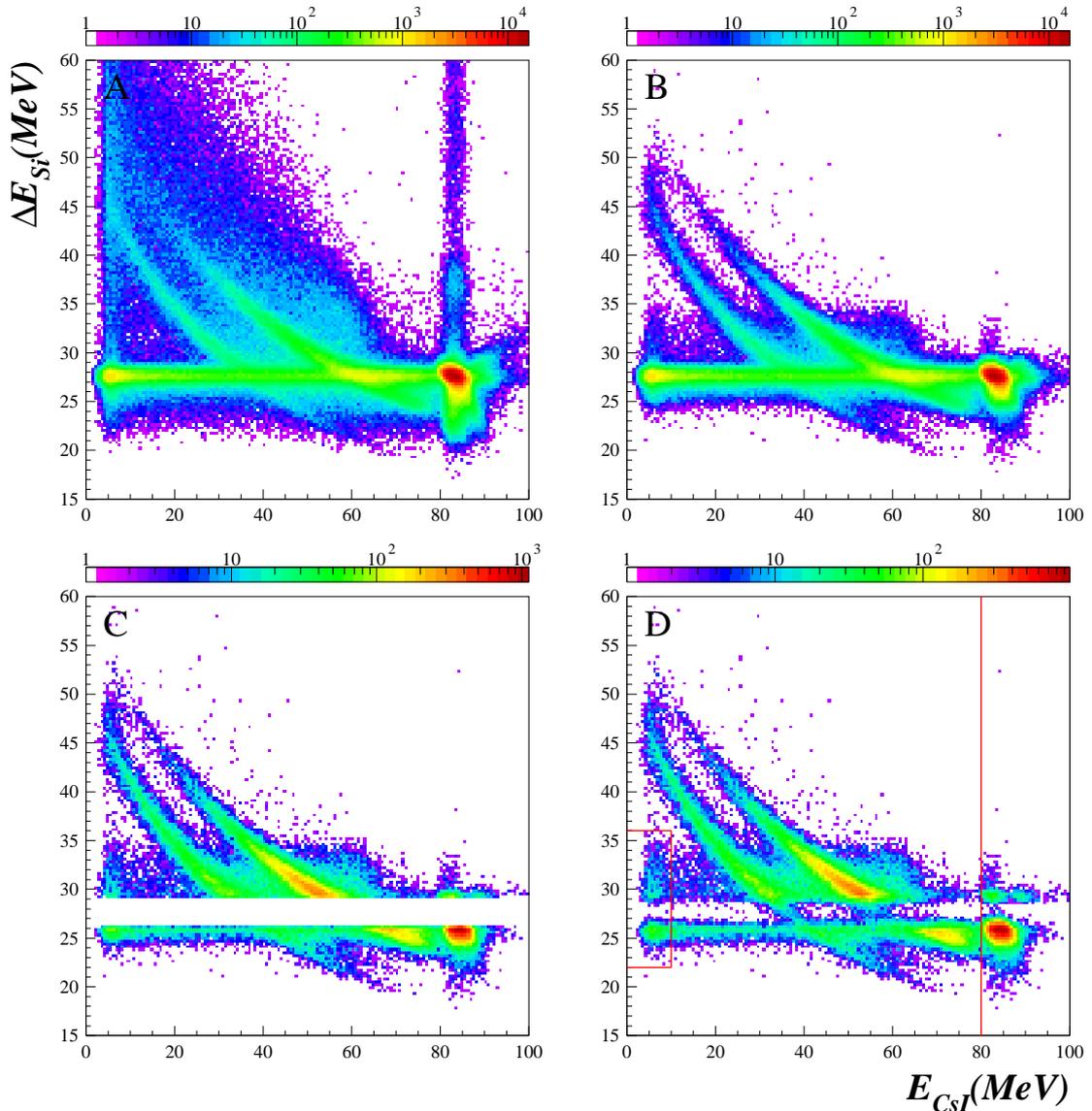


FIG. 6.2 – Matrice  $\Delta E_{S_i}-E_{CsI}$  non conditionnée (A), avec sélection des fragments dans la matrice  $\Delta E_{S_{i1}}-\Delta E_{S_{i2}}$  (B), complétée par la coupure franche de la bande de contaminants (C) ou par la coupure du faisceau dans la matrice  $\Delta E_{S_{i1}}-\Delta E_{S_{i2}}$  (D). Les lignes rouges sont les coupures supplémentaires en  $E_{CsI}$ . C'est cette dernière matrice qui sera retenue pour la plupart des analyses.

### 6.1.1.3 Cas de plusieurs neutrons en coïncidence : filtre de diaphonie

Lors de l'étude de la réaction  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n+n)X$  par exemple, où deux neutrons doivent être détectés en coïncidence, le problème de la diaphonie, expliqué dans le chapitre 4.2.6.4, doit être résolu. En effet, il faut être certain que les neutrons détectés soient bien au nombre de deux et non pas un seul qui aurait laissé un signal dans deux modules.

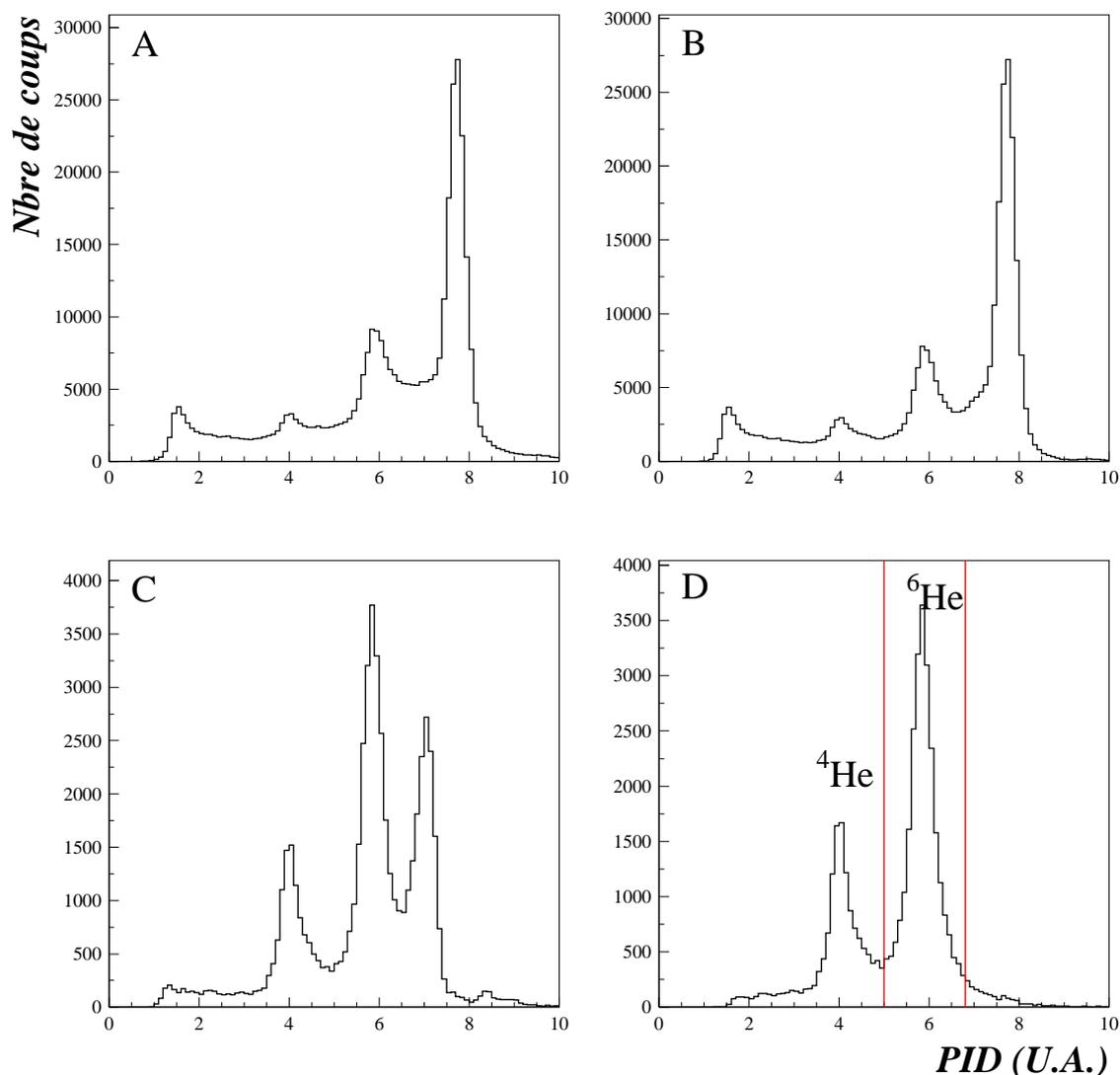


FIG. 6.3 – Variable  $PID$  d'identification des ions en fonction des coupures A, B, C, D, réalisées dans la figure 6.2.

La disposition étagée des détecteurs ne suffit pas à s'affranchir totalement de ce problème. Pour les événements dont la multiplicité neutron est supérieure à un, l'analyse des données passe alors par un filtre cinématique anti-diaphonie, développé par F.M. Marqués et collaborateurs [Marq00a]. Les critères employés par ce filtre s'appuient sur les temps de vol et les énergies déposées dans les modules. Dans un exemple simple de deux détecteurs touchés, le filtre va estimer si le premier neutron arrivé dispose d'une énergie résiduelle après sa première interaction compatible avec celle laissée dans le deuxième module, et si le temps de vol associé entre les deux modules est lui aussi compatible avec la différence de temps mesurée entre les deux signaux.

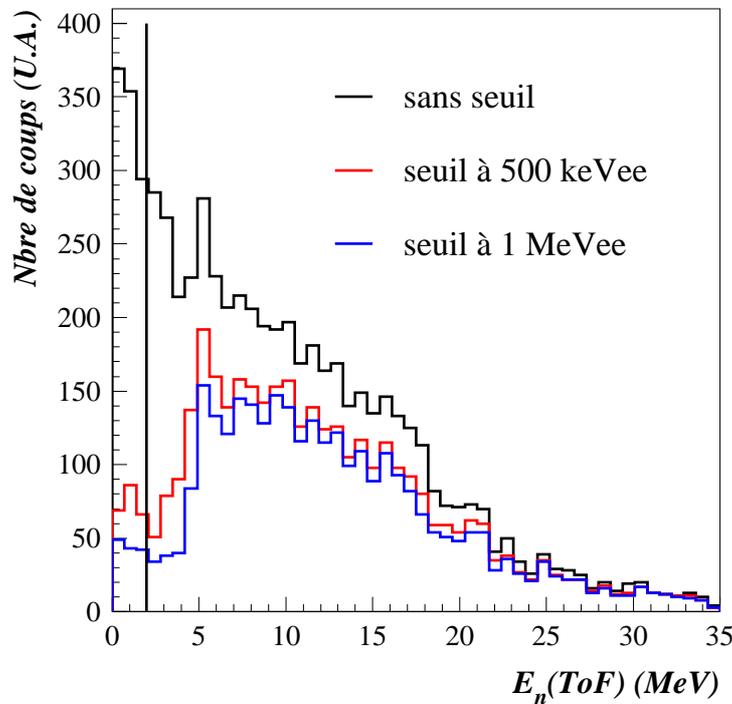


FIG. 6.4 – Spectre en énergie des neutrons avec influence du seuil en charge déposée et coupure à basse énergie (trait vertical).

Si c'est le cas, le filtre considère qu'il s'agit alors d'un seul neutron, rassemble les deux modules en un seul groupe et donne à l'événement l'énergie et la position calculées à partir du premier module de ce groupe.

D'autres critères, élevant le niveau de filtrage, peuvent être pris en compte, comme l'angle de sortie du neutron, compatible ou non avec la position du deuxième module touché. Des détails sur ce filtre sont donnés dans [Labi99a]. Le taux de rejet de la diaphonie grâce au filtre est de l'ordre de 85%, le taux de rejet de vraies coïncidences est, quant à lui, de l'ordre de 25%.

## 6.1.2 Reconstruction des quadri-moments

### 6.1.2.1 Pour la particule chargée

Les coordonnées du fragment chargé issu de la réaction de cassure du faisceau dans la cible sont données par la position calculée à partir de la Chambre à dérive ( $X_{CaD}, Y_{CaD}$ ) et des pistes Silicium ( $X_{Si}, Y_{Si}$ ). Le centre du repère étant choisi sur l'axe optique du faisceau, à mi-épaisseur de la cible, le vecteur des coordonnées s'écrit donc, en  $mm$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta X_{fragment} = X_{Si} - X_{CaD} \\ \Delta Y_{fragment} = Y_{Si} - Y_{CaD} \\ \Delta Z_{fragment} = 155 \end{array} \right\} \quad (6.1)$$

Le  $\Delta Z_{fragment}$  correspond à la distance entre la cible et les pistes Silicium.

L'énergie quant à elle est donnée par la somme de plusieurs composantes :

$$E_{fragment} = \Delta E_{Si} + E_{CsI} + \Delta E_{Cible} \quad (6.2)$$

où  $\Delta E_{Si}$  et  $E_{CsI}$  sont les pertes d'énergie dans le télescope et  $\Delta E_{Cible}$  est l'énergie perdue dans l'épaisseur d'une demi-cible. En effet, ne pouvant connaître événement par événement la profondeur d'interaction du faisceau dans la cible, celle-ci est donc prise égale à la moitié de l'épaisseur, à savoir  $47,5 \text{ mg/cm}^2$  pour la cassure de  $^18\text{He}$ .

La perte d'énergie dans cette demi-cible est calculée à l'aide du programme LISE++, sous forme d'une fonction hyperbolique de l'énergie totale :  $\Delta E_{Cible} = f(\Delta E_{Si} + E_{CsI})$ .

A partir des formules cinématiques usuelles, en calculant

$$\begin{aligned} R_{fragment} &= \sqrt{\Delta X_{fragment}^2 + \Delta Y_{fragment}^2 + \Delta Z_{fragment}^2} \\ |P_{fragment}| &= \sqrt{(E_{fragment} + M_{fragment})^2 - M_{fragment}^2} \end{aligned} \quad (6.3)$$

(avec  $M_{fragment}$ , la masse en  $\text{MeV}/c^2$  de l'ion considéré) il est possible d'écrire le quadri-moment impulsion-énergie du fragment :

$$\left\{ \begin{array}{l} Px_{fragment} = \frac{\Delta X_{fragment}}{R_{fragment}} \times |P_{fragment}| \\ Py_{fragment} = \frac{\Delta Y_{fragment}}{R_{fragment}} \times |P_{fragment}| \\ Pz_{fragment} = \frac{\Delta Z_{fragment}}{R_{fragment}} \times |P_{fragment}| \\ P_{energie} = E_{fragment} + M_{fragment} \end{array} \right\} \quad (6.4)$$

### 6.1.2.2 Pour les neutrons

Pour la mesure du quadri-moment du ou des neutrons détectés en coïncidence avec le fragment, les formules employées sont rigoureusement identiques, à ceci près que la position du point d'arrêt est donnée par les coordonnées du module touché, toujours dans le repère centré sur la cible, et que l'énergie utilisée est celle calculée par la méthode du temps de vol,  $E_{neutron}(TOF)$ .

### 6.1.3 Variables d'intérêt

Les quadri-moments du fragment et des neutrons une fois reconstruits, d'autres variables sont nécessaires à l'analyse de la réaction. Le but étant de reconstruire l'énergie de décroissance  $E_d$  du système d'intérêt, énergie dont dispose le système pour décroître, comparable à l'énergie relative entre les différents produits de la cassure. Pour le système  ${}^8\text{He}^* \rightarrow {}^6\text{He} + n_1 + n_2$ , constitué d'un cœur et de deux neutrons, cette variable se calcule à partir de la formule :

$$E_d = M_{inv} - M_{n_1} - M_{n_2} - M_c \quad (6.5)$$

avec

$$M_{inv}^2 = (E_{n_1} + E_{n_2} + E_c)^2 - (\vec{p}_{n_1} + \vec{p}_{n_2} + \vec{p}_c)^2 \quad (6.6)$$

la masse invariante du système à trois corps,  $M_{n_i}$ ,  $\vec{p}_{n_i}$  et  $E_{n_i}$  la masse, l'impulsion et l'énergie du neutron  $i$  et  $M_c$ ,  $\vec{p}_c$  et  $E_c$ , celles du cœur  ${}^6\text{He}$ .

#### 6.1.3.1 Tracés de Dalitz

Afin d'étudier les corrélations dans le système à trois corps, il est intéressant de tracer les graphes de Dalitz [Dali53, Perk87] en calculant les masses invariantes des sous-systèmes, par exemple, cœur +  $n$  et  $n + n$  définies par :

$$\begin{aligned} M_{cn}^2 &= (E_{n_{1/2}} + E_f)^2 - (\vec{p}_{n_{1/2}} + \vec{p}_f)^2 \\ M_{nn}^2 &= (E_{n_1} + E_{n_2})^2 - (\vec{p}_{n_1} + \vec{p}_{n_2})^2 \end{aligned} \quad (6.7)$$

et en traçant le spectre bidimensionnel  $M_{nn}^2$  en fonction de  $M_{cn}^2$ .

Cependant, les limites cinématiques de ces masses invariantes dépendent de l'énergie de décroissance  $E_d$  totale du système  ${}^6\text{He} + n_1 + n_2$ . Or cette énergie est propre à chaque cassure et donc les limites du tracé de Dalitz sont différentes pour chaque événement. Afin de pouvoir les tracer sur le même spectre et pouvoir les comparer, une masse invariante réduite, indépendante de l'énergie de décroissance, est donc calculée [Marq01] :

$$m_{ij}^2 = \frac{M_{ij}^2 - (M_i + M_j)^2}{(M_i + M_j + E_d)^2 - (M_i + M_j)^2}, \quad m_{ij}^2 \in [0, 1] \quad (6.8)$$

#### 6.1.3.2 Passage dans le repère du centre de masse

Les variables présentées jusqu'ici ne dépendent pas du repère dans lequel elles sont observées. D'autres, tout aussi utiles à l'analyse, nécessitent cependant d'être calculées dans le repère du centre de masse du système  $\{{}^6\text{He} + n_1 + n_2\}$ . La transition depuis le repère du laboratoire se fait grâce aux transformations de Lorentz, en calculant le vecteur vitesse du faisceau, avec  $E_{faisc} = 15$  MeV/nucléon pour l'expérience E378 :

$$|\vec{\beta}_{faisc}| = \frac{\sqrt{(E_{faisc} + M_{faisc})^2 - M_{faisc}^2}}{E_{faisc} + M_{faisc}}, \quad \gamma_{faisc} = \frac{1}{\sqrt{1 - (|\vec{\beta}_{faisc}|)^2}} \quad (6.9)$$

Le  $\vec{\beta}_{faisc}$  ne peut pas être calculé événement par événement car le faisceau n'est pas mono-énergétique et la profondeur d'interaction dans la cible n'est pas connue pour chaque événement. Le  $\vec{\beta}_{faisc}$  est alors moyenné sur tous les événements.

Une fois passé dans le repère de l' $^8\text{He}$ , d'autres variables intéressantes peuvent être calculées, telles que l'angle relatif entre les neutrons ou entre les neutrons et le fragment.

## 6.2 Statistiques de l'expérience

### 6.2.1 Multiplicité des neutrons et identification de l'ion

Une bonne efficacité de détection des neutrons est un paramètre crucial pour augmenter le nombre d'événements exploitables. En effet, l'efficacité intrinsèque de DéMoN, couplée à l'efficacité géométrique de la configuration utilisée, est de l'ordre de 10% pour un neutron de 15 MeV (cf. paragraphe 4.2.6.3). Dans le cas de l'étude d'une voie de sortie contenant deux neutrons, où les deux doivent être détectés pour reconstruire la décroissance, l'efficacité de détection de DéMoN est donc de l'ordre de 1%.

A cela s'ajoute la détection et la sélection de l'ion dans le télescope, où quatre extrémités de pistes des diodes Silicium et un cristal de CsI doivent être déclenchés.

Les coupures et sélections de l'ion sont celles décrites dans le paragraphe 6.1.1.1, illustrées par les figures 6.1 et 6.2 pour la matrice d'identification et par la figure 6.3 pour le PID. L'élimination des événements interagissant dans le télescope plutôt que dans la cible est réalisée par la **coupe dans la matrice  $\Delta E_{Si1}-\Delta E_{Si2}$**  (coupe par défaut pour les résultats présentés dans la suite, sauf mention explicite).

Dans le cas d'une multiplicité de détection supérieure à 1 dans DéMoN, le filtre de diaphonie est appliqué (cf. paragraphe 6.1.1.3). Le tableau 6.1 présente le nombre de neutrons détectés par paires dans DéMoN en coïncidence avec un  $^6\text{He}$  ou un  $^4\text{He}$ , en fonction du niveau de filtrage appliqué.

Noyau	Filtre 0	Filtre 1	Filtre 2
$^6\text{He}$	3278	1699	1345
$^4\text{He}$	1523	889	758

TAB. 6.1 – Statistique des doublets de neutrons dans DéMoN en fonction du niveau du filtre. Le filtre 0 correspond à une absence de filtrage. La sélection de l'ion est celle par défaut.

Le niveau de filtrage retenu est le **filtre 2, pour tout le reste de l'analyse.**

### 6.2.2 Problème électronique

Les cartes VXI du multidétecteur DéMoN ont été réparties sur deux châssis lors de l'expérience, bien que la répartition géométrique des modules associés à chaque

châssis soit conservée pratiquement homogène (cf. figure 6.5). Durant l'analyse des données réalisée par V. Bouchat [Bouc05], il a été observé un taux de comptage différent entre ces deux châssis pour des voies de sortie exclusives, alors que cette différence n'existe pas pour une voie de sortie inclusive.

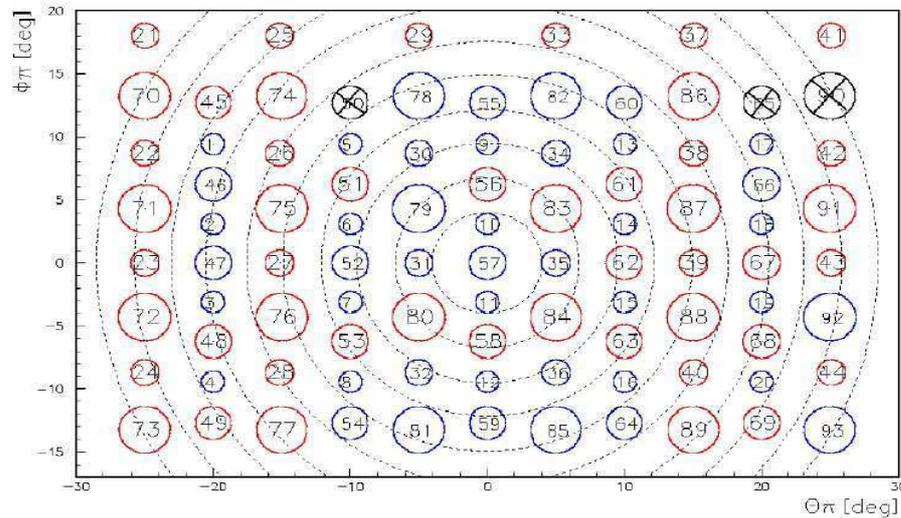


FIG. 6.5 – (D'après [Bouc05]) Répartition géométrique des modules DéMoN associés à chaque châssis (bleu et rouge).

La figure 6.6 présente les taux de comptage d'un neutron dans DéMoN pour les deux châssis, avec et sans sélection d'un ion dans le télescope. Si la différence observée pour la courbe noire, correspondant à tous les événements dans le télescope, peut s'expliquer par un nombre légèrement différent de modules dans chaque châssis, il n'est en revanche pas possible d'expliquer de manière physique le rapport 7 observé entre les taux de comptage des deux châssis lorsqu'un ion est sélectionné (courbe rouge).

Le problème se complique lors de la détection d'une paire de neutrons ; si le premier neutron qui déclenche DéMoN est dans le châssis 1, la statistique du châssis 0 ne semble pas affectée. En revanche, si le premier neutron est dans le châssis 0, le taux de comptage est plus faible, quelque soit le châssis du deuxième neutron (cf. tableau 6.2).

Noyaux	$n_1, c_1 et n_2, c_1$	$n_1, c_1 et n_2, c_0$	$n_1, c_0 et n_2, c_0$	$n_1, c_0 et n_2, c_1$	Total
Tous	4587	3539	4494	2260	14880
${}^6\text{He}$	527	490	75	253	1345

TAB. 6.2 – Statistique des doublets de neutrons en fonction du châssis.  $n_i$  correspond à l'ordre d'arrivée du neutron dans DéMoN et  $c_i$  au numéro du châssis (0 ou 1).

Il y a donc un doute sur la bonne détection du doublet de neutrons lorsque chacun d'eux est dans un châssis différent. Malgré la perte de statistique, il a donc été choisi

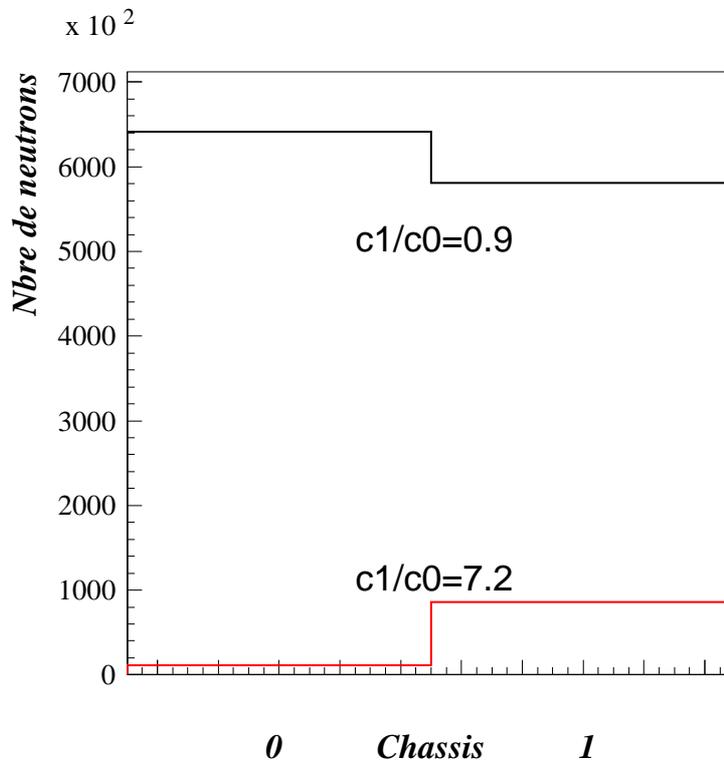


FIG. 6.6 – Nombre de neutrons uniques en coïncidence avec tous les événements dans le télescope (en noir) et avec l'  $^6\text{He}$  (en rouge) en fonction du châssis. Le rapport du nombre de neutrons dans le châssis 1 par celui dans le châssis 0 est reporté dans chaque cas.

de ne garder que **les neutrons issus du châssis 1**. Un traitement identique sera effectué dans les simulations afin de prendre en compte les effets géométriques.

### 6.2.3 Événements exploitables

Le tableau 6.3 synthétise les taux de comptage pour les neutrons en coïncidence avec un  $^6\text{He}$  ou un  $^4\text{He}$  suivant la multiplicité dans DéMoN. Pour les multiplicités  $M_n$  plus grandes que 1, le niveau de filtrage le plus élevé a été utilisé. Les deux méthodes pour éliminer les événements correspondant au faisceau interagissant dans le télescope ont été testées : élimination de la tache dans la matrice  $\Delta E_{Si1}-\Delta E_{Si2}$  et coupures en  $E_{CsI}$  dans la matrice  $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$  (cf. figure 6.2 D et C respectivement). Pour prendre en compte le problème exposé précédemment, la statistique pour le châssis 1 a également été reportée.

Noyau	coupure <sub>fais</sub>	$M_n=1$		$M_n=2$	
		total	châssis 1	total	châssis 1
${}^6\text{He}$	$\Delta E_{Si1}-\Delta E_{Si2}$	73953	65040	1345	527
	$\Delta E_{Si}-E_{CsI}$	65406	57613	1186	474
${}^4\text{He}$	$\Delta E_{Si1}-\Delta E_{Si2}$	20452	18166	758	438
	$\Delta E_{Si}-E_{CsI}$	21929	19418	827	477

TAB. 6.3 – Statistique des événements en fonction de la multiplicité des neutrons pour l’ ${}^6\text{He}$  et l’ ${}^4\text{He}$ . Le taux de comptage dans le châssis 1 représente plus de la moitié du total à cause du problème d’électronique cité plus haut.

### 6.3 Énergie des neutrons

La figure 6.7 représente l’énergie des neutrons mesurée par temps de vol pour différentes voies de sortie :  ${}^4\text{He}+n$  et  ${}^6\text{He}+2n$ . Pour faciliter la comparaison, les spectres ont été normalisés au nombre d’événements de l’ ${}^6\text{He}$ . L’énergie des neutrons est relativement proche de celle du faisceau (ligne pointillée sur la courbe).

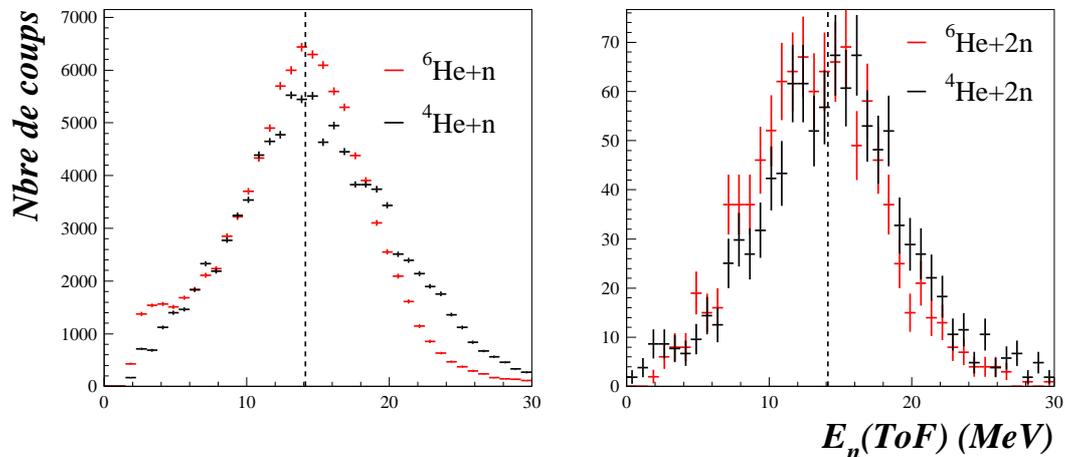


FIG. 6.7 – Énergie des neutrons en coïncidence avec un  ${}^6\text{He}$  et un  ${}^4\text{He}$ . Les spectres ont été normalisés au nombre d’événements de l’ ${}^6\text{He}$ . La ligne pointillée représente l’énergie faisceau (14,2 MeV/nucléon) à mi-cible (cible de C de 95mg/cm<sup>2</sup>).

La forme symétrique des distributions, centrées sur l’énergie du faisceau, indique une sélection propre des événements  ${}^6\text{He}+2n$ , sans contribution de neutrons de basse énergie, autres que ceux de la réaction d’intérêt.



# Chapitre 7

## Simulations de la réaction $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n+n)X$

Il n'est pas toujours possible, avec l'unique analyse de données, de conclure quant à certains résultats. Il peut également rester des doutes sur l'origine de certaines observations et l'influence de certains paramètres. Afin d'aider à la compréhension des résultats expérimentaux et mesurer entre autres les effets dus au dispositif, il est nécessaire de simuler l'ensemble de l'expérience. Cette simulation permet de pouvoir faire varier librement les différents paramètres afin de retrouver les valeurs des observables calculées à partir des données.

### 7.1 Le code de simulation

La simulation réalisée est un code Monte-Carlo écrit en Fortran, reproduisant le plus fidèlement possible la réaction de cassure étudiée et le dispositif expérimental. Dans le cas de la réaction  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n+n)X$ , la simulation peut être découpée en plusieurs étapes comme le montre le schéma 7.1.

#### 7.1.1 Décroissance dans l'espace des phases

La décroissance à trois corps dans le cas de la réaction  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n+n)X$  se fait en tirant une énergie initiale sur le spectre  $\text{Input}_{\text{simul}}$ , puis l'énergie et les moments de chaque fragment, dont la masse est connue, sont calculés suivant l'espace des phases, en répondant aux lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion.

Il est bien sûr possible de choisir le nombre de fragments de la décroissance. Un passage par une résonance (par exemple passage par la résonance de l'état fondamental de  $^7\text{He}$  dans la décroissance de  $^8\text{He}$  vers  $^6\text{He}$ ) est également prévu, sous réserve de fournir l'énergie et la largeur de cette résonance.

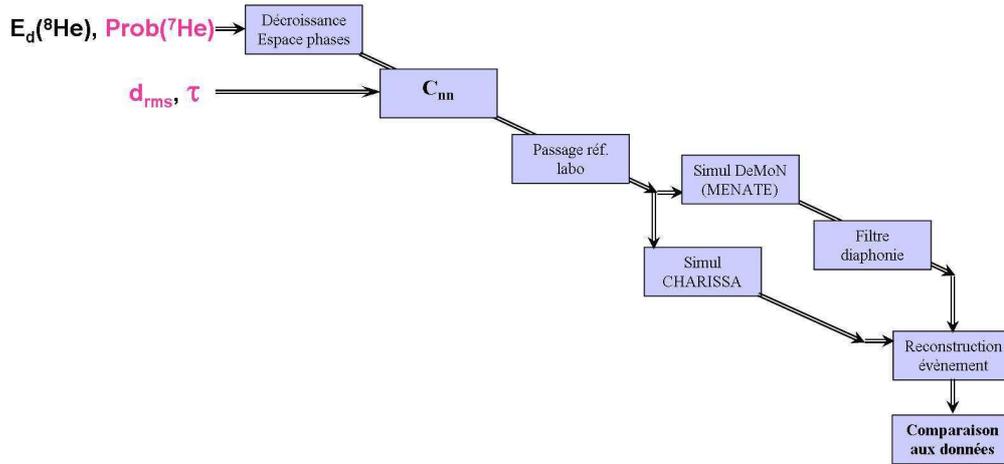


FIG. 7.1 – Schéma de principe de la simulation.

### 7.1.2 Corrélations neutron-neutron

Parmi les trois fragments dont l'impulsion a été calculée précédemment, deux sont des neutrons. La simulation doit permettre de reproduire les corrélations entre ces neutrons afin d'étudier l'influence des interactions dans l'état final. Pour cela, la méthode du rejet est employée : une fonction de corrélation théorique  $C_{nn}$  est calculée, en fonction de la distance moyenne  $d_{rms}$  des neutrons dans l'état initial, paramètre libre du programme. Pour chaque événement, le moment relatif  $q$  des neutrons est calculé et une variable aléatoire  $a$  est tirée entre 0 et le maximum de la fonction de corrélation  $C_{nn}^{max}$ . Si  $a$  est inférieur à  $C_{nn}(q)$ , l'événement est conservé ; il est rejeté sinon. Il y a donc une déformation de la distribution du moment relatif des neutrons suivant  $C_{nn}$ .

Les dénominations  $C_{nn}$  et  $d_{rms}$  correspondent à celles définies dans le chapitre 3.

### 7.1.3 Passage dans le référentiel du laboratoire

Une fois les impulsions des différents fragments calculées, il s'agit maintenant de passer l'ensemble du système dans le référentiel du laboratoire pour envoyer les fragments vers les détecteurs.

La première étape est de passer dans le référentiel de l' $^8\text{He}$  après interaction dans la cible. Dans ce repère, le moment transféré au système lors de la réaction [Leco02] est pris en compte. Théoriquement, la largeur de l'impulsion de ce moment peut être calculée d'après la formule de Goldhaber [Gold74] :

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_F(A_P - A_F)}{A_P - 1}} \quad (7.1)$$

où  $A_P$  représente la masse du projectile et  $A_F$  celle du système final.  $\sigma_0$  vaut théoriquement 90 MeV/c mais doit être diminué pour les noyaux légers [Gold74]. Cepen-

dant, dans le cas du système  ${}^6\text{He}+2n$ , les masses initiales et finales sont identiques ; le moment transféré est donc ajusté «à la main» pour reproduire les moments des données.

La deuxième étape consiste à passer dans le référentiel du laboratoire, en utilisant l'énergie du faisceau corrigée de l'énergie perdue dans une demi-cible et de l'énergie de séparation des neutrons.

A l'énergie du fragment de la réaction doit également être déduite la perte d'énergie dans la deuxième demi-cible. Cette perte d'énergie est négligeable pour les neutrons, qui interagissent très peu dans cette cible.

#### 7.1.4 MENATE

MENATE [Dese91] est un code Monte-Carlo écrit pour simuler l'interaction des photons et des neutrons de basse énergie dans le liquide scintillant NE213. Il prend en compte la géométrie des modules DéMoN, leur disposition dans l'espace ainsi que les différentes réactions possibles dans le scintillateur. Ce code suit chaque neutron dans le système de détection jusqu'à ce qu'il en sorte ou qu'il soit arrêté. Il permet de connaître la charge déposée et la nature de l'interaction, ainsi que le temps de vol et bien sûr le détecteur touché. En revanche, il ne prend pas en compte tout ce qui n'est pas le milieu scintillant, comme les supports des détecteurs ou la chambre à réaction. Tous ces éléments ont cependant été conçu pour minimiser leur impact.

A la suite de MENATE, dans le cas de plusieurs neutrons en coïncidence, le filtre anti-diaphonie (paragraphe 6.1.1.3) est appliqué, de la même manière que pour les données.

#### 7.1.5 Les résolutions

La résolution du détecteur DéMoN est prise en compte dans le code MENATE. Celle en énergie dépend non seulement de l'incertitude sur la distance pour le calcul du temps de vol, mais aussi de l'incertitude sur la mesure du temps. La somme quadratique de ces deux contributions donne une résolution en énergie de l'ordre de 5%. La résolution en position concerne l'incertitude liée à l'angle de détection du neutron. La position du neutron est en effet prise au centre de la surface d'entrée du module.

Les résolutions en position et en énergie de CHARISSA sont elles aussi prises en compte dans le programme de simulation. La position du fragment chargé ainsi que son énergie sont déterminées à partir des moments issus de la décroissance de l'espace des phases et après passage dans le référentiel du laboratoire. A ces valeurs est ajoutée une quantité tirée aléatoirement suivant une gaussienne dont la largeur dépend des résolutions expérimentales (de l'ordre de 1 mm pour la position et 0,6% pour l'énergie (Si+CsI)). Les moments sont ensuite reconstruits avec ces nouveaux paramètres.

### 7.1.6 Reconstruction de l'événement

Après toutes ces étapes, la simulation donne les moments du fragment et du ou des neutrons en coïncidence, exactement de la même manière que pour les données. Il est alors possible de calculer les observables identiques, avec une nouvelle transformation vers le centre de masse pour certaines d'entre elles, afin de comparer données et résultats des simulations.

## 7.2 Les paramètres d'entrée

### 7.2.1 Point de départ de la simulation

L'exemple pris ici concerne la réaction  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n+n)X$  mais la procédure est identique pour les autres voies de cassure. C'est le spectre en énergie disponible par  $^8\text{He}$  pour décroître qui va être le point d'entrée de la simulation. Le spectre expérimental après détection des fragments de la cassure est connu ; c'est lui qui va servir à construire le spectre initial. En effet, il n'est pas possible d'utiliser directement le résultat de l'analyse des données car il s'agit d'un spectre modifié par les acceptances et efficacités du dispositif expérimental. La situation peut être résumée de la manière suivante :

$$E_d(^8\text{He})_{exp} = Input_{simul} \otimes \varepsilon_{simul} \quad (7.2)$$

le but étant de reproduire le spectre expérimental en énergie de décroissance connu  $E_d(^8\text{He})_{exp}$  en multipliant un spectre  $Input_{simul}$  inconnu pour l'instant, entrée du programme, par l'effet de la simulation  $\varepsilon_{simul}$ .

Pour connaître l'effet du dispositif, un spectre d'énergie uniforme a été tiré entre 0 et 20 MeV<sup>(1)</sup>, la réaction de cassure  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n+n)X$  a été simulée et le spectre  $E_d(^8\text{He})$  a ensuite été reconstruit, donnant ainsi  $\varepsilon_{simul}$ . Connaissant  $E_d(^8\text{He})_{exp}$  à partir des données, il est alors possible de calculer  $Input_{simul}$ .

Plutôt que d'utiliser un histogramme en entrée du programme de simulation, celui-ci a été ajusté à l'aide d'une fonction empirique de la forme  $x^A \exp(-\frac{x}{B})$  (cf. la courbe 7.2). Cette fonction facilite l'utilisation du programme et permet de tester plus facilement l'influence de ce paramètre en entrée de la simulation. En effet, une telle fonction possède un maximum en  $A \times B$  et il est ainsi aisé de modifier l'énergie de décroissance pour divers tests.

Le spectre  $\varepsilon_{simul}$  permet de plus de vérifier que le dispositif expérimental ne crée pas artificiellement de structures dans le spectre en énergie de décroissance (courbe 7.3). La résolution en énergie de décroissance de la simulation est également présentée sur ce spectre. La résolution liée à cette forme est de la forme :  $FWHM = a\sqrt{E_d}$ , qui est bien la tendance du spectre 7.3 à droite.

<sup>1</sup>La zone d'intérêt ne s'étend pas au delà de 15 MeV mais le choix de 20 MeV comme énergie maximale permet de ne pas diminuer artificiellement l'efficacité à 15 MeV.

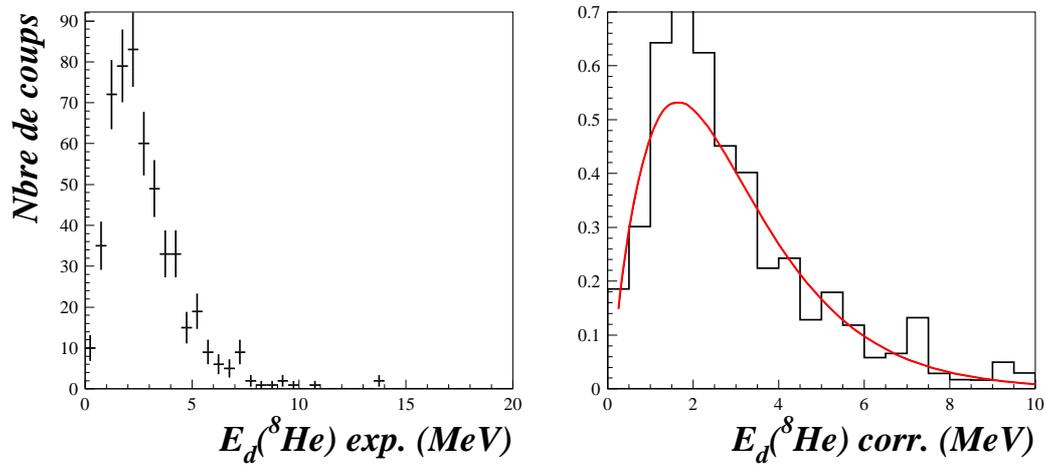


FIG. 7.2 – Le premier spectre représente l'énergie de décroissance  $E_d(^8\text{He})$  calculée à partir des données. Le deuxième est le rapport du précédent avec le spectre  $\varepsilon_{\text{simul}}$  et la courbe rouge est la fonction de la forme  $x^A \exp(-\frac{x}{B})$ , avec  $A$  et  $B$  donnés par le meilleur ajustement au spectre.

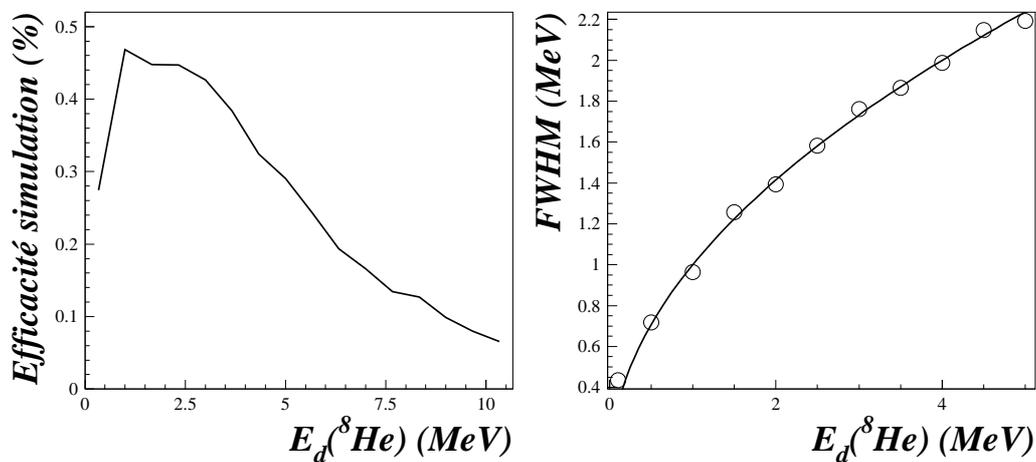


FIG. 7.3 – Spectres de l'efficacité (à gauche) et de la résolution (à droite) en énergie de décroissance simulée pour la réaction  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n+n)X$ . La courbe en pointillés est la tendance en  $\sqrt{E_d}$ .

## 7.2.2 Les variables libres

Certaines variables sont libres et passées à la simulation grâce à un fichier texte lu au début du programme, avec parmi celles-ci, le nombre d'événements à simuler, l'énergie faisceau pour le changement de référentiel, le nombre et les coordonnées

des modules DéMoN, utiles pour MENATE et pour le filtre, le niveau de filtrage anti-diaphonie et les différentes résolutions des détecteurs. Toutes ces variables permettent d'affiner la simulation pour reproduire au mieux les moments des fragments et des neutrons issus des données.

En ce qui concerne la décroissance de l' $^8\text{He}$  en elle-même, un autre paramètre est important : le pourcentage de décroissance séquentielle par rapport à la décroissance directe. Pour chaque cas, les paramètres propres à la fonction de corrélation vont être différents. Pour la décroissance directe, seule la variable  $d_{rms}$  intervient et la fonction de corrélation simplifiée peut être utilisée (équation 3.10), pour la séquentielle, il faut ajouter la durée de vie  $\tau$  de la résonance et utiliser la fonction de corrélation complète (équation 3.4) :

$$^8\text{He} \longrightarrow ^6\text{He} + 2n \Rightarrow C_{nn}(d_{rms}) \text{ (équation 3.10)}$$

$$^8\text{He} \longrightarrow ^7\text{He} + n \xrightarrow{\tau} ^6\text{He} + 2n \Rightarrow C_{nn}(d_{rms}, \tau) \text{ (équation 3.4)}$$

Ce sont ces deux variables  $d_{rms}$  et  $\tau$  qu'il convient d'ajuster sur les données et qui donneront les caractéristiques spatio-temporelles de la décroissance de l' $^8\text{He}$ .

### 7.3 Validation des hypothèses

Il est important de vérifier que le fait d'utiliser une fonction empirique plutôt que l'histogramme réel de l'énergie de décroissance en entrée du programme ne crée pas d'artefacts dans les résultats. Cette vérification consiste à reproduire le spectre en énergie de décroissance  $E_d(^8\text{He})$  à partir des moments de l' $^6\text{He}$  et des deux neutrons donnés par la simulation. La figure 7.4 montre l'énergie de décroissance  $E_d(^8\text{He})$  calculée à partir des données (en rouge) et la même variable reconstruite à partir des moments simulés (courbe noire). La coïncidence des deux tracés permet de valider la fonction utilisée pour ajuster l'histogramme en énergie de décroissance.

Un autre spectre permettant de vérifier la simulation est celui de l'énergie de décroissance de l' $^7\text{He}$ . Cette partie est développée dans le paragraphe 8.2. En annexe B sont également reportés les moments expérimentaux et simulés de l' $^6\text{He}$  et des deux neutrons pour la réaction  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n+n)X$  ainsi que les moments de l' $^8\text{He}$  reconstruits, et ce, dans le référentiel du laboratoire et dans celui du centre de masse. Se trouve également présentée l'énergie cinétique des neutrons.

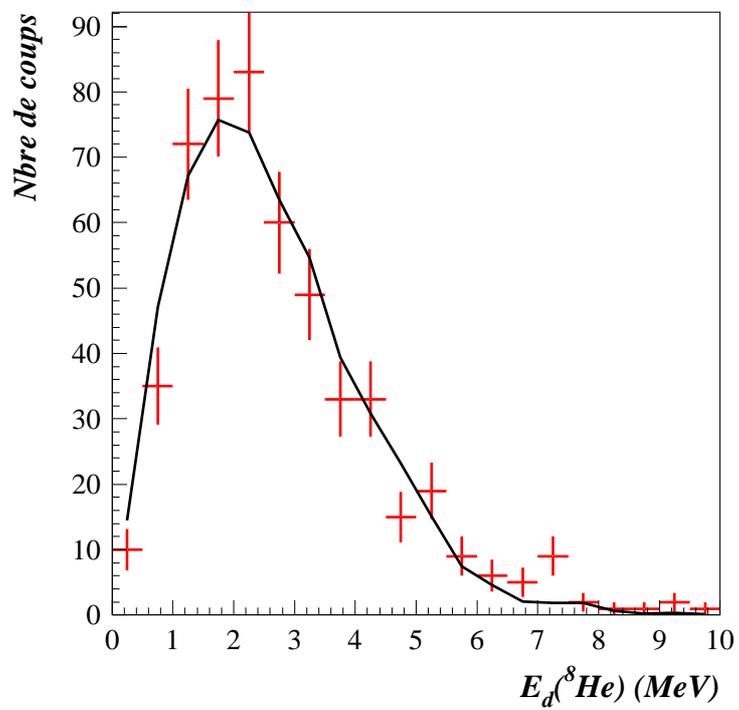


FIG. 7.4 –  $E_d(^8\text{He})$  calculée à partir des données (en rouge) et simulée (courbe noire). La coïncidence des deux tracés valide l'hypothèse sur la fonction empirique.



La partie précédente a présenté le **dispositif expérimental** et les différents détecteurs utilisés pour la détection des produits de la réaction de cassure de  ${}^8\text{He}$ . Les fragments chargés sont détectés par le télescope à perte d'énergie CHARISSA et les neutrons le sont en coïncidence à l'aide du multidétecteur DéMoN.

L'ensemble de ces détecteurs nécessite une **procédure de calibration** en énergie et/ou position, décrite dans le chapitre 5 afin de transformer les signaux électriques en informations physiques.

Ces informations sont ensuite traitées pour calculer les différentes observables nécessaires à l'**analyse** et un **programme de simulation** a été écrit pour extraire les paramètres qui reproduisent le mieux ces observables.

Ces précédents chapitres ont cependant mis en avant certaines difficultés liées à la calibration et à la sélection du fragment chargé ainsi que des problèmes techniques d'électronique qui ont réduit fortement la statistique de l'expérience, sans pour autant biaiser le jeu de données. Ce faible taux d'événement sera préjudiciable pour extraire des résultats avec une précision suffisante, notamment pour les réactions sur cible de plomb.

Les différents **résultats** concernant la réaction de cassure de  ${}^8\text{He}$  seront passés en revue dans la dernière partie. Les configurations spatio-temporelles du halo seront analysées à travers l'étude de la fonction de corrélation, complétée par celle des tracés de Dalitz. Ces configurations seront **interprétées** à l'aide de ces résultats. Une **conclusion** regroupera les différents résultats et les **perspectives** envisagées pour le futur des études des corrélations dans les noyaux à halo.



Troisième partie  
Résultats et discussions



# Chapitre 8

## Résultats et discussions

Le détail du système expérimental, sa calibration et la reconstruction de la cinématique des différentes réactions ont été abordés dans la partie précédente. Le programme de simulation utilisé a également été détaillé. Dans cette nouvelle partie seront exposés les différents résultats obtenus suite à l'analyse de l'expérience E378, plus particulièrement ceux relatifs à la corrélation  $n$ - $n$  dans l' $^8\text{He}$  par l'étude de la réaction  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n+n)X$ .

### 8.1 Fonction de corrélation

La première étape de l'analyse a été de construire la fonction de corrélation entre les deux neutrons détectés en coïncidence avec un fragment, afin d'extraire la valeur de la séparation  $d_{rms}$  entre ces neutrons, dans le cadre de l'approximation d'une source gaussienne et d'un temps d'émission nul entre ces deux neutrons.

#### 8.1.1 Moment relatif des neutrons

Le moment relatif entre les neutrons des doublets détectés en coïncidence avec un fragment est la variable utilisée pour le calcul de la fonction de corrélation (cf. paragraphe 3.2.1). La figure 8.1 représente ce moment relatif pour un fragment d' $^6\text{He}$  et d' $^4\text{He}$ . Comme attendu pour des neutrons faiblement liés, c'est-à-dire à faible moment, la distribution en moment relatif est concentrée aux faibles valeurs. Cette distribution en moment relatif des neutrons corrélés est le numérateur  $N(q)$  de la fonction de corrélation expérimentale définie par l'équation 3.14. Les spectres à suivre correspondent aux événements triples  $^6\text{He}+n+n$ .

#### 8.1.2 Mélange d'événements : construction du fond

Connaissant le numérateur de la fonction de corrélation, il est maintenant nécessaire de construire le dénominateur  $D(q)$ , distribution en moment relatif sans interaction, par la méthode du mélange d'événements itératif décrite au paragraphe 3.2.5. La figure 8.2 montre la distribution en moment relatif du fond ainsi construit

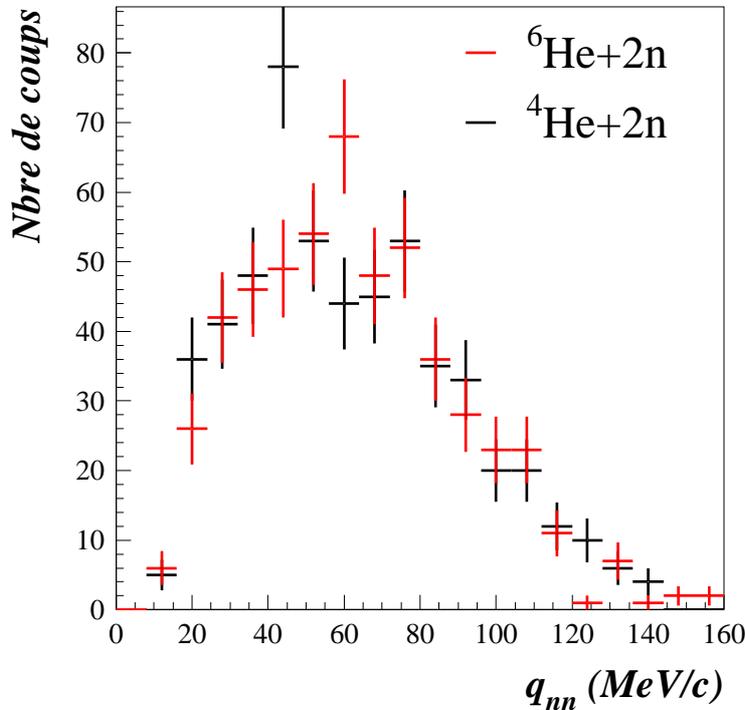


FIG. 8.1 – Moment relatif  $q$  des neutrons détectés en coïncidence avec un  ${}^6\text{He}$  et un  ${}^4\text{He}$ . Cette distribution correspond au numérateur  $N(q)$  de l'équation 3.14.

pour différentes itérations du processus. Il y a très peu d'écart entre la première et la deuxième itération, contrairement à ce qui a pu être observé pour d'autres systèmes (cf. figure 3.6). La convergence est atteinte bien avant la huitième itération et laisse supposer qu'il y a peu de corrélations résiduelles à la suite du premier mélange.

### 8.1.3 $C_{nn}(q)$ pour la voie ${}^6\text{He}+2n$

A partir des deux distributions  $N(q)$  et  $D(q)$  précédentes, il est alors possible de construire la fonction de corrélation  $C_{nn}$  pour chaque itération de la construction du fond. En ajustant ces données avec la fonction analytique décrite par l'équation 3.10, avec l'approximation d'une **source gaussienne** et d'un **temps d'émission nul** entre les neutrons, il est possible d'extraire la valeur du paramètre  $d_{rms}$ . La figure 8.4 montre l'évolution de ce paramètre en fonction du nombre d'itérations. Comme constaté avec la distribution  $D(q)$ , l'écart entre les valeurs des différentes itérations est faible et la convergence a lieu rapidement. Les corrélations résiduelles sont donc faibles, ce qui laisse supposer des neutrons peu corrélés. Extraite de l'ajustement des données obtenues pour la huitième itération (figure 8.3) par la fonction de corrélation analytique à un paramètre (équation 3.10), cette valeur conduit à une séparation :

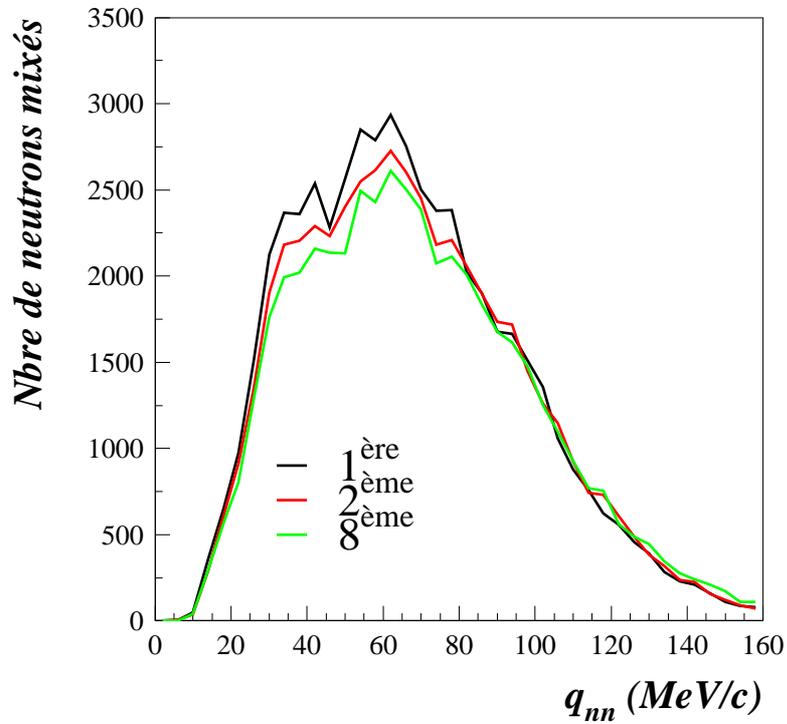


FIG. 8.2 – Moment relatif des neutrons construit à partir du mélange d'événements itératif, pour plusieurs itérations (1, 2 et 8) du mélange.

$$d_{rms} = 15,9 \pm 1,2 \text{ fm}$$

Il est important de noter que la composante temporelle de la dissociation de l' $^8\text{He}$  a été négligée. Il s'agit donc d'une distance spatio-temporelle et il est nécessaire de déconvoluer l'influence du temps et celle de la distance spatiale. Pour cela, une étude de la cassure séquentielle de l' $^8\text{He}$  est importante, afin d'extraire notamment les caractéristiques du passage par la résonance de l' $^7\text{He}$ .

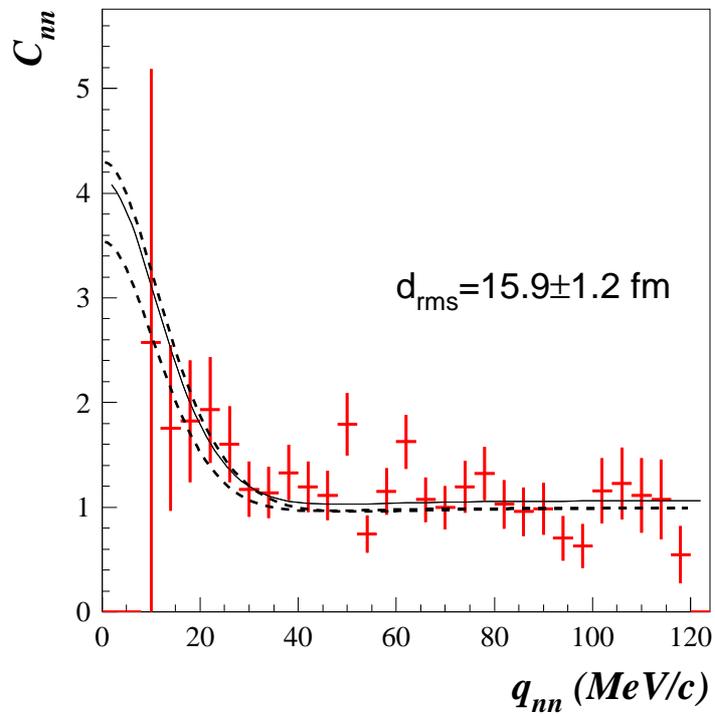


FIG. 8.3 – Fonction de corrélation entre les neutrons dans la voie  ${}^6\text{He}+2n$  ajustée par la fonction analytique.

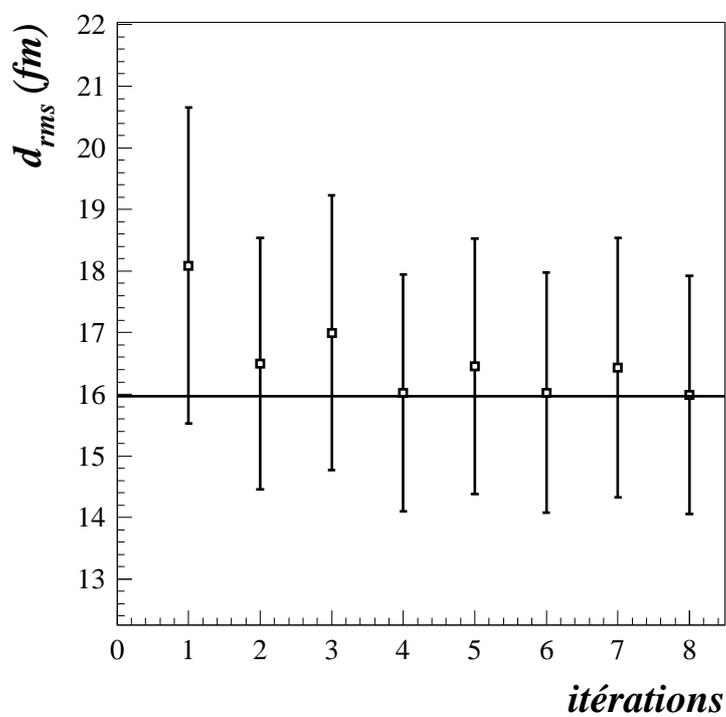


FIG. 8.4 – Distance  $d_{rms}$  extraite de l'ajustement de la fonction de corrélation par la fonction analytique simplifiée (équation 3.10) pour chaque itération.

## 8.2 Cassure séquentielle de l' $^8\text{He}$

Lors de la cassure de l' $^8\text{He}$ , la voie :  $^8\text{He} \rightarrow ^7\text{He} + n \rightarrow ^6\text{He} + 2n$  est possible ; le fondamental non lié de l' $^7\text{He}$  est alors peuplé par une partie de la cassure de l' $^8\text{He}$  (cf. page 63 et figure 8.5), ce qui pourrait expliquer la grande distance extraite précédemment.

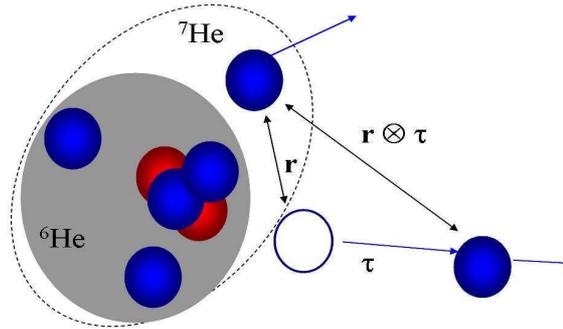


FIG. 8.5 – Schéma de la décroissance séquentielle de l' $^8\text{He}$ . Le passage par un état résonnant de l' $^7\text{He}$  (tirets) provoque une séparation temporelle des deux neutrons.

Cette hypothèse peut être vérifiée en construisant le spectre  $E_d(^7\text{He})$  où le pic correspondant à l'état fondamental résonnant est clairement visible (figure 8.8). Les paramètres des états de l' $^7\text{He}$  sont rappelés dans le tableau 8.1.

Une étude approfondie sur le noyau non lié d' $^7\text{He}$ , menée par Al Falou [AlFa07] pour plusieurs réactions, a confirmé les données sur l'état fondamental. Cependant, l'état excité à 1 MeV, observé par Meister, n'a pas été retrouvé dans cette analyse pour la réaction  $\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ , ni pour les réactions  $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^6\text{He}+n)\text{X}$  et  $\text{C}(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)\text{X}$  (figure 8.6), étudiées pour des énergies comparables à celles de l'expérience E378. Ainsi, seul le fondamental de l' $^7\text{He}$  serait peuplé dans la voie  $^6\text{He}+2n$ .

Réactions	$E_r$ (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	$J^\pi$	Références
$^7\text{Li}(t, ^6\text{He}+n)^3\text{He}$	$0,44 \pm 0,03$	$0,16 \pm 0,03$	$3/2^-$	[Stoc69]
$^9\text{Be}(^{10,11,12}\text{Be}, ^6\text{He}+n)\text{X}$	$0,45 \pm 0,02$	-	$3/2^-$	[Chen00]
$^9\text{Be}(^{15}\text{N}, ^{17}\text{F}, ^6\text{He}+n)\text{X}$	0,44	$0,14 \pm 0,02$	$3/2^-$	[Bohl01]
$\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$	$0,43 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,08$	$3/2^-$	[Meis02]
$\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$	$1,0 \pm 0,1$	$0,75 \pm 0,08$	$1/2^-$	[Meis02]

TAB. 8.1 – Synthèse des états de résonance de l' $^7\text{He}$ .

Une simulation devrait également permettre de reproduire la décroissance séquentielle de l' $^8\text{He}$ , sous réserve de simuler le passage par l'état fondamental de l' $^7\text{He}$ , ayant une énergie de 0,44 MeV et une largeur de 0,16 MeV. Un seul état pouvant être peuplé et cette résonance étant suffisamment étroite, son effet sera visible sur l'énergie de décroissance  $E_d(^7\text{He})$ , et le temps  $\tau$  est également assez long pour

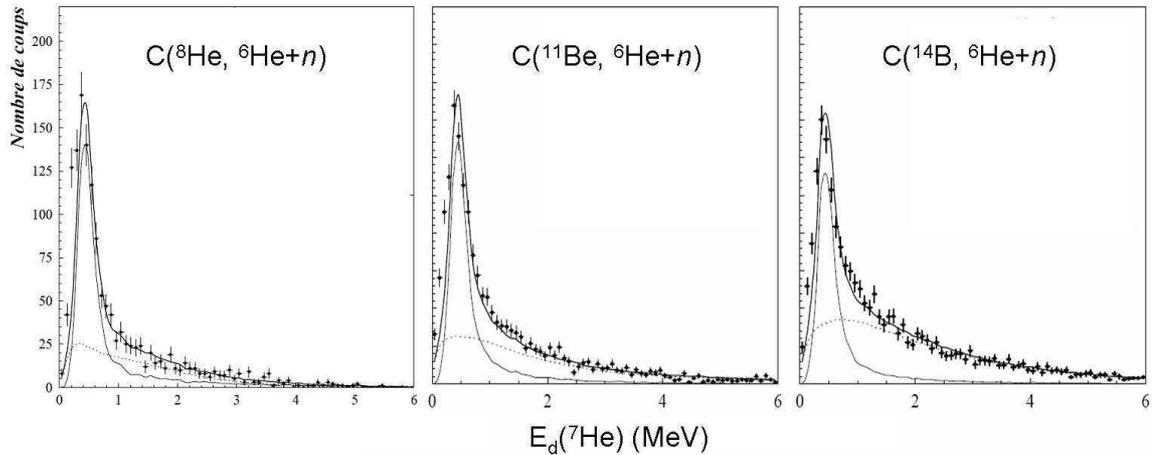


FIG. 8.6 –  $E_d(^7\text{He})$  pour trois réactions. Le trait en pointillé représente le fond construit par mélange d'événements. Aucun des ajustements ne montre la présence d'un état excité à 1 MeV dans la voie  $^6\text{He}+n$  [AlFa07].

avoir un effet sur la distance  $d_{rms}$ . La fonction utilisée pour reproduire cet état est une fonction de type Breit-Wigner :

$$\frac{d\sigma}{dE_d} = \sigma_0 \frac{\Gamma_l(E_d)}{(E_d - E_r)^2 + (\frac{\Gamma_l(E_d)}{2})^2} \quad (8.1)$$

où  $E_r$  est l'énergie de résonance et  $\Gamma_l$  sa largeur, dépendant du moment angulaire orbital  $l$  de l'état formé. Pour  $l = 1$ , comme c'est le cas pour le fondamental de l' $^7\text{He}$ , la forme explicite de la largeur s'écrit :

$$\Gamma_{l=1} = \Gamma \left( \frac{E_d}{E_r} \right)^{3/2} \frac{2E_r}{E_r + E_d} \frac{1 + \mu E_r R^2 / \hbar^2}{1 + \mu E_d R^2 / \hbar^2} \quad (8.2)$$

avec  $R$  le rayon d'interaction et  $\mu$  la masse réduite du système cœur+ $n$ .

Une simulation a donc été réalisée en supposant une décroissance **dans l'espace des phases** uniquement séquentielle avec passage par l' $^7\text{He}$  et une autre avec une décroissance uniquement directe. Chacune de ces contributions est représentée sur la figure 8.7. La comparaison par la méthode du  $\chi^2$  du spectre  $E_d(^7\text{He})$  issu des données avec une combinaison linéaire des deux simulations a montré une décroissance séquentielle pour  $80 \pm 20\%$  des événements (figure 8.8).

Ainsi, la proportion de passage par l' $^7\text{He}$  est définie par :

$$Prob(^7\text{He}) = \mathbf{80 \pm 20\%}$$

L'hypothèse d'une décroissance séquentielle est donc confirmée mais la valeur précise du pourcentage ne peut être déterminée facilement étant donné que la procédure précédente a été réalisée dans l'espace des phases et non pour un couple  $(d_{rms}, \tau)$  donné<sup>(1)</sup>.

<sup>1</sup>Ce couple dépend également de la proportion de chaque décroissance ; il n'est donc pas possible de le déterminer avant le pourcentage.

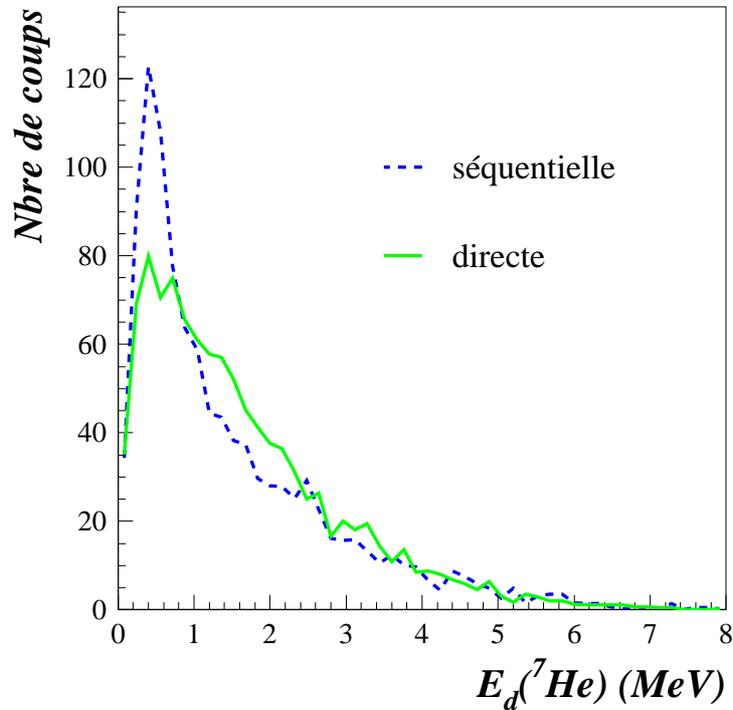


FIG. 8.7 –  $E_d(^7He)$  simulée pour une décroissance uniquement séquentielle en bleu et une décroissance uniquement directe en vert.

Il est possible dans le programme de simulation de faire varier indépendamment les paramètres  $d_{rms}$ ,  $\tau$  (cf. paragraphe 7.2.2) et  $Prob(^7He)$ . Le but est alors de minimiser le  $\chi^2$  à deux dimensions entre les observables issues des données et celles obtenues par les simulations pour différentes valeurs du couple  $(d_{rms}, \tau)$  et pour différentes  $Prob(^7He)$ .

Une idée de la valeur attendue pour  $\tau$  peut être obtenue en connaissant la relation entre la largeur d'une résonance et sa durée de vie :

$$\tau_0 \approx \frac{\hbar}{\Gamma} \approx \frac{200}{\Gamma} \text{ fm/c} \quad (8.3)$$

Une largeur de 0,16 MeV conduit alors à une durée de vie de l'ordre de 1 250 fm/c. C'est autour de cette valeur qu'il faudrait investiguer pour la recherche du meilleur couple.

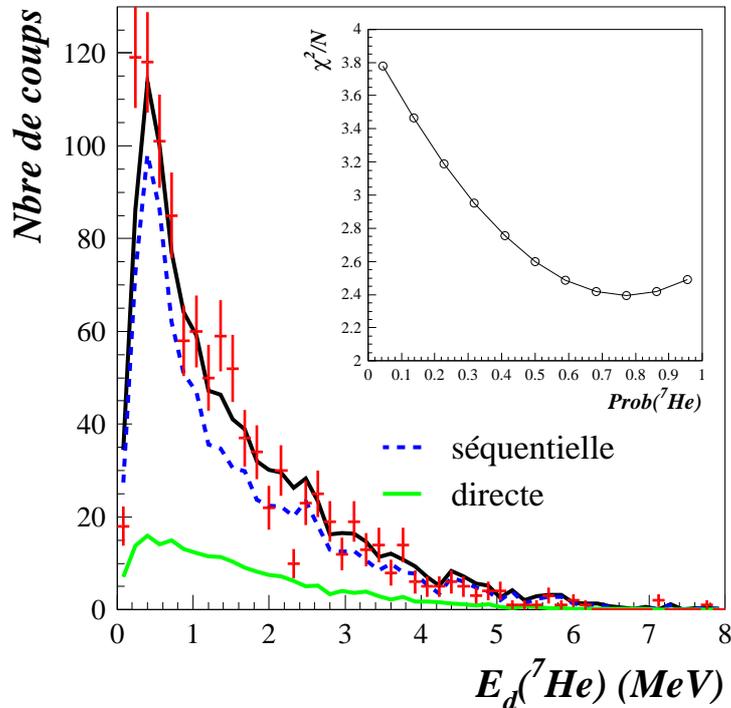


FIG. 8.8 –  $E_d(^7\text{He})$  calculée à partir des données (croix rouges) et simulée (courbe noire).  $\text{Prob}(^7\text{He})$  a été déterminé à  $80 \pm 20\%$  (en insert, l'évolution du  $\chi^2/N$  en fonction de la proportion). Les courbes en tirets et pointillés représentent respectivement les contributions de la décroissance séquentielle et directe pour ce pourcentage.

### 8.3 Etude spatio-temporelle des corrélations

L'analyse précédente a montré que la décroissance de l' $^8\text{He}$  est séquentielle, la composante temporelle ne peut donc plus être négligée comme c'est le cas pour l'étude de la fonction de corrélation.

En effet, lorsque le temps d'émission est non nul, la valeur de  $d_{rms}$  extraite de l'ajustement avec la fonction de corrélation analytique ne correspond pas à la distance spatiale des neutrons dans le halo. Il a de plus été montré que les corrélations résiduelles n'étaient pas complètement corrigées par le mélange d'événements dans ce cas [Marq]. L'approximation  $C_{nn}(p_1, p_2) \equiv C_{nn}(q)$  n'est plus exacte, la fonction dépend alors des deux composantes, transverse  $q_T$  et longitudinale  $q_L$ , du moment relatif  $q$ , par rapport à l'axe de déplacement de la paire de neutrons.

La figure 8.9 représente une simulation de fonction de corrélation  $C_{nn}(q_T, q_L)$  pour un temps nul et un temps de 300 fm/c. La dépendance est visible par une déformation le long de l'axe  $q_L$ .

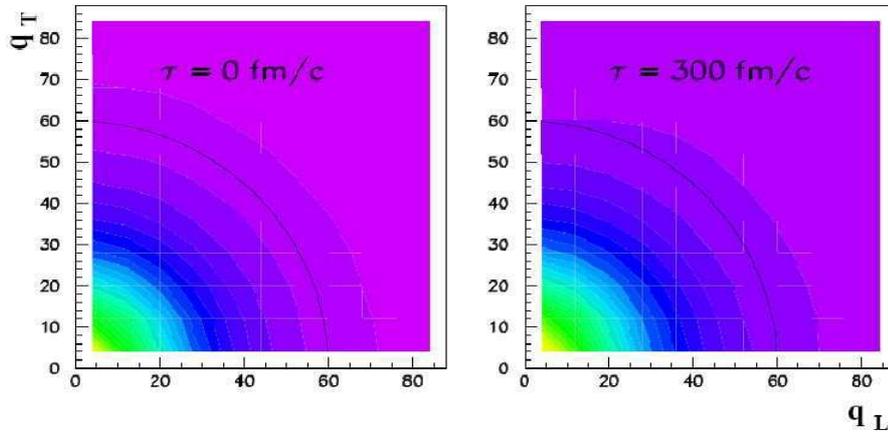


FIG. 8.9 – Simulation de  $C_{nn}(q_T, q_L)$  pour un temps nul et un temps de 300 fm/c [Norm04, Marq]. La ligne noire correspond à  $q=60$  MeV/c.

Le principe de l'interférométrie est d'extraire la fonction corrélation des données en construisant un fond à l'aide du mélange d'événements, mais une dissociation spatio-temporelle complique la prise en compte des corrélations résiduelles. Afin de s'en affranchir, il est alors envisagé d'inclure les corrélations dans les simulations, et de comparer les observables directement aux données. Il n'est ainsi pas nécessaire de construire un fond par mélange d'événements.

Cette technique, basée sur **les tracés de Dalitz**, permet ainsi de prendre en compte les corrélations à trois corps tout en incluant la composante temporelle de la dissociation, et complète ainsi la méthode d'interférométrie d'intensité.

## 8.4 Méthode des tracés de Dalitz

Les tracés de Dalitz sont influencés par les corrélations dans l'état final entre les neutrons et un neutron et le cœur (cf. paragraphe 3.3.2). Ce sont donc ces observables, les masses invariantes réduites  $m_{nn}^2$  et  $m_{cn}^2$  (équation 6.8), qui vont servir de référence pour trouver le meilleur couple  $(d_{rms}, \tau)$ .

### 8.4.1 Énergie de décroissance

L'équation 6.8 définissant les masses invariantes réduites fait appel à l'énergie de décroissance  $E_d$  (équation 6.5). La distribution correspondant à  ${}^6\text{He}+2n$  a déjà été présentée dans le chapitre concernant les simulations (figure 7.4). Celle correspondant à  ${}^6\text{He}+n$  a également été présentée; elle a permis de mesurer la proportion d'événements dans la décroissance séquentielle (figure 8.8). La figure 8.10 représente l'énergie de décroissance  $E_d(nn)$  mesurée entre les deux neutrons en coïncidence avec un  ${}^6\text{He}$  (en rouge), sur laquelle sont superposées les simulations pour une contribution directe et séquentielle. Il y a très peu de différence entre ces trois distributions,  $Prob({}^7\text{He})$  influant peu sur  $E_d(nn)$ .

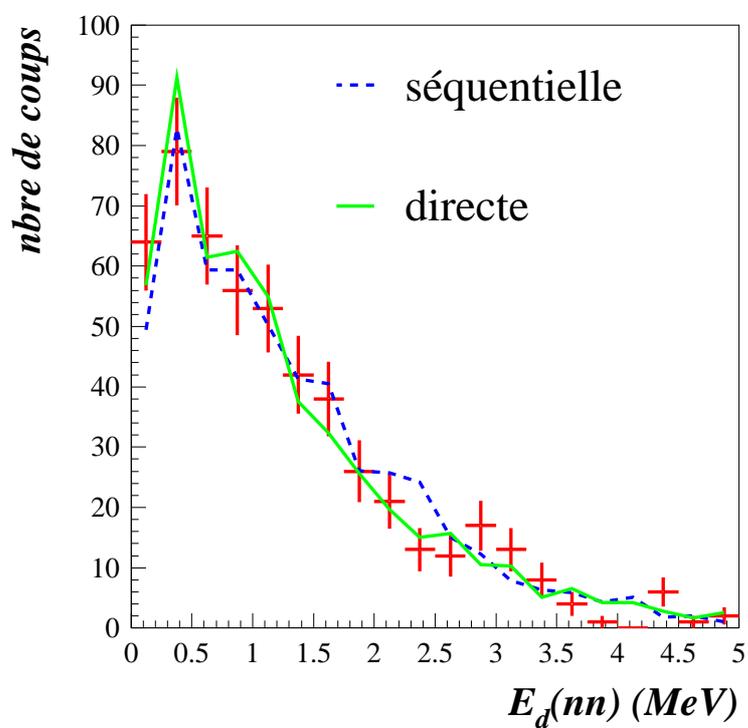


FIG. 8.10 –  $E_d(nn)$  calculée à partir des données pour des neutrons en coïncidence avec un  ${}^6\text{He}$  (en rouge), et les contributions pour une décroissance uniquement directe ou séquentielle.

### 8.4.2 Influence des sélections de l' ${}^6\text{He}$

Du fait de la superposition dans la matrice  $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$  (cf. figure 5.9) des régions correspondant au faisceau interagissant dans le télescope et aux  ${}^6\text{He}$  issus de la cible, l'identification propre de ces derniers n'est pas aisée.

Si la sélection n'est pas assez franche, des fragments provenant de l'interaction du faisceau dans le télescope vont être considérés comme des  ${}^6\text{He}$  venant de la cible, et l'énergie de décroissance, ainsi que la masse invariante réduite calculée, vont être inexactes.

Si la zone de superposition (sélection rouge figure 8.11 à gauche) est complètement rejetée, outre la chute de statistique, les ions retenus seront ceux avec une énergie différente de celle du faisceau. Ces événements à grand angle correspondent à ceux ayant un faible paramètre d'impact. La réaction de cassure de l' ${}^8\text{He}$  se faisant principalement par diffusion inélastique de celui-ci sur la cible de carbone :  ${}^8\text{He} + \text{C} \rightarrow {}^8\text{He}^* \rightarrow {}^6\text{He} + 2n$ , les différentes sélections correspondent aux différents peuplements du continuum de l' ${}^8\text{He}$ .

Ce sont les distributions des masses invariantes réduites  $n-n$  qui vont être utilisées pour déterminer les caractéristiques spatio-temporelles de la réaction de dissociation de l' ${}^8\text{He}$ . La figure 8.11 représente ces distributions en fonction de la sélection du fragment. L'erreur de reconstruction de l'énergie de décroissance (sélection rouge et bleue) provoque un fort signal de corrélation  $n-n$ . En revanche, les événements ayant un faible paramètre d'impact (sélection jaune) ont un très faible signal de corrélation  $n-n$ .

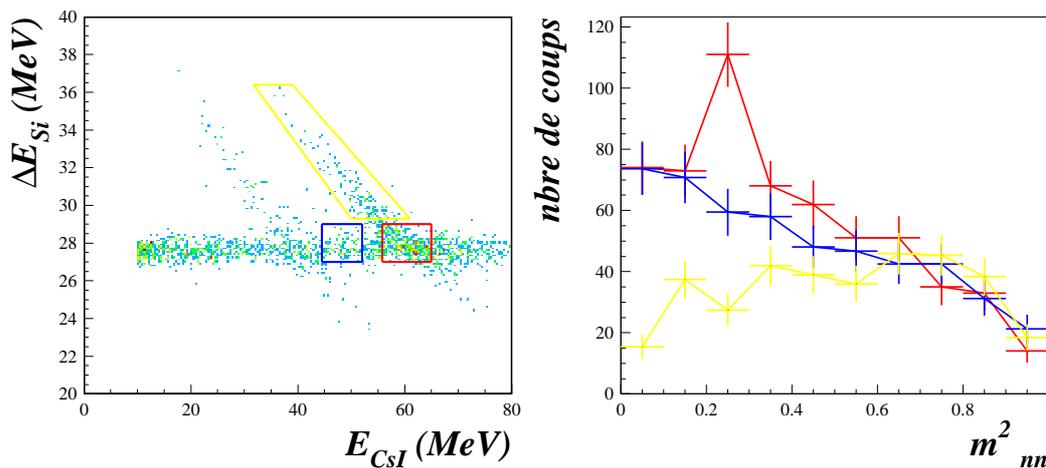


FIG. 8.11 – Évolution de  $m^2_{nn}$  en fonction de la sélection du fragment (la couleur des distributions correspond à celle des sélections). Les courbes ont été normalisées au nombre d'événements pour  $m^2_{nn}$  compris entre 0,5 et 1 afin de pouvoir comparer les distributions malgré la différence de statistique pour chaque coupure.

Les différentes sélections sur l'ion vont également influencer la distribution en énergie des neutrons détectés en coïncidence. La figure 8.12 représente cette énergie pour les trois sélections.

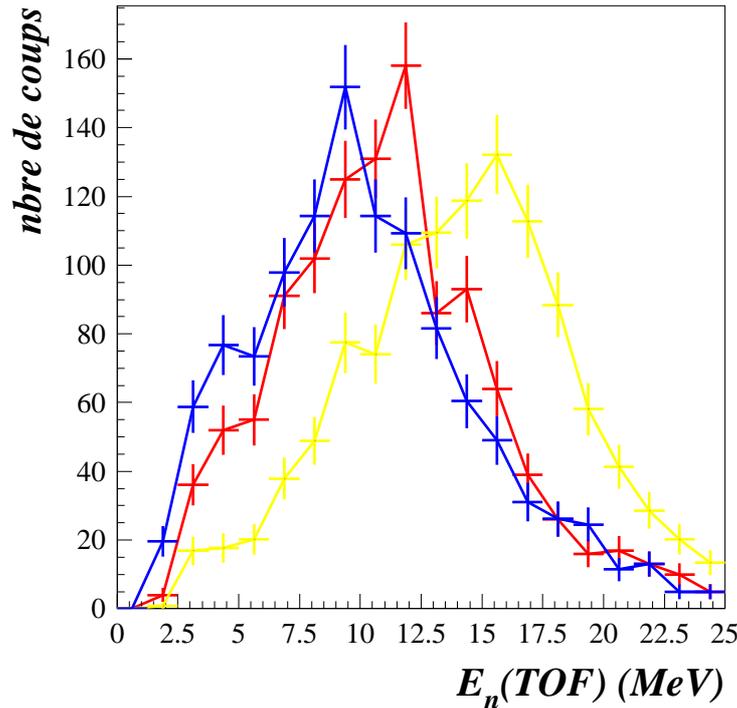


FIG. 8.12 – Évolution de l'énergie des neutrons en fonction de la sélection du fragment dans la figure 8.11 (la couleur des distributions correspond à celle des sélections). Les neutrons ayant une énergie supérieure à celle du faisceau correspondent aux fragments de plus faible énergie. Les courbes ont été normalisées au nombre d'événements.

Cette figure montre que les neutrons de plus faible énergie sont concentrés dans la zone des fragments issus uniquement du télescope (sélection bleue).

En considérant maintenant les deux autres zones, ce sont ceux issus de la superposition (sélection rouge) qui ont le moins d'énergie. Cette énergie plus faible que ceux en coïncidence avec un  ${}^6\text{He}$  (sélection jaune) correspondent à un moment relatif également plus faible comme le montre la figure 8.13 à gauche. Leur masse invariante (à droite) est également très marquée.

Pour extraire les paramètres d'intérêt, il est possible de reproduire les différentes sélections dans le programme de simulation mais pas de créer des  ${}^6\text{He}$  provenant du télescope plutôt que de la cible, limitant les choix possibles sur les données.

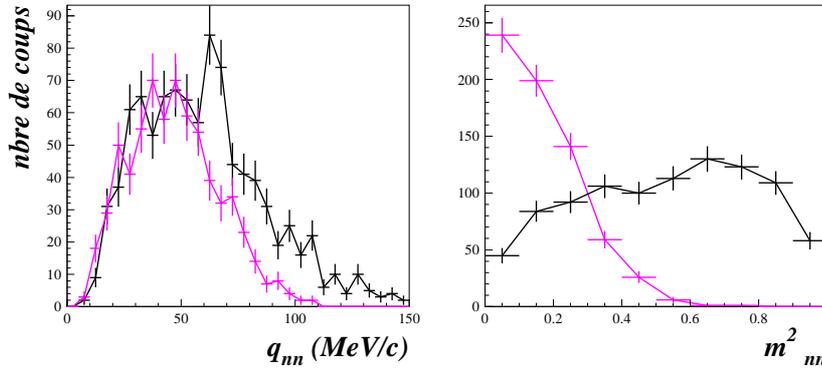


FIG. 8.13 – Moment relatif pour des neutrons d'énergie inférieure (en magenta) et supérieure (en noir) à 11 MeV, en coïncidence avec un événement des sélections rouge+jaune. A droite, les masses invariantes  $n$ - $n$  correspondantes.

La suppression des événements correspondant aux fragments provenant du télescope par les coupures dans la matrice  $\Delta E_{Si1}-\Delta E_{Si2}$  ou celles dans la matrice  $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$  permettent de garder les événements de la sélection jaune, qui correspondent réellement à des  ${}^6\text{He}$  en coïncidence avec deux neutrons.

### 8.4.3 Minimisation du $\chi^2$ entre données et simulations

Les simulations ont été réalisées pour des valeurs de  $d_{rms}$  allant de 6 à 11 fm par pas de 0,5 fm et de valeurs de  $\tau$  comprises entre  $0^{(2)}$  et 4 000 fm/c par pas de 500 fm/c. Pour chaque couple ( $d_{rms}, \tau$ ), le  $\chi^2$  a été calculé entre les distributions  $m_{nn}^2$  et  $m_{cn}^2$  issues des données et celles issues des simulations. Cette procédure a été réalisée pour plusieurs pourcentages de décroissance séquentielle, entre 0 et 100%.

#### 8.4.3.1 Spectres expérimentaux

Les masses invariantes réduites  $m_{nn}^2$  et  $m_{cn}^2$  expérimentales sont représentées sur la figure 8.14. Sur cette même figure ont été tracées les distributions pour une décroissance séquentielle (en bleu) et directe (en vert).

Dans le cas de la décroissance directe (en vert), le signal de corrélation est très marqué sur l'observable  $m_{nn}^2$  alors que  $m_{cn}^2$  est proche de l'espace des phases. Inversement, dans le cas d'une décroissance séquentielle (en bleu), la distance spatio-temporelle entre les neutrons augmente et la corrélation entre eux est faible. En revanche, la corrélation cœur- $n$  est clairement visible sur le spectre  $m_{cn}^2$  par deux pics correspondant à la résonance cœur- $n$  et au reflet de l'autre neutron.

La comparaison de ces distributions confirme l'observation réalisée sur le spectre  $E_d({}^7\text{He})$ , à savoir un mélange entre les deux types de décroissance.

<sup>2</sup>La valeur minimale utilisée est en réalité de 10 fm/c, ce qui permet d'utiliser la même formule pour le calcul de la corrélation et éviter l'approximation pour  $\tau=0$ .

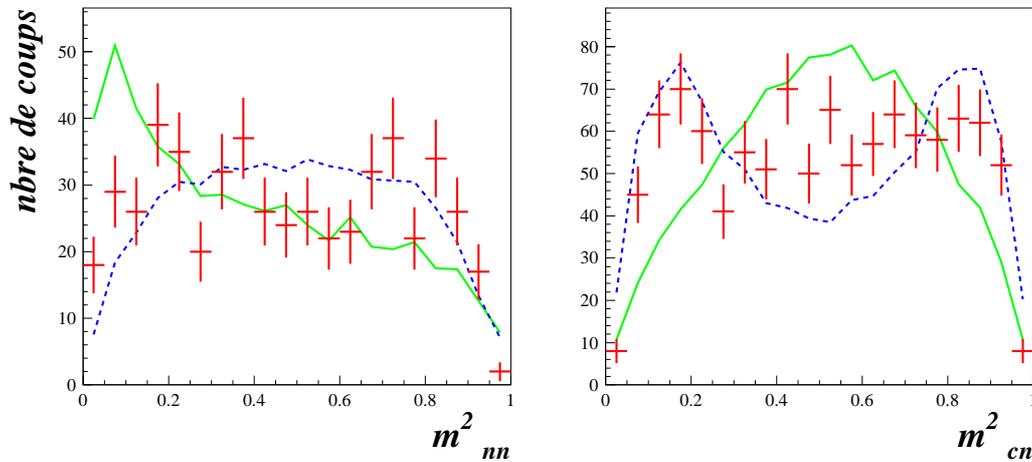


FIG. 8.14 –  $m_{nn}^2$  et  $m_{cn}^2$  expérimentales obtenues pour deux neutrons dans le châssis 1 en coïncidence avec un  ${}^6\text{He}$ , après élimination des événements issus d'interaction du faisceau dans le télescope. En bleu et vert, les distributions des masses invariantes pour une décroissance uniquement séquentielle ou uniquement directe, respectivement, avec le même paramètre  $d_{rms}=7,3$  fm.

#### 8.4.3.2 Détermination des variables $d_{rms}$ , $\tau$ et $Prob({}^7\text{He})$

L'énergie de décroissance  $E_d({}^7\text{He})$  permet de déterminer le pourcentage de passage par la résonance (cf. figure 8.8), cependant les spectres obtenus pour une décroissance séquentielle ou directe peuplent la même région en énergie et ont donc une distribution assez similaire (cf. figure 8.7). Le spectre  $E_d({}^7\text{He})$  donne donc une indication de  $Prob({}^7\text{He})$  mais pas avec une précision suffisante. En revanche, la masse invariante réduite  $m_{cn}^2$  est également sensible au pourcentage de décroissance séquentielle (cf. figure 8.14). La masse invariante  $m_{nn}^2$  est quant à elle sensible aux corrélations  $n$ - $n$ . C'est donc en comparant ces distributions avec les simulations correspondantes, et en minimisant le  $\chi^2$ , que les variables  $d_{rms}$ ,  $\tau$  et  $Prob({}^7\text{He})$  vont être extraites.

Les matrices en  $\chi^2$  ont été construites pour les trois couples possibles entre les trois variables, la troisième étant fixée.

La figure 8.15 montre la matrice en  $\chi^2$  obtenue pour 70% de décroissance séquentielle. La valeur de  $d_{rms}$  extraite est de  $7,3 \pm 0,6$  fm et celle de  $\tau$  de  $1\,000 \pm 300$  fm/c.

De la même manière, la figure 8.16 montre la matrice en  $\chi^2$  obtenue pour  $d_{rms}=7,3$  fm. La valeur de  $Prob({}^7\text{He})$  extraite est de  $70_{-5}^{+10}\%$  et celle de  $\tau$  de  $1\,000 \pm 300$  fm/c.

Enfin, la figure 8.17 montre la matrice en  $\chi^2$  obtenue pour  $\tau=1\,000 \pm 300$  fm/c. La valeur de  $Prob({}^7\text{He})$  extraite est de  $70_{-5}^{+10}\%$  et celle de  $d_{rms}$  de  $7,3 \pm 0,6$  fm.

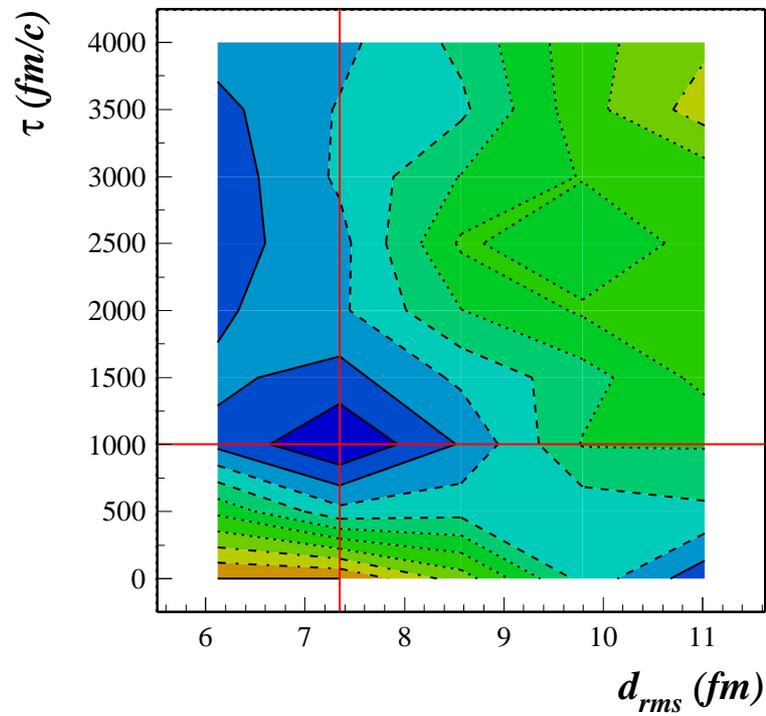


FIG. 8.15 – Matrice en  $\chi^2$  pour  $m_{nn}^2$ , en fonction des couples  $(d_{rms}, \tau)$  et pour 70% de décroissance séquentielle. Chaque contour correspond à une unité de  $\chi^2$ .

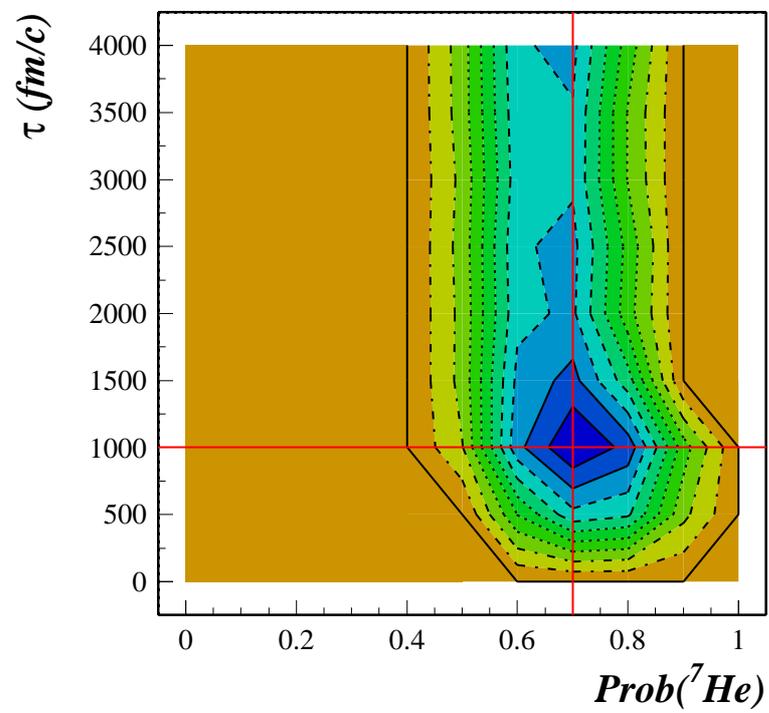


FIG. 8.16 – Matrice en  $\chi^2$  pour  $m_{nn}^2$ , en fonction des couples  $(\text{Prob}({}^7\text{He}), \tau)$  et pour  $d_{rms}=7,3$  fm. Chaque contour correspond à une unité de  $\chi^2$ .

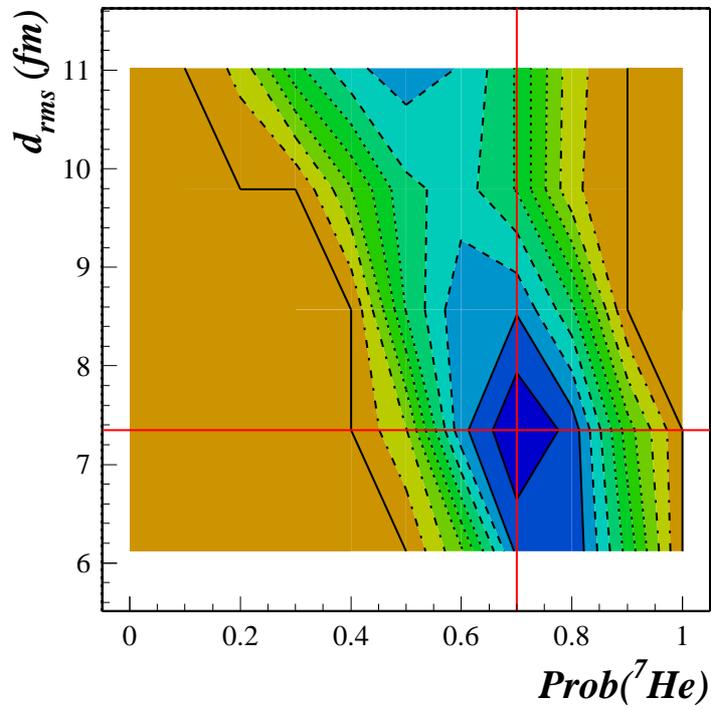


FIG. 8.17 – Matrice en  $\chi^2$  pour  $m_{nn}^2$ , en fonction des couples  $(Prob(^7He), d_{rms})$  et pour  $\tau=1\ 000\pm 300$  fm/c. Chaque contour correspond à une unité de  $\chi^2$ .

D'après les résultats précédents, les valeurs des variables retenues sont alors :

$$d_{rms}=7,3\pm0,6 \text{ fm}$$

$$\tau=1\ 000\pm300 \text{ fm/c}$$

$$Prob(^7He)=70^{+10}_{-5}\%$$

La figure 8.18 montre les distributions expérimentales  $m_{nn}^2$  et  $m_{cn}^2$  (en rouge) et les simulations pour les valeurs extraites précédemment : 70% de décroissance séquentielle,  $d_{rms}$  égal à 7,3 fm et  $\tau$  égal à 1 000 fm/c.

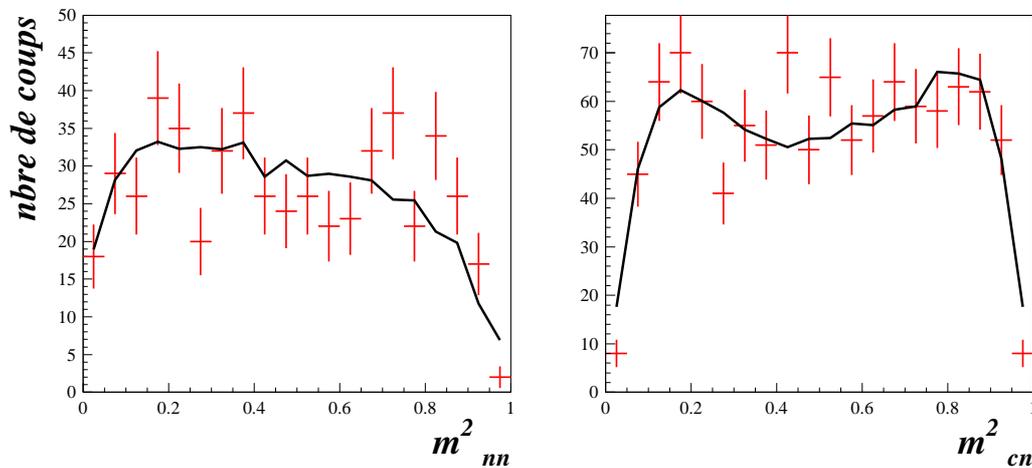


FIG. 8.18 –  $m_{nn}^2$  (à gauche) et  $m_{cn}^2$  (à droite) expérimentales (en rouge) et simulées (en noir) pour  $Prob(^7He)=70\%$ ,  $d_{rms}=7,3 \text{ fm}$  et  $\tau=1\ 000 \text{ fm/c}$ .

#### 8.4.4 Soustraction des données sans cible

Afin de s'affranchir des incertitudes liées aux coupures utilisées pour identifier les fragments, il est possible d'utiliser les données enregistrées sans cible. En reconstituant les événements de la même façon que ceux avec cible, il est possible de soustraire leur contribution pour les différentes observables d'intérêt, sous réserve d'une normalisation.

Cette normalisation se fait à partir du spectre PID (cf. paragraphe 5.2.3) correspondant à tous les fragments détectés dans le télescope. Ce spectre contient non seulement les ions issus des voies de réaction de l' $^8\text{He}$  dans la cible, mais également les fragments issus de l'interaction du faisceau dans le télescope. Ce sont ces derniers qui vont permettre de normaliser les données sans cible, pour lesquelles seule une interaction dans le télescope a lieu. En supposant, en première approximation, que le fond du spectre PID soit donné par le niveau entre les pics correspondant aux ions issus de la cible, et en étudiant la voie de réaction  $^6\text{He}+2n$ , l'intégration de ce fond au niveau du pic de l' $^6\text{He}$  et celle du pic en lui-même donne un rapport de normalisation égale à 43% (figure 8.19).

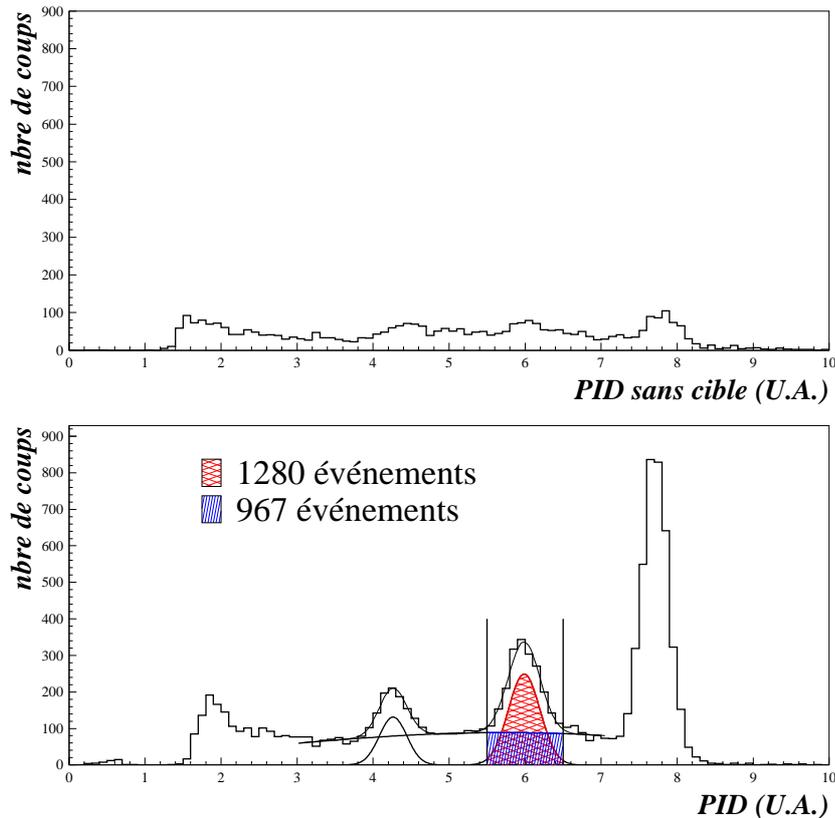


FIG. 8.19 – Détermination de la proportion de fond dans le pic de l' $^6\text{He}$  à partir du spectre PID.

Les distributions en masses invariantes obtenues à partir des données sans cible peuvent alors être soustraites à hauteur de 43% aux distributions obtenues pour les données avec cible de carbone, pour une même sélection uniquement en PID autour de l' ${}^6\text{He}$ . Ces différentes distributions sont présentées sur les figures 8.20 et 8.21.

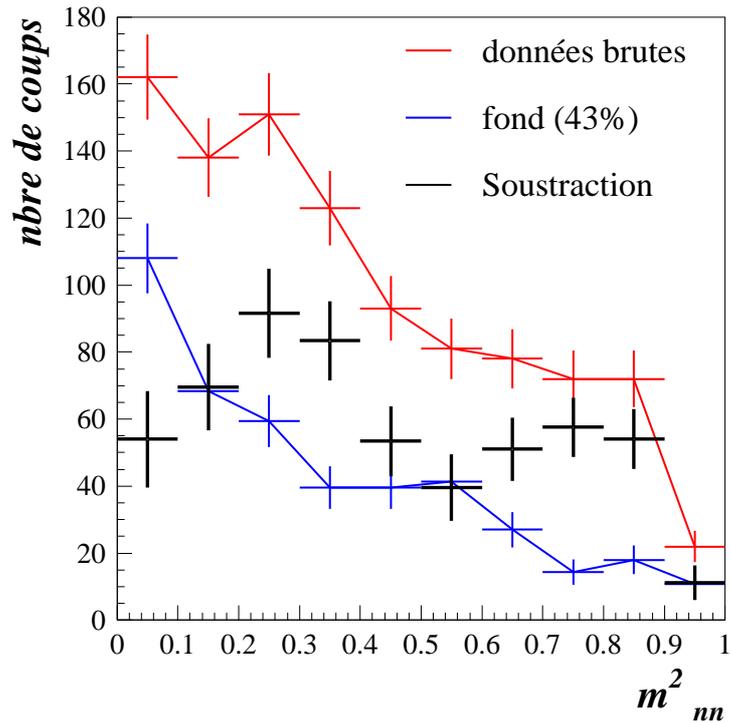


FIG. 8.20 –  $m_{nn}^2$  obtenue (en noir) après soustraction des données sans cible (en bleu) des données brutes (en rouge), après sélection en PID de la zone  ${}^6\text{He}$ .

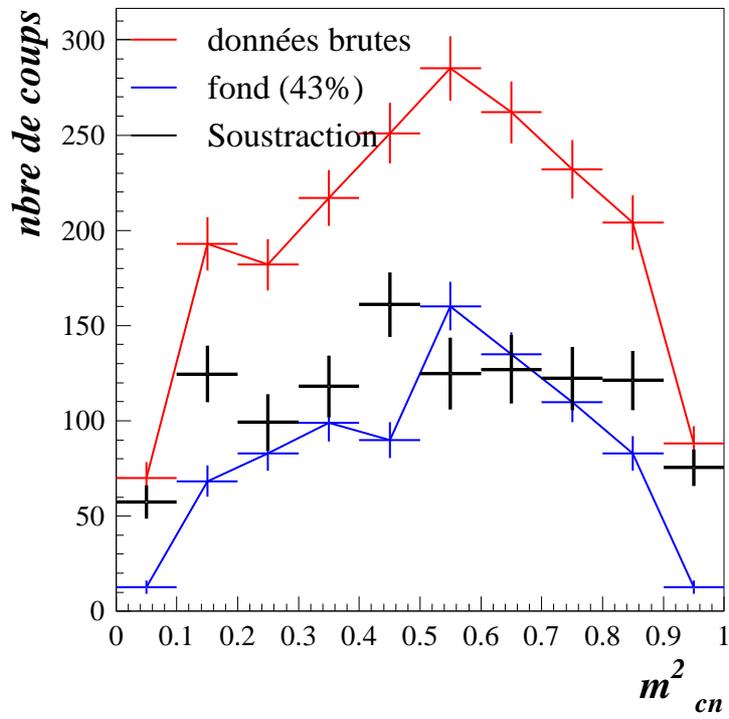


FIG. 8.21 –  $m^2_{cn}$  obtenue (en noir) après soustraction des données sans cible (en bleu) des données brutes (en rouge), après sélection en PID de la zone  ${}^6\text{He}$ .

A partir de ces distributions, il est possible de comparer la distribution  $m_{cn}^2$  expérimentale et celle simulée pour différentes valeurs de  $Prob(^7He)$ . La figure 8.22 représente l'évolution du  $\chi^2$  en fonction de cette variable.

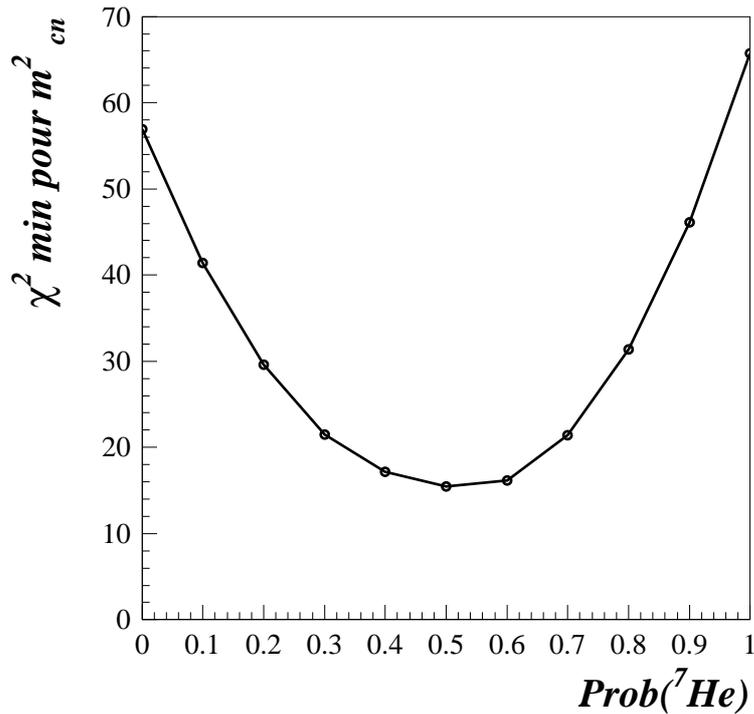


FIG. 8.22 – Évolution du  $\chi^2$  minimum pour  $m_{cn}^2$  en fonction du pourcentage  $Prob(^7He)$ , à partir des données sans cible.

Le minimum obtenu est situé aux alentours de  $50 \pm 20\%$ , compatible avec les résultats précédents.

La figure 8.23 représente la matrice du  $\chi^2$  minimum pour différentes valeurs des couples  $(d_{rms}, \tau)$ . Le contour le plus fermé donne le même couple que la méthode avec la coupure du faisceau :  $d_{rms} = 7,3 \pm 0,6$  fm et  $\tau = 1\,000 \pm 200$  fm/c, avec cette fois une valeur de  $Prob(^7He)$  de 50%.

La figure 8.24 représente les distributions expérimentales et les simulations pour les valeurs du couple donnant le  $\chi^2$  minimal.

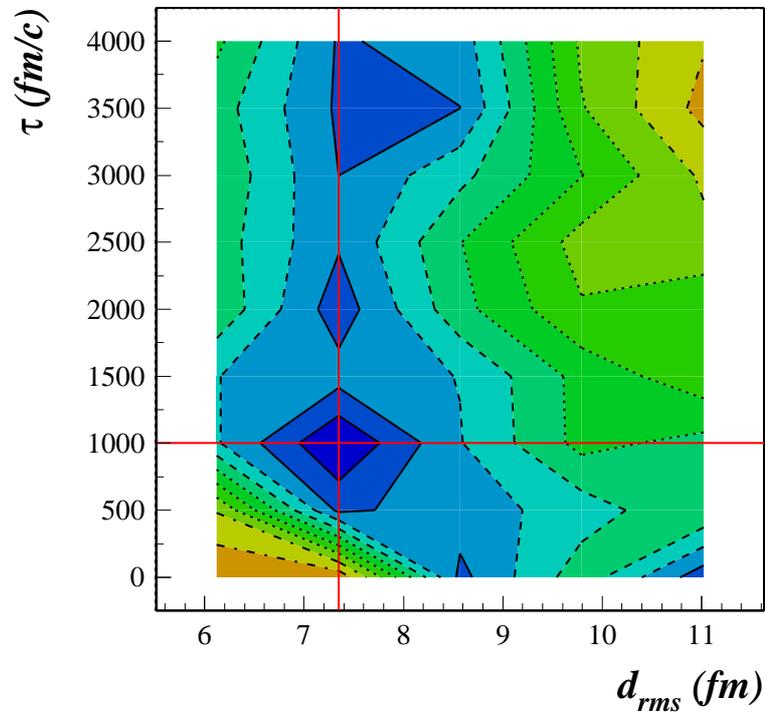


FIG. 8.23 – Matrice en  $\chi^2$  pour  $m_{nn}^2$ , en fonction des couples  $(d_{rms}, \tau)$  et pour 50% de décroissance séquentielle. Chaque contour correspond à une unité de  $\chi^2$ .

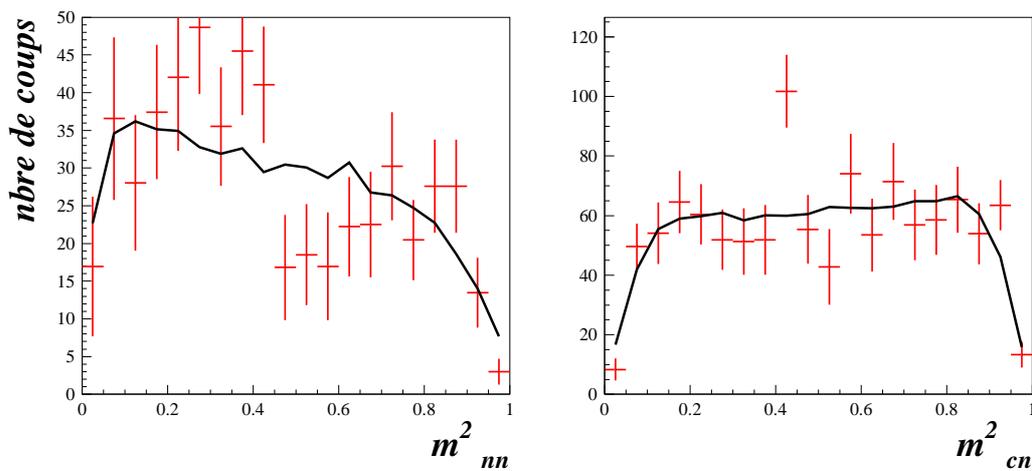


FIG. 8.24 –  $m_{nn}^2$  (à gauche) et  $m_{cn}^2$  (à droite) expérimentales (en rouge) et simulées (en noir) pour  $Prob(^7\text{He})=50\%$ ,  $d_{rms}=7,3$  fm et  $\tau=1\ 000$  fm/c.

## 8.5 Fonction de corrélation $C_{nn}(d_{rms}, \tau)$

Un ajustement de la fonction de corrélation expérimentale avec une fonction analytique en supposant un temps nul fournit une valeur de  $d_{rms}$  très importante (cf. paragraphe 8.1.3). Cependant, les études des tracés de Dalitz ont montré que cette valeur est de l'ordre de 7,3 fm, avec une décroissance séquentielle impliquant un temps d'émission entre les neutrons.

Pour reproduire les données avec une fonction de corrélation théorique qui prenne en compte ces caractéristiques spatio-temporelles, il est nécessaire d'utiliser la fonction  $C_{nn}(d_{rms}, \tau)$  (équation 3.3 et 3.4). Une étude en  $\chi^2$  a été réalisée de la même manière que les précédentes afin de déterminer  $d_{rms}$  et  $\tau$  à partir de la fonction de corrélation. La figure 8.25 représente la matrice obtenue, avec extraction du couple  $(d_{rms}, \tau)$  qui donne le  $\chi^2$  minimum.

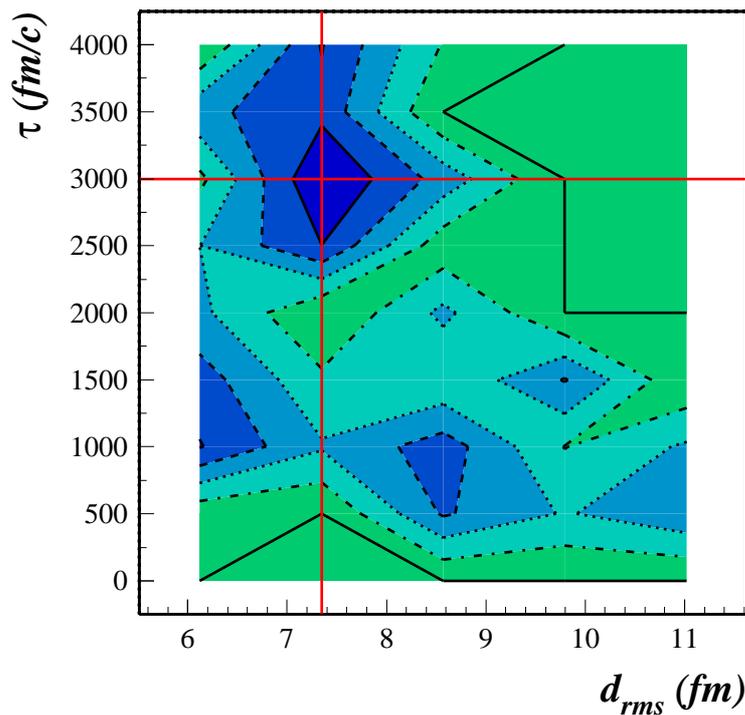


FIG. 8.25 – Matrice en  $\chi^2$  pour les comparaisons entre les fonctions de corrélation expérimentales et théoriques. La distance extraite est de  $d_{rms} = 7,3 \pm 0,4$  fm, et le temps de  $\tau = 3\ 000 \pm 500$  fm/c.

La distance  $d_{rms}$  est complètement compatible avec la valeur extraite précédemment. Le temps quant à lui est plus important que la valeur obtenue par la méthode des tracés de Dalitz. Cependant, les variables sont beaucoup moins sensibles, de

manière générale, à l'influence du temps  $\tau$  qu'à celle de la distance  $d_{rms}$ . Les valeurs différentes obtenues par les deux méthodes ne sont donc pas contradictoires mais reflètent les limites de l'analyse.

La figure 8.26 compare les données avec  $C_{nn}(d_{rms}, \tau)$  pour  $d_{rms}=7,3$  fm et  $\tau=3\ 000$  fm/c ; les deux distributions semblent en bon accord. Pour mémoire, la courbe bleue représente l'ajustement obtenu avec la fonction de corrélation analytique indépendante du temps (équation 3.10 et figure 8.3). C'est donc bien la prise en compte de  $\tau$  qui provoque une distance spatio-temporelle importante, du fait de la décroissance séquentielle.

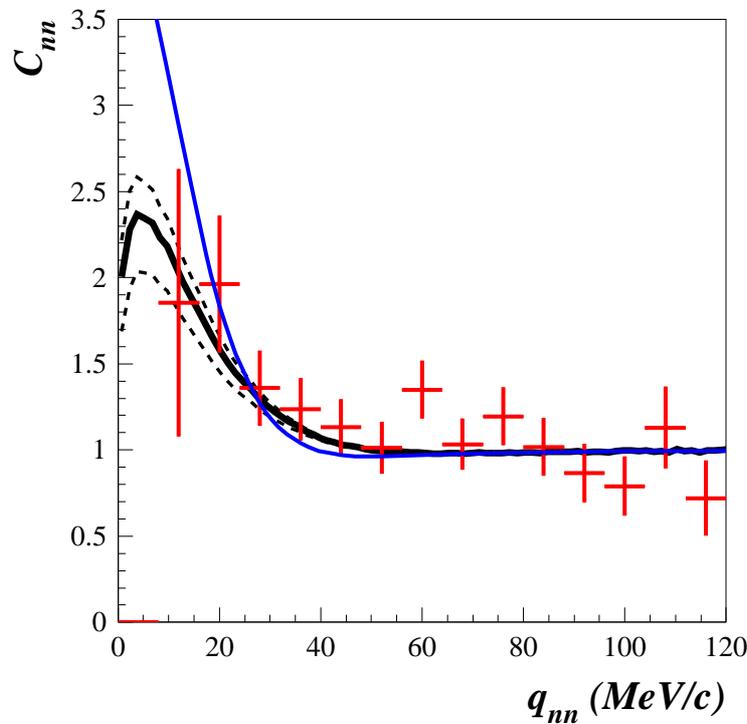


FIG. 8.26 –  $C_{nn}$  pour les données (en rouge) et la simulation (en noir) pour  $d_{rms}=7,3$  fm et  $\tau=1\ 000$  fm/c. La courbe bleue correspond à l'ajustement avec la fonction analytique  $C_{nn}(d_{rms})$ , identique à la figure 8.3.

## 8.6 Sonder le continuum

Les analyses réalisées précédemment permettent d'extraire des résultats pour les configurations de  ${}^8\text{He}$  dans le continuum. Afin de sonder plus précisément différentes régions de ce continuum, il est possible de faire les analyses sur des tranches en  $E_d({}^8\text{He})$ . Ce spectre a ici été coupé en deux parties égales en nombre d'événements, cette limite se situe à une énergie de 2,4 MeV. Pour chacune des parties,  $Prob({}^7\text{He})$  a ensuite été estimé (figures 8.27 et 8.28). Cependant, étant donné que pour la sélection à basse énergie les considérations énergétiques imposent que seule la région du fondamental de  ${}^7\text{He}$  peut être peuplée, les formes des contributions directes et séquentielles sont similaires. Le spectre total est alors moins sensible à la proportion de chacune, comme le montre la distribution du  $\chi^2$  pratiquement plate dans l'insert de la figure 8.27. En revanche, pour la sélection à haute énergie, toutes les régions du spectre  $E_d({}^7\text{He})$  sont peuplées et il apparaît une structure pour la décroissance séquentielle, également reproduite pas la simulation.

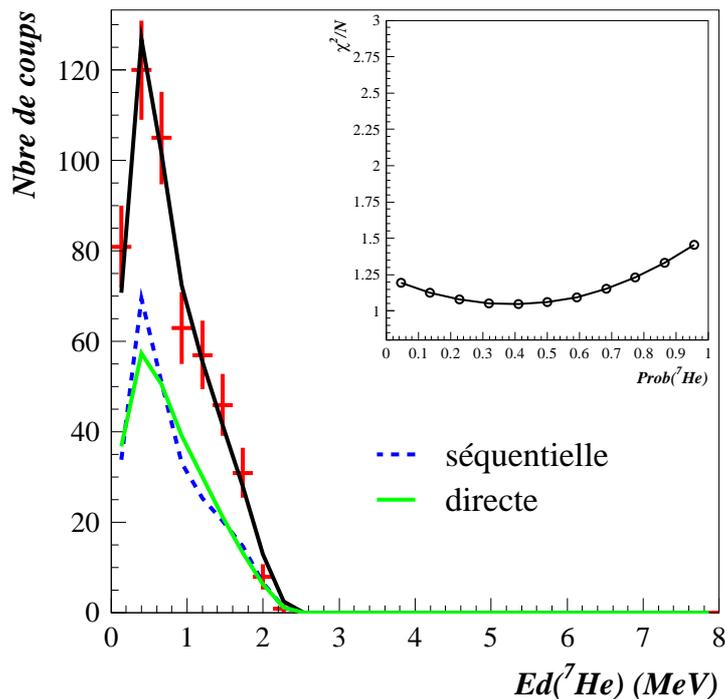


FIG. 8.27 – Spectre  $E_d({}^7\text{He})$  calculé et simulé pour une énergie  $E_d({}^8\text{He})$  inférieure à 2,4 MeV. L'insert montre la variation de  $\chi^2/N$  en fonction de  $Prob({}^7\text{He})$ . En tirets et pointillés les contributions respectives de la décroissance séquentielle et directe, pour 50% chacune.

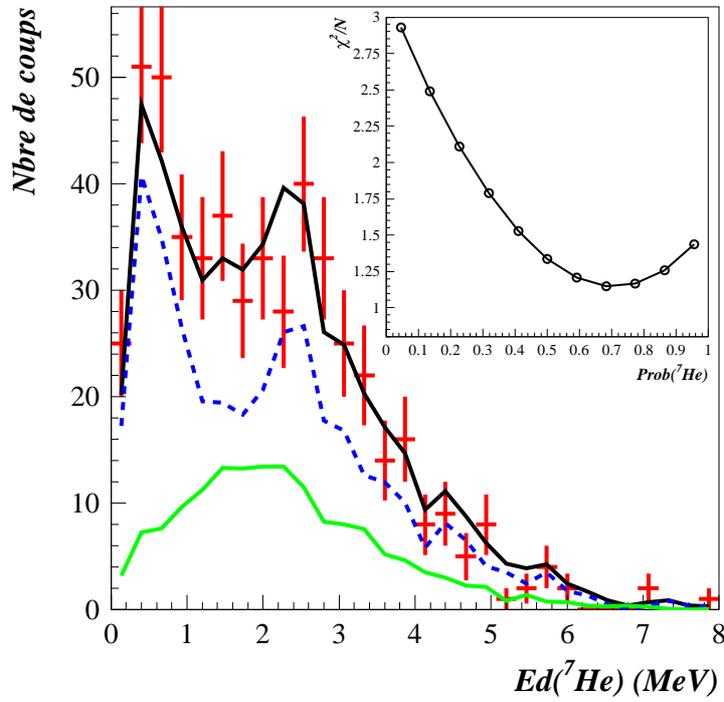


FIG. 8.28 – Spectre identique au précédent mais pour une énergie  $E_d(^8He)$  supérieure à 2,4 MeV.  $Prob(^7He)$  est plus important pour cette sélection.

Au vu de la statistique pour chaque sélection, l'étude en  $\chi^2$  est délicate. Seule une comparaison avec les simulations pour  $d_{rms}=7,3$  fm et  $\tau=1\ 000$  fm/c a été réalisée (figures 8.29 et 8.30). L'observation des distributions  $m_{cn}^2$  confirme l'observation sur le pourcentage de décroissance séquentielle; les deux pics sont clairement visibles pour la sélection à haute énergie tandis que la même distribution à basse énergie est plus proche de l'espace des phases. Une moyenne de ces deux distributions correspond bien au spectre sur toute la gamme d'énergie obtenue (cf. figure 8.18 à droite). Concernant la distribution  $m_{nn}^2$ , il est plus difficile de se prononcer quant à une différence de forme et un signal de corrélation  $n-n$  plus ou moins marqué. Les deux distributions (figures 8.29 et 8.30 à gauche) semblent assez proches de la simulation pour  $d_{rms}=7,3$  fm et  $\tau=1\ 000$  fm/c obtenue sur l'ensemble du spectre  $E_d(^8He)$ .

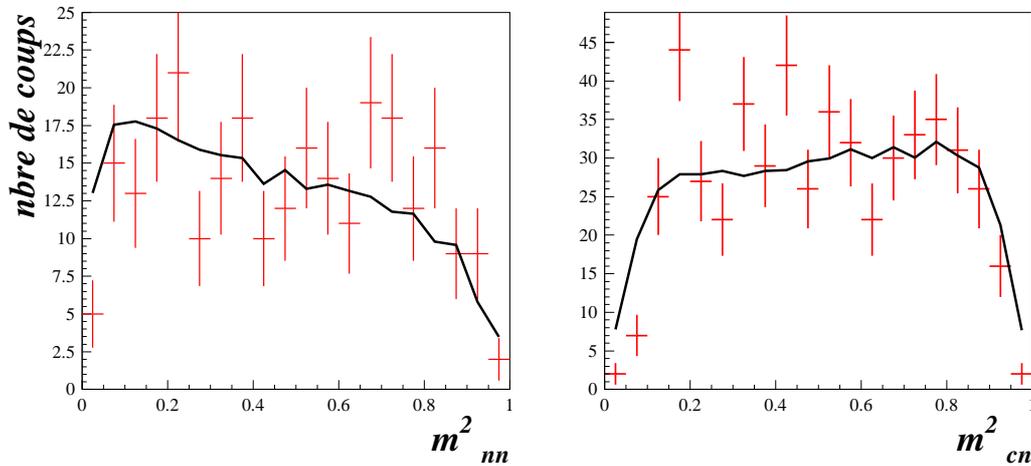


FIG. 8.29 –  $m_{nn}^2$  (à gauche) et  $m_{cn}^2$  (à droite) expérimentales pour  $E_d(^8\text{He}) < 2,4$  MeV (en rouge) et simulations (en noir) pour le couple  $(d_{rms}, \tau)$  extrait précédemment, avec  $\text{Prob}(^7\text{He})=50\%$ .

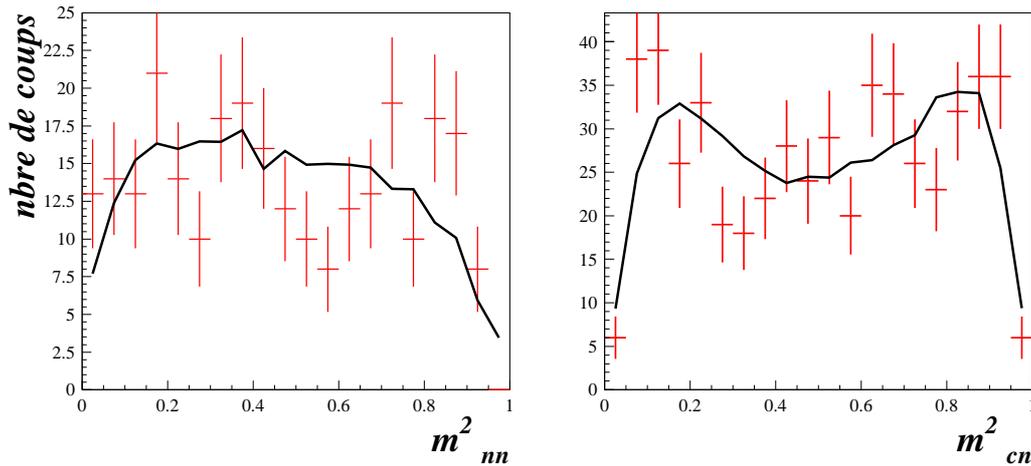


FIG. 8.30 –  $m_{nn}^2$  (à gauche) et  $m_{cn}^2$  (à droite) expérimentales pour  $E_d(^8\text{He}) > 2,4$  MeV (en rouge) et simulations (en noir) pour le couple  $(d_{rms}, \tau)$  extrait précédemment, avec  $\text{Prob}(^7\text{He})=70\%$ .

## 8.7 Etude comparative de la réaction $\text{Pb}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n+n)\text{X}$

### 8.7.1 Tracés de Dalitz

Lors de l'expérience, quelques données de la réaction  $\text{Pb}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n+n)\text{X}$  avaient été enregistrées. Malgré la faible statistique obtenue pour les événements triples  $^6\text{He}+n+n$  (cf. tableau 8.2), une étude succincte a pu être réalisée.

Noyau	Sans coupure faisceau		Avec coupure faisceau	
	Total	châssis 1	Total	châssis 1
$^6\text{He}$	238	119	120	96
$^4\text{He}$	141	79	74	63

TAB. 8.2 – *Statistique des données sur cible de plomb pour les événements triples  $^6\text{He}+n+n$ , après passage par le filtre anti-diaphonie.*

La distribution en  $m_{cn}^2$  (figure 8.32 à droite) est très proche de l'espace des phases, ce qui laisse supposer une très faible proportion de décroissance séquentielle. La forme de  $m_{nn}^2$  montre également une tendance comparable à celle d'une décroissance directe (cf. figure 8.14 à gauche en vert). Le fait d'utiliser une cible de plomb favorise principalement l'excitation coulombienne et l'énergie d'excitation peut être différente de celle sur cible de carbone, modifiant les caractéristiques de la cassure.

Afin de confirmer cette observation, une étude du  $\chi^2$  minimum en fonction de la distance  $d_{rms}$  et du pourcentage  $Prob(^7\text{He})$  du passage par la résonance a été réalisée (figure 8.31).

Les valeurs extraites :

$$d_{rms} = \mathbf{6,1 \pm 1,3 \text{ fm}}$$

$$Prob(^7\text{He}) = \mathbf{20 \pm 20\%}$$

pour un temps d'émission nul, est compatible avec une décroissance directe. Sans passage par la résonance de  $^7\text{He}$ , les données sur cible de plomb sont alors uniquement sensibles à la taille de la source. La valeur de  $d_{rms}$  dans ces conditions est également compatible avec la valeur de  $7,3 \pm 0,6$  fm extraite sur la cible de carbone. Le fait de comparer une distance identique à celle sur cible de carbone permet de valider la possibilité d'extraire les caractéristiques spatio-temporelles de la dissociation de  $^8\text{He}$  à partir des tracés de Dalitz.

La figure 8.32 compare les données sur cible de plomb avec les simulations obtenues pour les valeurs  $d_{rms}$  et  $Prob(^7\text{He})$  extraites précédemment.

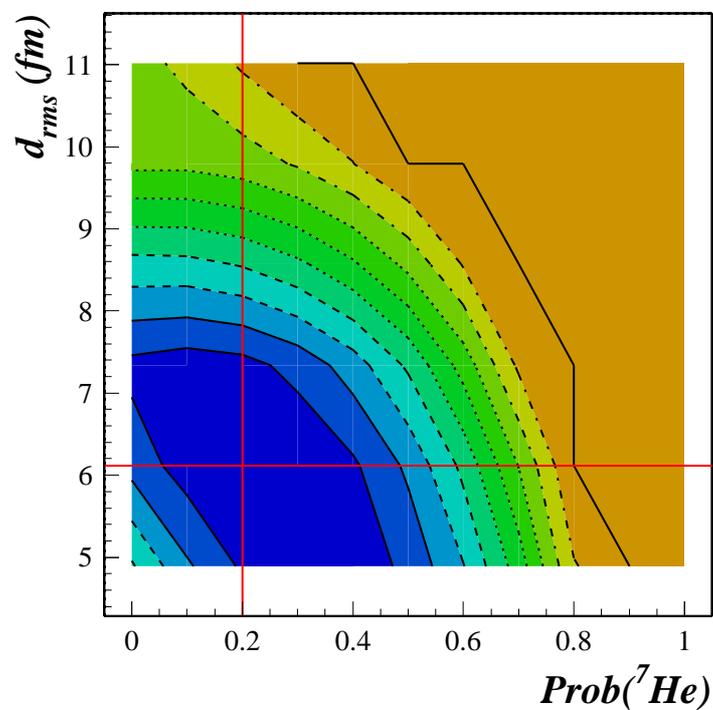


FIG. 8.31 – Matrice en  $\chi^2$  pour  $m_{nn}^2$ , en fonction des couples  $(d_{rms}, Prob(^7He))$  pour la réaction  $Pb(^8He, ^6He+n+n)X$ . Chaque contour correspond à une unité de  $\chi^2$ .

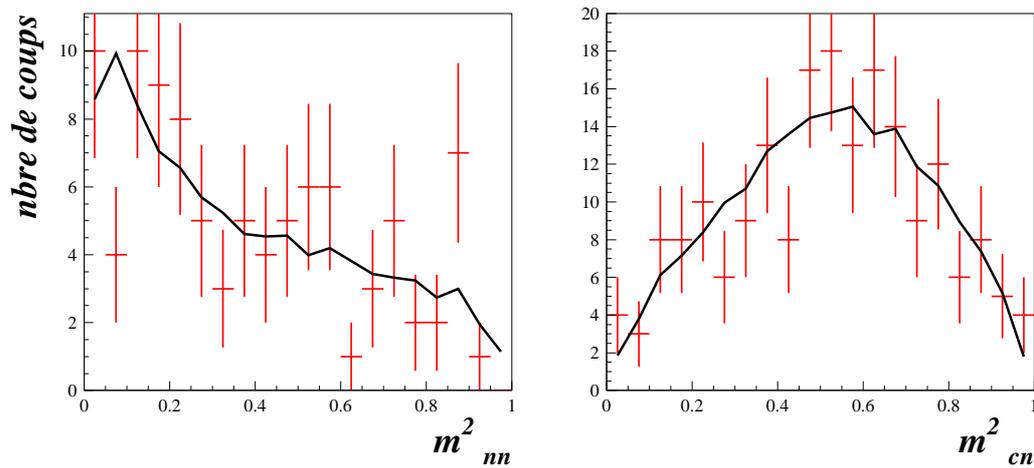


FIG. 8.32 – Distributions  $m^2_{nn}$  et  $m^2_{cn}$  expérimentales (en rouge) pour les données sur cible de plomb. Les simulations pour  $d_{rms}=6,1$  fm et  $Prob(^7He) = 20\%$  sont représentées en noir. Les spectres sont normalisés au nombre d'événements.

### 8.7.2 Fonction de corrélation $C_{nn}(d_{rms})$

L'analyse précédente a montré une dissociation majoritairement directe. Dans ce cas, il n'y a plus de composante temporelle et la fonction de corrélation  $C_{nn}(d_{rms})$  expérimentale serait susceptible de fournir la distance entre les neutrons.

La figure 8.33 représente cette dernière sur laquelle est tracée la fonction analytique avec  $d_{rms}=6,1\pm 1,3$  fm. L'accord imparfait peut provenir du manque de statistique. En effet, des simulations ont montré que pour une faible statistique ( $\lesssim 100$  coups), il est parfois difficile de construire la fonction de corrélation car le mélange d'événements essaie de générer l'ensemble de l'espace des phases à partir d'un échantillon trop petit [Marq].

La tendance entre les données et les simulations semblent cependant identique, ce qui confirme l'idée d'une dissociation directe pour une même taille de source.

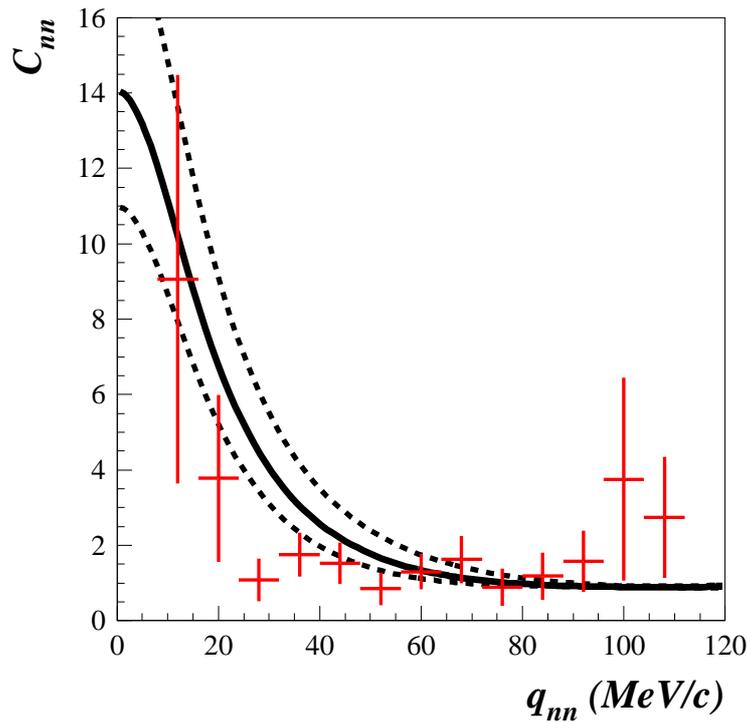


FIG. 8.33 – Fonction de corrélation expérimentale pour les données sur cible de plomb (en rouge), et fonction analytique avec  $d_{rms}=6,1\pm 1,3$  fm.

## 8.8 Étude qualitative de la réaction

### $C(^8\text{He}, ^4\text{He}+n+n)X$

D'autres voies de réaction sont possibles dans la dissociation de l' $^8\text{He}$ . Ainsi, une analyse similaire à la précédente peut être réalisée sur la voie  $^4\text{He}+2n$ . Cependant, de nombreuses voies de réactions avec un  $^4\text{He}$  et deux neutrons dans la voie finale sont possibles à partir d'un  $^8\text{He}$  excité, et la simulation d'une telle décroissance est difficile.

#### 8.8.1 Tracés de Dalitz

Une étude de la voie  $^4\text{He}+2n$  peut être réalisée à partir des tracés de Dalitz. La distribution en  $m_{cn}^2$  pour l' $^4\text{He}+2n$  est proche de l'espace de phases. Il existe plusieurs résonances possibles lors de la décroissance de l' $^8\text{He}$  vers l' $^4\text{He}$ , et certaines, comme dans l' $^5\text{He}$ , sont plus larges que celle de l' $^7\text{He}$  et sont donc moins visibles. Il n'est donc pas possible de conclure quant au passage ou non par une résonance dans la voie  $^4\text{He}+2n$ .

Les courbes superposées sur les données (en rouge) dans la figure 8.34 sont un guide mais ne peuvent constituer une comparaison directe, les deux voies de réactions étudiées étant différentes.

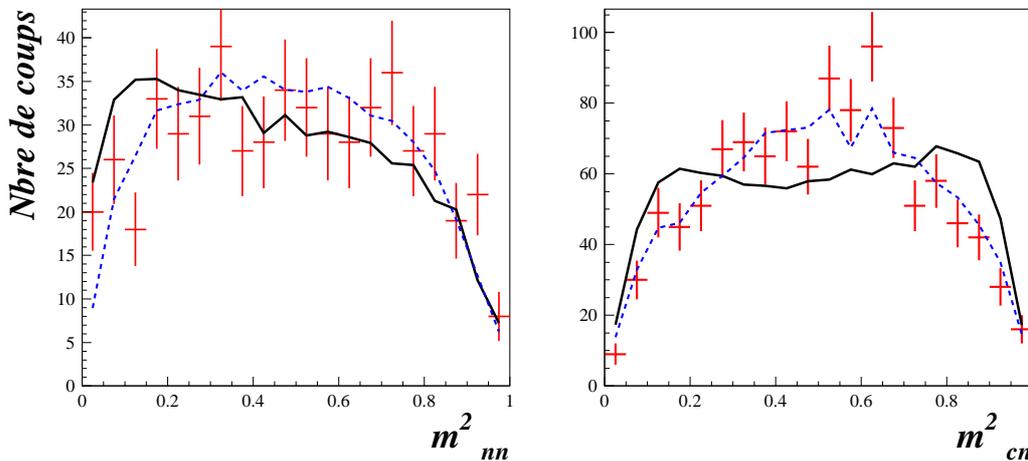


FIG. 8.34 – Tracés de Dalitz pour la voie  $^4\text{He}+2n$  en rouge. Les courbes correspondent aux résultats obtenus (en noir) et à l'espace des phases (tirets bleus) pour la voie  $^6\text{He}+2n$ . Les spectres sont normalisés au nombre d'événements.

#### 8.8.2 Fonction de corrélation

Le dénominateur de la fonction de corrélation a été construit par mélange d'événements itératif et il semble y avoir plus de corrélations résiduelles, l'écart entre les

itérations est plus important que pour la voie  $^6\text{He}+2n$  (figure 8.35 et figure 8.2 en comparaison). Cette observation est confirmée par la figure 8.37 qui trace la distance obtenue par ajustement en fonction du nombre d'itérations. Cependant, en prenant la huitième itération comme pour le cas précédent, la convergence est atteinte.

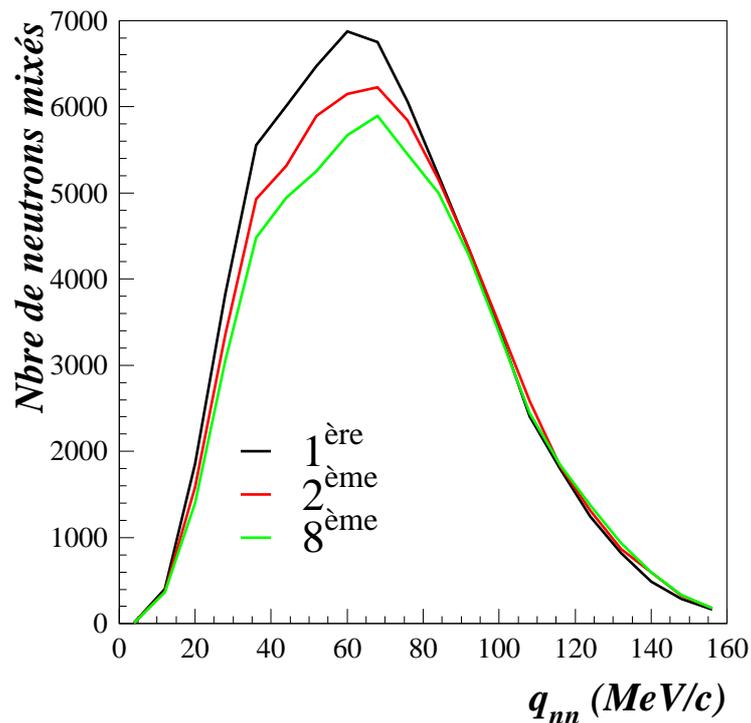


FIG. 8.35 – Moment relatif des neutrons construit à partir du mélange d'événements itératif, pour plusieurs itérations (1, 2 et 8) du mélange.

La fonction de corrélation ainsi obtenue est représentée sur la figure 8.36 avec un ajustement par la forme analytique. La distance  $d_{rms}$  extraite est de  $10,5 \pm 0,7$  fm.

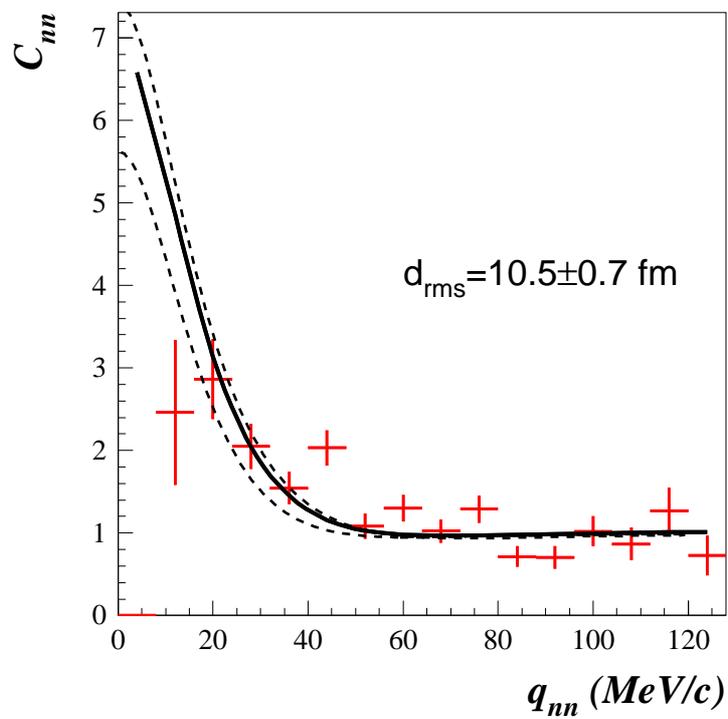


FIG. 8.36 – Fonction de corrélation entre les neutrons dans la voie  ${}^4\text{He}+2n$  ajustée par la fonction analytique.

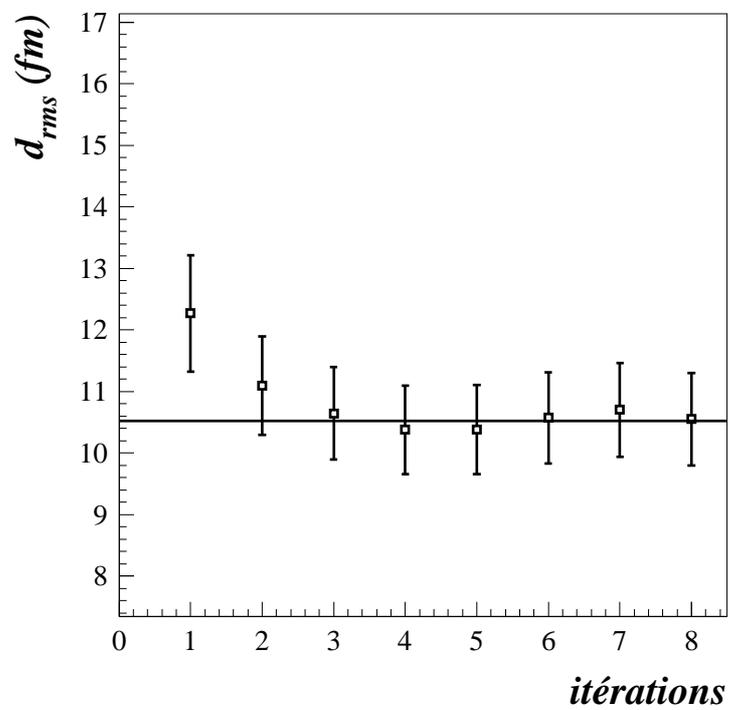


FIG. 8.37 – Distance  $d_{rms}$  extraite de l'ajustement de la fonction de corrélation par la fonction analytique simplifiée (équation 3.10) pour chaque itération.

## 8.9 Bilan des résultats pour la dissociation de $l^8He$

Le tableau 8.3 regroupe les différentes valeurs des paramètres  $Prob(^7He)$ ,  $d_{rms}$  et  $\tau$  extraites par les différentes méthodes.

La première partie concerne l'interférométrie d'intensité basée sur la construction de la fonction de corrélation. Il s'agit, pour la première ligne, du résultat obtenu par un ajustement de la fonction de corrélation expérimentale, en supposant un temps d'émission nul entre les neutrons. La deuxième ligne correspond à celui obtenu en prenant en compte le passage par la résonance, en comparant la fonction de corrélation expérimentale à une fonction de corrélation simulée.

La deuxième partie recense les deux méthodes utilisées avec les tracés de Dalitz : deux neutrons en coïncidence avec un fragment dans la sélection «jaune» de la figure 8.11 pour la première méthode, appelée «coupure faisceau» dans le tableau et deux neutrons en coïncidence avec un fragment dans les sélections «jaune+rouge» de la même figure mais en soustrayant les contributions des données sans cible aux distributions des masses invariantes, appelée «soustraction sans cible». Enfin, la dernière ligne correspond aux résultats obtenus pour la dissociation sur cible de plomb, majoritairement directe.

<b>Interférométrie</b>	$Prob(^7He)$ (%)	$d_{rms}$ (fm)	$\tau$ (fm/c)
$C_{nn}(d_{rms})$ analytique	-	$15,9 \pm 1,2$	-
$C_{nn}(d_{rms}, \tau)$ simulée	-	$7,3 \pm 0,4$	$3\ 000 \pm 500$
<b>Tracés de Dalitz</b>	$Prob(^7He)$ (fm)	$d_{rms}$ (fm)	$\tau$ (fm/c)
coupure faisceau	$70_{-5}^{+10}$	$7,3 \pm 0,6$	$1\ 000 \pm 300$
soustraction «sans cible»	$50 \pm 20$	$7,3 \pm 0,5$	$1\ 000 \pm 200$
Cible de Plomb	$20 \pm 20$	$6,1 \pm 1,3$	-

TAB. 8.3 – Bilan des résultats en  $Prob(^7He)$ ,  $d_{rms}$  et  $\tau$  pour la dissociation de  $l^8He$ .

Les résultats de l'analyse des tracés de Dalitz sur cible de carbone et sur cible de plomb sont cohérents, sous l'hypothèse que les cibles légères favorisent les dissociations séquentielles, alors que les cibles plus lourdes, du fait de l'interaction coulombienne plus importante, favorisent les dissociations directes. Ces différents résultats sont également confirmés par l'étude des fonctions de corrélation, et valident ainsi la méthode utilisée pour les études des caractéristiques spatio-temporelles de la dissociation des noyaux à halo.

Les connaissances de l'interaction  $n-n$  à faible densité, rappelées dans le chapitre 2, permettent ainsi de décrire les corrélations entre les noyaux du halo. Des analyses à plusieurs paramètres plus complètes permettent en outre de décrire les corrélations cœur- $n$  et les caractéristiques temporelles de la dissociation (chapitre 3). Ces informations complètent celle déjà connues sur les noyaux à halo, rappelées dans le chapitre 1 de manière non exhaustive, et ouvrent le voie pour l'étude d'autres systèmes plus complexes.

Cependant, il ne faut pas oublier que la fonction de corrélation est construite sur un modèle simple, qui fait appel à des approximations. Ainsi, la source de neutrons est supposée **incohérente** et est modélisée par une **gaussienne**. Il serait intéressant de prendre en compte la cohérence de l'émission et des premiers pas dans cette direction, basés sur un modèle simple de la fonction d'onde à trois corps, suggèrent une modification de la fonction de corrélation aux grands moments relatifs (cf. [Yama05] et paragraphe 3.4). Il est nécessaire de compléter cette approche et de mesurer l'influence de cette modification sur l'extraction de la distance  $d_{rms}$ .

L'interférométrie d'intensité HBT [HB54] reste cependant aujourd'hui la seule méthode permettant d'extraire une distance à partir des moments relatifs de neutrons. Pour s'affranchir des approximations liées à cette méthode, un modèle théorique prenant en compte une fonction d'onde réaliste du halo, ainsi qu'un calcul de réaction complet, prenant en compte tous les effets «FSI» dans la voie de sortie, serait nécessaire. Il permettrait alors de comparer directement les distributions en moment relatif expérimentales et calculées.

Une autre limitation de l'analyse est qu'il n'est pas possible de sonder directement le fondamental de  ${}^8\text{He}$ , afin de définir la configuration du halo. Cependant, avec suffisamment de statistique, il est possible de sonder différents états dans le continuum de  ${}^8\text{He}$ . Des calculs théoriques [Dani04] sur les configurations du halo de  ${}^6\text{He}$  dans différents états du continuum ont montré des distances  $d_{nn}$  et  $d_{c-nn}$  très diverses. Des calculs similaires pour  ${}^8\text{He}$  permettraient d'améliorer l'analyse des résultats obtenus.



# Chapitre 9

## Conclusions et perspectives

### 9.1 Conclusions et perspectives

L'interférométrie d'intensité, couplée à l'analyse des tracés de Dalitz pour l'étude de la composante temporelle de la dissociation, a permis d'extraire les caractéristiques spatio-temporelles de la dissociation de l' $^8\text{He}$  sur cible de carbone vers la voie  $^6\text{He}+2n$ . Une distance  $d_{rms}$  de  $7,3\pm 0,6$  fm et un temps  $\tau$  d'émission entre les deux neutrons de  $1\,000\pm 300$  fm/c ont été retenus, pour 70% de décroissance séquentielle (figures 9.1 et 9.2). Malgré le manque de statistique, cette taille de source semble être confirmée par l'étude sur la cible de plomb où la composante temporelle est négligeable (figure 9.3).

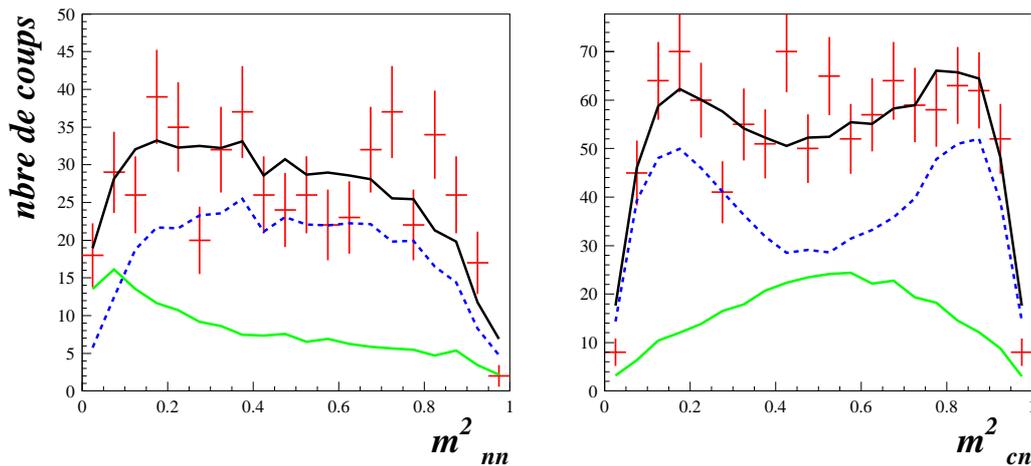


FIG. 9.1 – *Masses invariantes de la dissociation de l' $^8\text{He}$  sur cible de carbone, avec influence des composantes directes (en continu) et séquentielles (en tirets).*

Cette analyse connaît cependant des limites, dues entre autres à la faible statistique recueillie lors de l'expérience et à la difficultés de modéliser correctement toutes les corrélations entrant en jeu dans la dissociation des noyaux à halo. Des

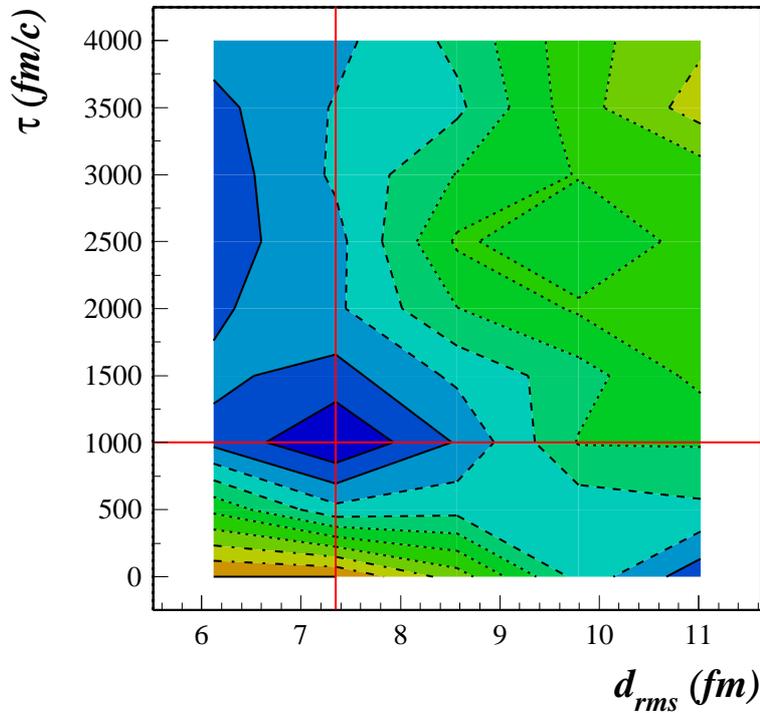


FIG. 9.2 – Evolution du  $\chi^2$  pour  $m_{nm}^2$ , en fonction des couples  $(d_{rms}, \tau)$  et pour 70% de décroissance séquentielle. Chaque contour correspond à une unité de  $\chi^2$ .

améliorations concernant cette modélisation sont effectivement nécessaires et des études dans cette voie sont actuellement en cours.

## 9.2 Améliorations expérimentales

Le problème majeur rencontré lors de cette analyse a été la faible statistique, due à plusieurs aspects :

- Le premier aspect est lié à la physique, les méthodes d'analyse utilisées nécessitant notamment une reconstruction complète de la cinématique, tous les produits de la réaction doivent être détectés. Du fait principalement de la faible efficacité de détection des doublets de neutrons, il est difficile d'avoir une statistique importante. Une autre limite physique est l'intensité faisceau disponible actuellement au GANIL.
- Le deuxième aspect est lié, quant à lui, à l'identification délicate, dans la matrice des pertes d'énergie  $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ , du fragment chargé à cause du mélange avec les événements issus de réactions du faisceau dans le détecteur. Ce mé-

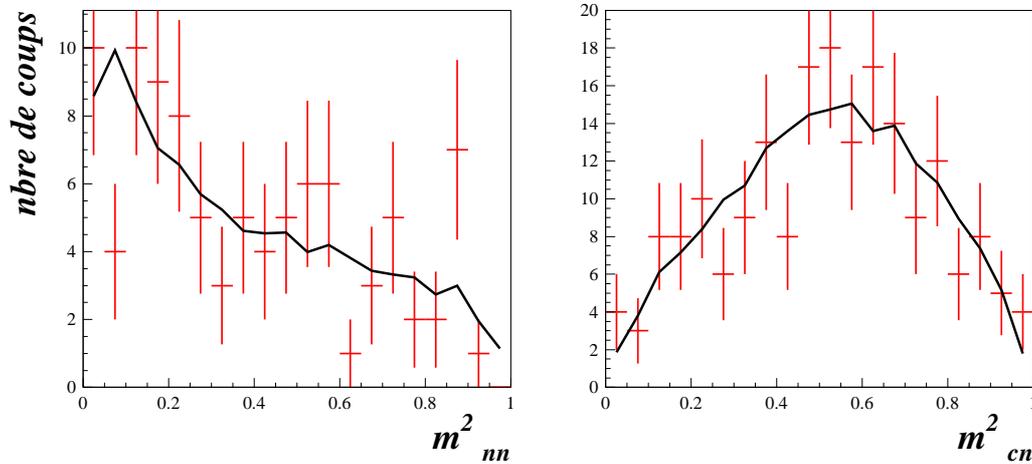


FIG. 9.3 – Masses invariantes de la dissociation de l' $^8\text{He}$  sur cible de plomb, avec une composante uniquement directe.

lange nécessite une coupure qui diminue le nombre de fragments exploitables.

- Le dernier aspect dans le cas précis de l'expérience E378 est le problème d'électronique<sup>(1)</sup> qui a nécessité de ne garder que les événements d'un seul châssis, et divisant par deux le nombre de neutrons exploitables, et donc par quatre les doublets.

Il est possible de remédier partiellement au premier point en développant notamment des détecteurs neutrons ayant une plus grande efficacité et une plus grande modularité. Cela peut permettre de diminuer au maximum le phénomène de diaphonie tout en augmentant la statistique dans le détecteur. Une meilleure efficacité pourrait également permettre de sonder les voies de sortie contenant plus de deux neutrons dans l'état final, ce qui est particulièrement important pour la voie  $^4\text{He}+4n$ .

Un point important est également la possibilité de discriminer les neutrons des  $\gamma$ , ce que sont capables de faire les scintillateurs liquides, mais ceux-ci ont plusieurs inconvénients, notamment une mise en œuvre parfois délicate et une modularité limitée. Un nouveau projet (NEUTROMANIA) de scintillateur solide, permettant néanmoins une discrimination, est actuellement à l'étude. Il pourrait conduire à un nouveau détecteur de neutrons solide, permettant de choisir plus facilement la forme et la disposition expérimentale.

Concernant le deuxième point évoqué, afin de s'affranchir des incertitudes liées aux événements provenant du faisceau qui interagit dans le télescope, il est possible

<sup>1</sup>...et également une grève au GANIL qui a réduit de moitié le temps de faisceau alloué.

d'utiliser une réaction différente. Dans l'expérience E483, réalisée au GANIL en 2006, un faisceau secondaire de  $^{15}\text{B}$  a été produit sur LISE. Le but principal est d'étudier les corrélations dans la réaction  $^{14}\text{Be}^* \rightarrow ^{12}\text{Be} + 2n$ . Le faisceau perd un proton dans la cible secondaire de carbone et peuple ainsi les états excités des isotopes de Be et d'autres noyaux plus légers. La perte de statistique due à la section efficace de perte d'un proton ( $\sim 10$  mb) est largement compensée par le gain d'intensité pour un faisceau secondaire de  $^{15}\text{B}$  par rapport à un faisceau de  $^{14}\text{Be}$ .

Comme la charge entre le faisceau et les fragments produits dans la cible est différente, les zones correspondant à chacun d'eux dans la matrice  $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$  vont être distinctes (figure 9.4). Il est alors possible d'identifier et de séparer proprement les différents noyaux, sans avoir recours à des coupures.

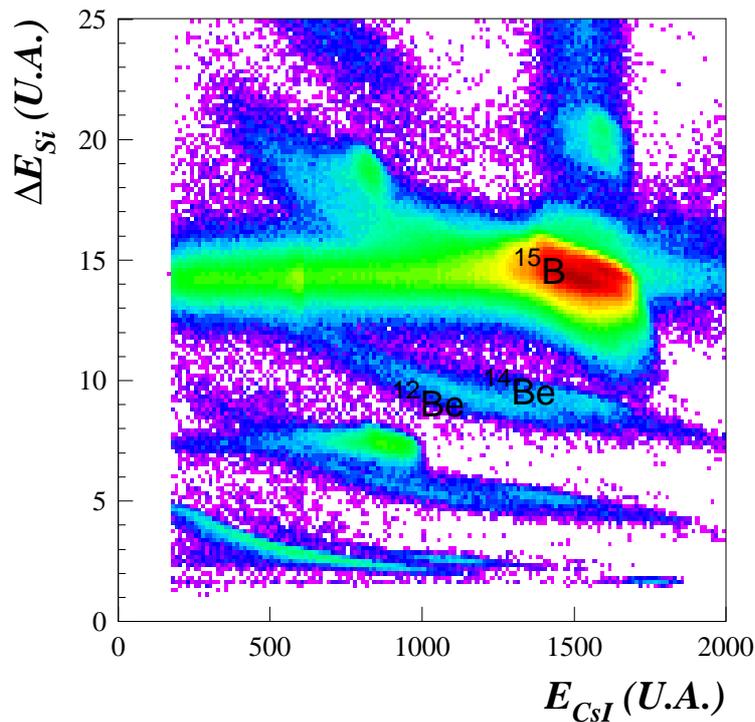


FIG. 9.4 – Matrice  $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$  brute de perte d'énergie dans le télescope pour l'expérience E483, avec un faisceau de  $^{15}\text{B}$  qui perd un proton dans la cible et produit des noyaux plus légers dans des états excités. La différence de charge entre le faisceau et les fragments permet de mieux les séparer dans la matrice.

Une autre méthode, plus élégante, consisterait à utiliser un dipôle après la cible de réaction afin de dévier la partie du faisceau qui n'aurait pas interagi. Cependant, pour une énergie de l'ordre de 10 MeV/nucléon, l'entrefer de ce dipôle devrait être suffisamment grand pour ne pas perturber la trajectoire des neutrons.

La décroissance de l' $^8\text{He}$  peut conduire à l'émission de quatre neutrons dans l'état final, et permet donc de sonder les corrélations entre ces quatre neutrons entre eux et le cœur, sous réserve d'être capable de détecter tous les neutrons. De telles réactions, avec plusieurs neutrons dans la voie finale, relancent aussi le débat sur l'existence d'agrégats de neutrons, émis sous forme de résonance. Des résultats récents [Bouc05] sur la réaction  $C(^8\text{He}, ^4\text{He} + Xn)$  n'ont pas permis de conclure mais l'expérience E483 citée précédemment pourrait permettre d'approfondir ces études avec l'analyse de la réaction  $^{15}\text{B} \rightarrow ^{14}\text{Be}^* \rightarrow ^{10}\text{Be} + 4n$ .



# Annexes



# Annexe A

## Réglages de LISE pour l'expérience E483

Cette annexe est consacrée à la description des réglages du spectromètre LISE pour l'expérience E483 de mars 2006 [Marq05]. Le faisceau primaire est constitué d' $^{18}\text{O}$  à 55 MeV par nucléon et le faisceau secondaire souhaité est constitué de  $^{15}\text{B}$ . Le but est de produire du  $^{14}\text{Be}$  dans un état excité qui va ensuite décroître en émettant des neutrons. Cette expérience a pour but principal d'étudier la possible existence du tétranéutron par la réaction  $^{15}\text{B} \rightarrow ^{14}\text{Be}^* \rightarrow ^{10}\text{Be} + 4n$ . Cependant, d'autres voies de réaction ( $^{12}\text{Be} + 2n$  par exemple) peuvent aussi permettre l'étude des corrélations  $n$ - $n$ . L'avantage d'utiliser un faisceau secondaire de  $^{15}\text{B}$  auquel un proton est arraché consiste à pouvoir identifier plus facilement les fragments chargés dans la matrice  $\Delta E_{Si} - E_{CSI}$ . En effet, le faisceau n'étant pas un isotope de Béryllium, la bande de  $^{15}\text{B}$  interagissant dans le télescope plutôt que dans la cible ne sera pas mélangée aux bananes des fragments de la réaction.

Les différents éléments de la ligne LISE sont présentés dans le schéma A.1 [Anne87].

### A.1 La cible de production

La technique de production du faisceau secondaire à partir du faisceau primaire est une technique dite de *fragmentation en vol*. La cible restant relativement mince (quelques centaines de  $\text{mg}/\text{cm}^2$ ), le faisceau primaire n'est pas arrêté et les fragments de la cassure sont émis en vol. Contrairement à la technique *isolde* où le faisceau primaire est stoppé dans une cible épaisse, il n'est pas nécessaire de ré-accélérer le faisceau secondaire pour le conduire aux salles d'expériences.

Le choix du matériau de la cible dépend du faisceau secondaire souhaité, mais en règle générale un taux de production important est recherché. Pour cela, il faut accroître le nombre de centres d'interaction possibles, tout en limitant l'épaisseur pour les raisons citées ensuite. Un matériau avec un  $A$  important est donc nécessaire. Il faut de plus que ce matériau soit résistant étant donnée la puissance thermique déposée dans la cible par le faisceau primaire. Au vu des propriétés nécessaires, le  $^9\text{Be}$  semble un bon candidat pour constituer une cible de production.

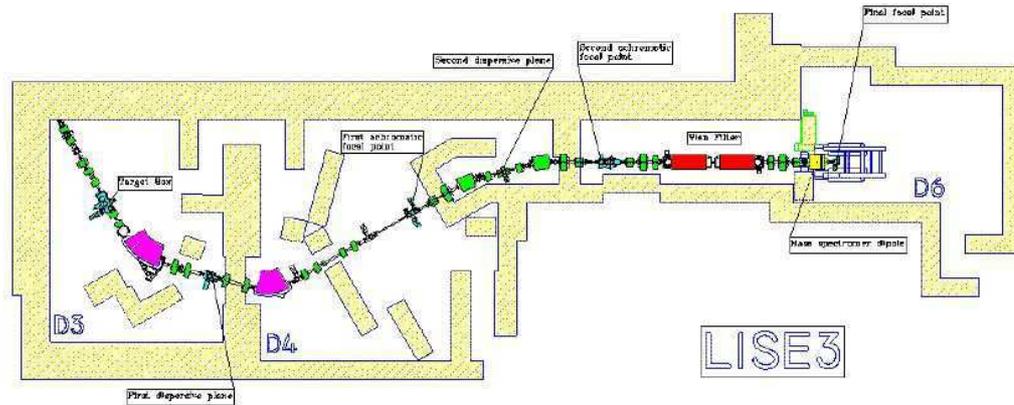


FIG. A.1 – Plan du spectromètre LISE. Le faisceau va de D3 vers D6, les dipôles 1 et 2 sont représentés en violet, le filtre de Wien en rouge. La cible de production est située avant le premier dipôle et le dégradeur après. Le montage expérimental de l'expérience est en D6, en bout de ligne.

Quant au choix de l'épaisseur, il est le résultat d'un compromis entre le taux de production et l'acceptance du spectromètre. En effet, plus la cible de production est épaisse, plus le taux de production sera important. Cependant, le «straggling» en angle et en énergie dans la cible va aussi s'accroître, provoquant une perte de transmission due aux limites d'acceptance du dipôle. Une règle qui permet d'avoir une idée de l'épaisseur optimale est de considérer une perte d'énergie dans la cible de l'ordre de 10 à 15% de l'énergie du faisceau primaire.

Mécaniquement, cette cible se présente sous la forme d'un disque d'épaisseur uniforme monté dans un système de refroidissement. Ce disque est excentré par rapport à l'axe du faisceau primaire et il est mis en rotation, augmentant ainsi la surface d'impact et répartissant d'autant la puissance déposée. Le système cible peut de plus s'incliner par rapport à l'axe du faisceau permettant de modifier à distance l'épaisseur apparente de la cible.

Les noyaux créés dans la cible n'ont pas une énergie unique. Leur distribution en moment est due à plusieurs facteurs : comme décrit plus haut, l'épaisseur de la cible induit un «straggling» en énergie, de plus, l'énergie résiduelle du noyau créé dans la cible dépend aussi du nombre de nucléons qui ont été arrachés au noyau primaire ; en effet, l'énergie initiale se répartit entre tous les fragments de la réaction. Pour ne pas subir de coupures dans le dipôle, cette dispersion en énergie ne doit cependant pas dépasser un  $\Delta E/E$  de  $\pm 2,5\%$ .

Pour l'expérience E483, une cible de  ${}^9\text{Be}$  de  $3000\ \mu\text{m}$  d'épaisseur a été montée. Afin d'optimiser la production du  ${}^{15}\text{B}$ , cette cible a été inclinée de  $20^\circ$  pour une épaisseur de  $3192\ \mu\text{m}$ . Le programme de simulation LISE++ donne cependant une

épaisseur optimale de  $2594 \mu\text{m}$  (courbe A.2), pour le  $B\rho$  permettant la meilleure transmission du  $^{15}\text{B}$  (cf. remarques A.6).

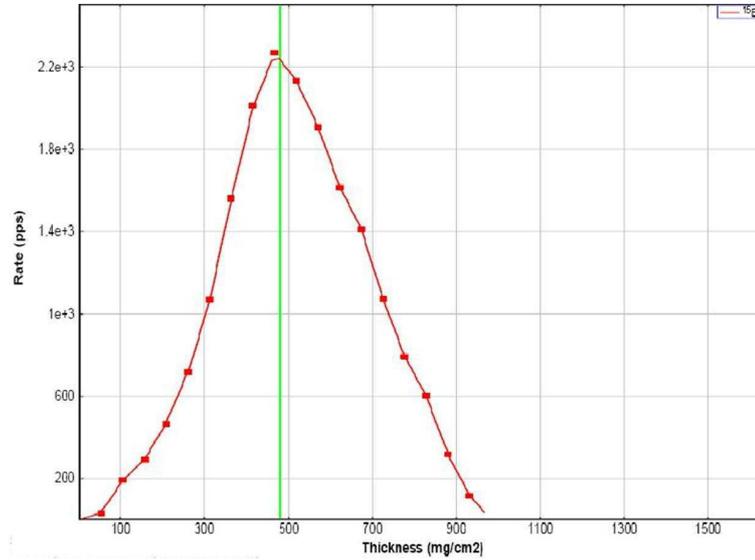


FIG. A.2 – Épaisseur optimale de la cible de production pour le  $^{15}\text{B}$ . Cette courbe est donnée par le programme de simulation LISE++. Elle représente l'épaisseur optimale de la cible de  $^9\text{Be}$  ( $480 \text{ mg/cm}^2$  soit  $2594 \mu\text{m}$  de  $\text{Be}$ ) pour produire un faisceau secondaire de  $^{15}\text{B}$  à partir d'un faisceau primaire d' $^{18}\text{O}$  à  $63 \text{ MeV/A}$ , avec les réglages utilisés pendant l'expérience.

## A.2 Le premier dipole

En changeant le champ magnétique  $B$  du dipole, le rayon de courbure  $\rho$  des ions change suivant la relation :

$$B\rho = \frac{A \times v}{Q} \quad (\text{A.1})$$

Il s'agit donc d'une séparation en moment ( $A \times v$ ) dans le plan focal dispersif.

Pour l'expérience E483, un  $B\rho_1$  de  $2,7367 \text{ Tm}$  a été appliqué. Cette valeur résulte d'une optimisation pas à pas de la transmission du  $^{15}\text{B}$  jusqu'en D6. Le programme de simulation LISE++ donne une distribution en moment des différents noyaux au plan focal dispersif PF1 (courbe A.3).

Des fentes mobiles (FH 31 au niveau du plan focal dispersif) permettent de réaliser des coupures en énergie pour éliminer une partie des noyaux du faisceau secondaire. Ces coupures sont appliquées sur la courbe A.3, ce qui explique la forme des distributions.

Il est parfois intéressant d'ouvrir ces fentes de quelques millimètres seulement pour réduire le  $\Delta E/E$ . Cela permet d'avoir des noyaux avec une énergie unique, pour faciliter notamment les calibrations.

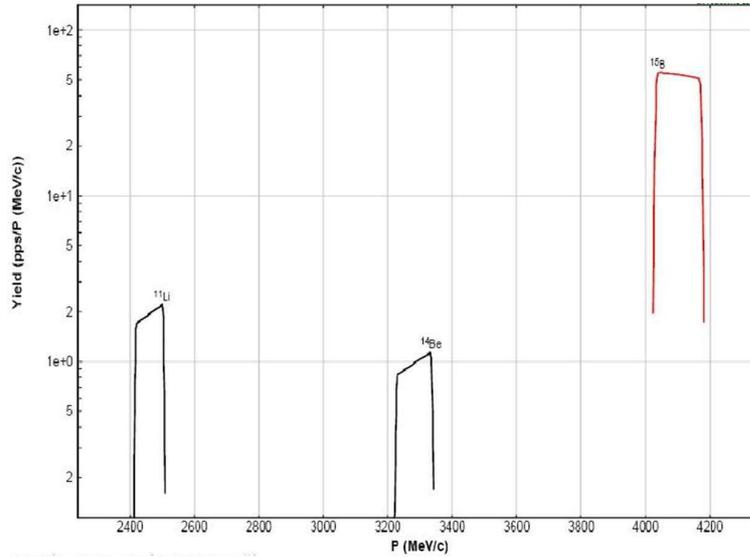


FIG. A.3 – Distribution en moment des différents fragments dans le plan focal dispersif. Cette courbe est donnée par le programme de simulation LISE++ avec les réglages utilisés pendant l'expérience.

### A.3 Le dégradeur

Le dégradeur permet de modifier l'énergie des différentes espèces de noyaux qui composent le faisceau secondaire, la perte d'énergie dans le dégradeur étant en effet proportionnelle à  $A^3/Q^2$ . L'énergie, donc le moment, des noyaux étant modifiée (cf. courbe A.4), leur rayon de courbure dans le dipole 2 sera différent de celui du dipole 1 (pour un même champ magnétique). Il s'ensuivra donc une séparation spatiale, la perte d'énergie n'étant pas la même pour toutes les espèces de noyaux.

Le dégradeur conserve de plus le double achromatisme (angle et position) du spectromètre, c'est-à-dire que pour une espèce donnée, l'angle et la position de chacun des noyaux, de  $^{15}\text{B}$  par exemple, sont indépendants de leur énergie. Pour cela, il faut que l'épaisseur du dégradeur soit plus importante à l'extérieur de la trajectoire des noyaux, d'où la forme en «triangle» du schéma 4.2. En effet, pour des noyaux plus énergétiques, le rayon de courbure sera plus grand, et pour compenser cette différence, le dégradeur va induire une plus grande perte d'énergie que pour les noyaux moins rapides au départ.

En réalité, aux énergies du GANIL (quelques dizaines de MeV/nucléon), la différence d'épaisseur nécessaire pour compenser la différence d'énergie dans la distribution des noyaux est minime, et l'angle à donner au dégradeur n'est que de quelques milliradians. Mécaniquement, il est impossible d'usiner correctement de telles pièces, le dégradeur est en réalité une lame d'épaisseur homogène cintrée suivant un rayon adapté. La différence d'épaisseur est induite par une trajectoire d'entrée des noyaux dans le dégradeur suivant un angle plus ou moins grand (cf. schéma A.5).

Le matériau utilisé pour le dégradeur est encore une fois le  $^9\text{Be}$ , matériau avec un  $A$  élevé et un  $Z$  faible, permettant de minimiser le «stragglings».

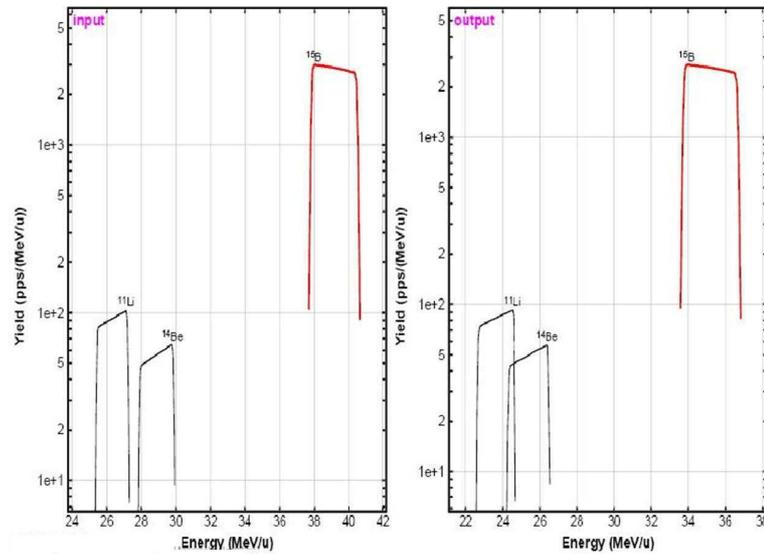


FIG. A.4 – Distribution en énergie des différents fragments avant (à gauche) et après (à droite) le dégradeur. La perte d'énergie est différente selon l'espèce d'ions considérée.

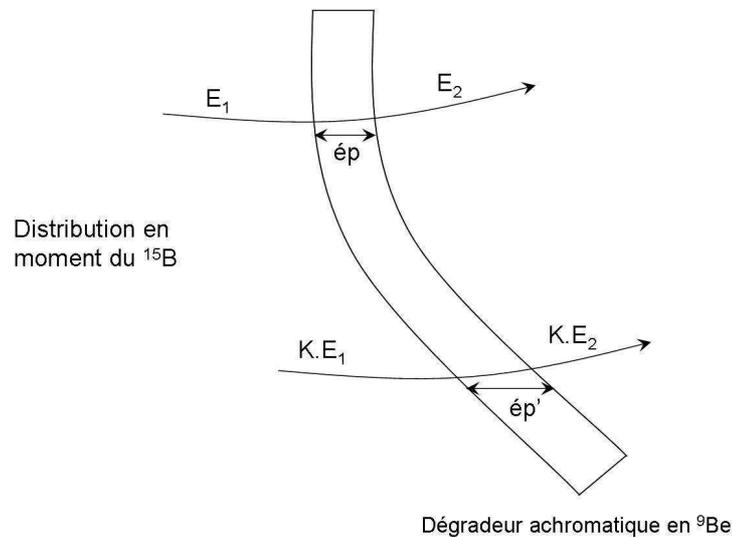


FIG. A.5 – Schéma symbolisant le dégradeur achromatique de Lise. Pour une espèce d'ions donnée, les noyaux ayant une plus grande énergie vont traverser une épaisseur de matière plus importante ( $\text{ép}' > \text{ép}$ ) mais le rapport  $K$  entre les différentes énergies reste constant.

## A.4 Le deuxième dipole

En sortie du dégradeur, les noyaux passent alors dans le second dipole dont le  $B\rho_2$  a été réglé à 2,5867 Tm. Ce dipole va focaliser les noyaux dans le plan focal PF2 en un point différent suivant les espèces d'ions. Il y a donc une séparation spatiale des différents ions et un nouveau jeu de fentes mobiles va transmettre ceux voulus

en D6. Le programme LISE++ donne une séparation dans le plan focal illustrée par la figure A.6.

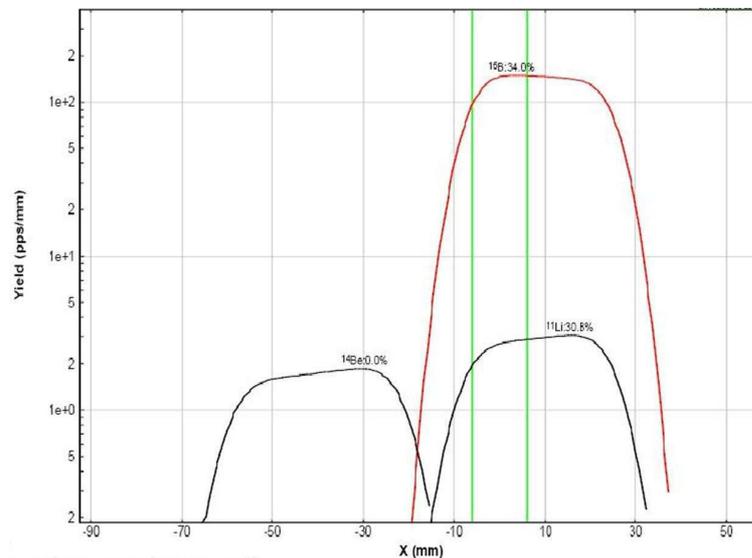


FIG. A.6 – Séparation spatiale des ions au plan focal PF2. L'ouverture de fentes choisie, symbolisée par les traits verts, permet de transmettre vers D6 le noyau voulu, à savoir le  $^{15}\text{B}$  en rejetant en partie les autres noyaux contaminants.

## A.5 Le faisceau secondaire en D6

A la sortie du deuxième dipole, la composition du faisceau secondaire correspond à celle normalement souhaitée. Ce faisceau est alors conduit en D6, et il peut subir un dernier nettoyage grâce au filtre de Wien. Ce filtre de vitesse n'a pas été utilisé dans l'expérience E483, le système expérimental en D6 permettant de discriminer les différents noyaux du faisceau secondaire et donc d'éliminer les contaminants dans l'analyse des données.

L'image du faisceau obtenue au plan focal en D6 est donc une copie du plan focal du dipole 2 avec un grandissement de 1,1. Il est de plus possible, et parfois nécessaire, de modifier la distance focale en D6, à l'aide de deux sextupoles (un pour l'élargissement en X et l'autre en Y). Par rapport au dispositif expérimental qui est à une distance fixe sur la ligne, le fait de modifier la distance focale va augmenter ou diminuer la tache du faisceau sur les détecteurs. Cette technique est employée notamment lors des calibrations, en agrandissant la tache du faisceau pour «éclairer» le plus de détecteurs possibles.

## A.6 Remarques sur le programme de simulation LISE++

Ce programme de simulation permet de calculer de manière efficace les pertes d'énergie dans les matériaux, les épaisseurs optimales des cibles et des dégradeurs, et les meilleurs  $B\rho$  pour les transmissions des ions voulus.

En revanche, il n'est pas capable de calculer les taux de production des différents noyaux et il y a souvent un rapport important entre le taux estimé par le programme LISE++ et le taux mesuré expérimentalement. Ceci peut expliquer que, au vu des courbes de cette annexe, les réglages choisis ne paraissent pas optimaux.

Le programme LISE++ est une aide précieuse pour «dégrossir» les premiers réglages qui seront ensuite affinés pas à pas par la mesure expérimentale des différents paramètres.

L'histogramme suivant (A.7) montre la matrice d'identification expérimentale du  $^{15}\text{B}$  au niveau du plan focal PF2, qui sera ensuite transmise jusqu'en D6. Le faisceau secondaire est pur à 94%, contrairement à ce que laisserait penser la courbe A.6.

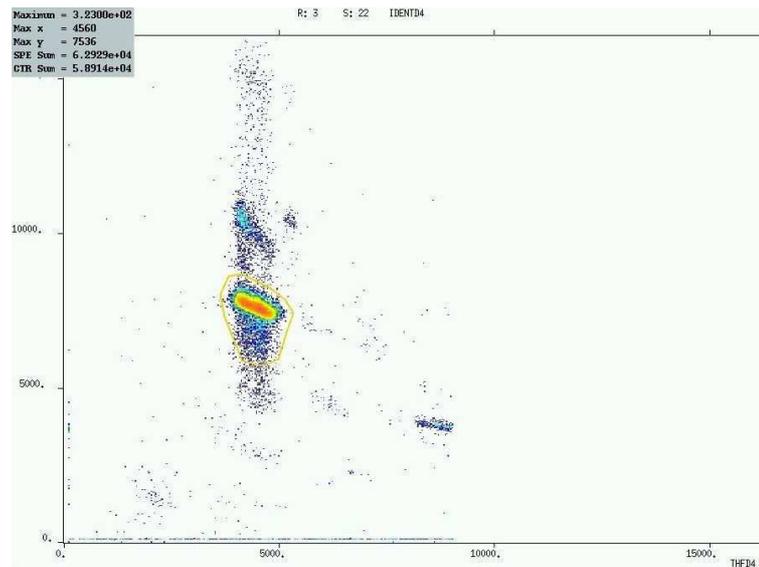


FIG. A.7 – Matrice d'identification du faisceau secondaire au plan focal PF2. Cet histogramme trace la perte d'énergie du faisceau dans une diode Silicium placée en PF2 en fonction du temps de vol des noyaux. La tache dans le contour est le  $^{15}\text{B}$ , qui représente 94% du faisceau secondaire. La diode Silicium permet uniquement de vérifier les réglages du spectromètre, elle est ensuite retirée de la ligne.



## Annexe B

# Moments expérimentaux et simulés des produits de la réaction $^{12}\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He} + \text{n} + \text{n})\text{X}$

Cette annexe regroupe quelques comparaisons entre données et simulations pour la réaction  $\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He} + \text{n} + \text{n})\text{X}$ , avec  $\text{Prob}(^7\text{He})=70\%$ ,  $d_{rms}=7,3$  fm et  $\tau=1\ 000$  fm/c. Les moments suivant les trois axes des deux neutrons, de l' $^6\text{He}$  et de l' $^8\text{He}$  reconstruits à partir de ces trois derniers sont ainsi représentés dans le référentiel du laboratoire et de celui du centre de masse du système  $^8\text{He}$ .

Sont également représentés les énergies cinétiques des neutrons et le spectre bi-dimensionnel (figure B.10) traçant l'énergie du premier neutron en fonction de celle du deuxième (données à gauche, simulation à droite).

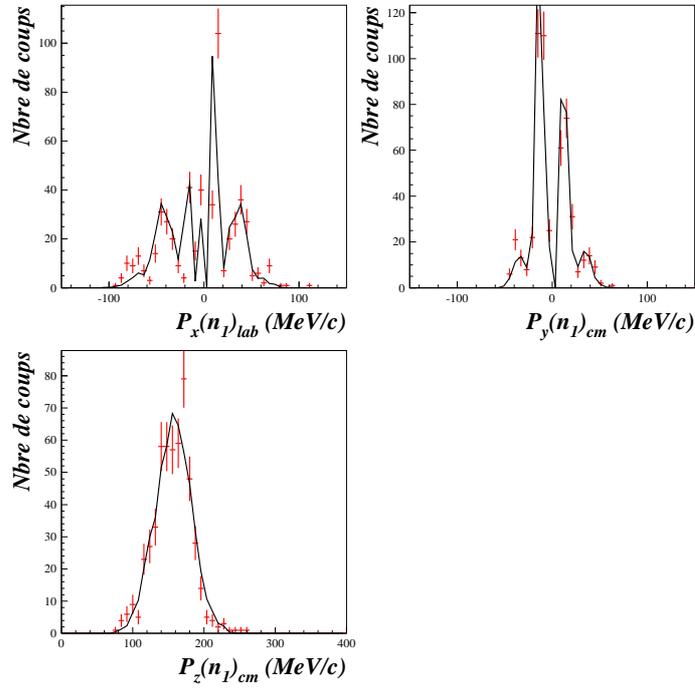
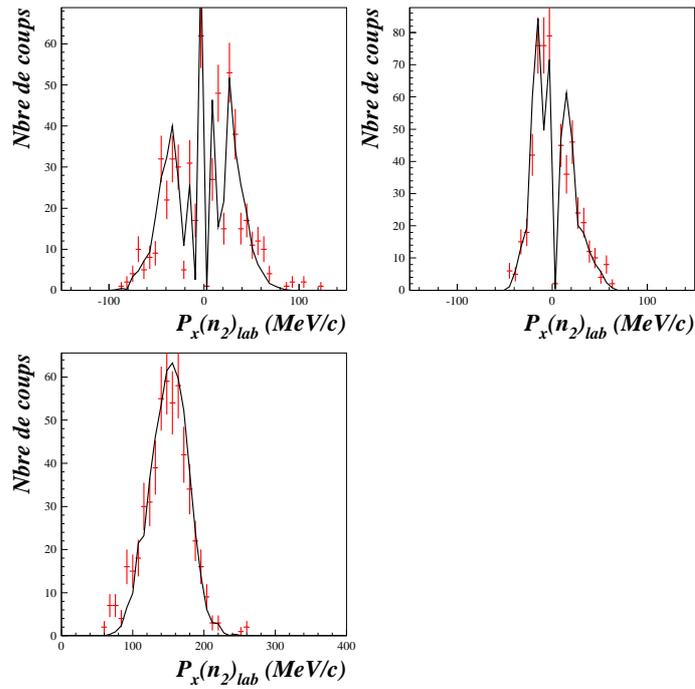
### B.1 Moments des produits de la réaction

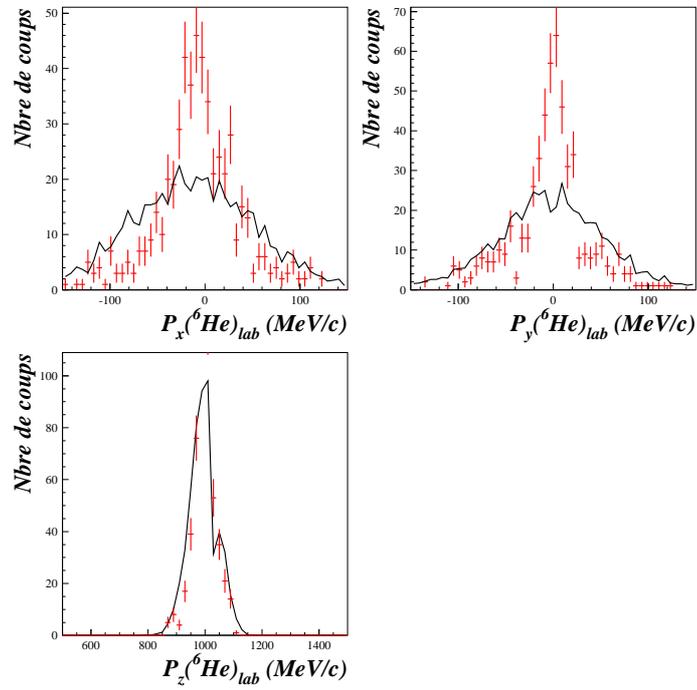
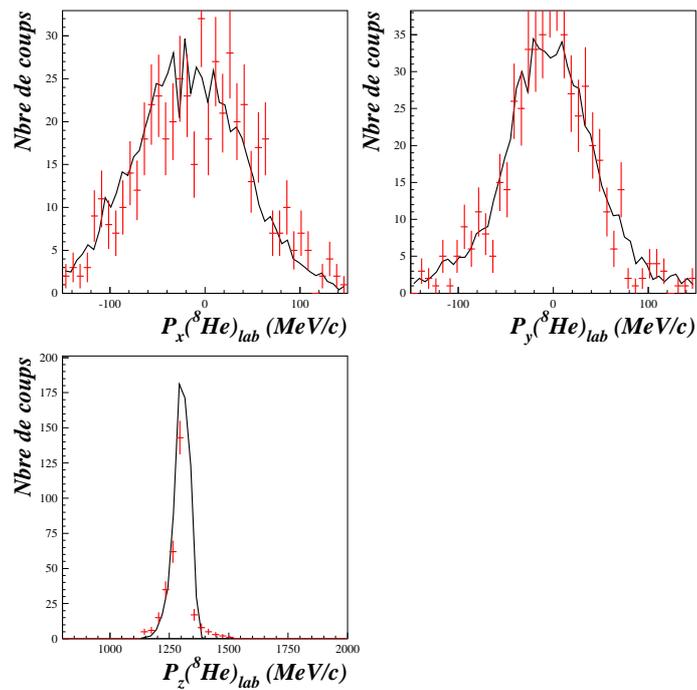
La coupure utilisée pour éliminer les événements provenant du faisceau interagissant dans le télescope est visible, aussi bien pour les données que pour les simulations, sur le moment parallèle de l' $^6\text{He}$  (cf. figure B.7).

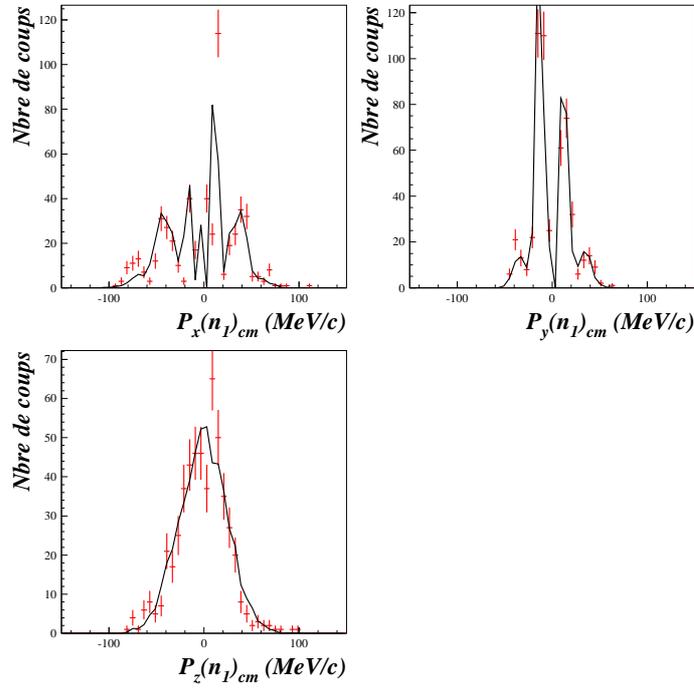
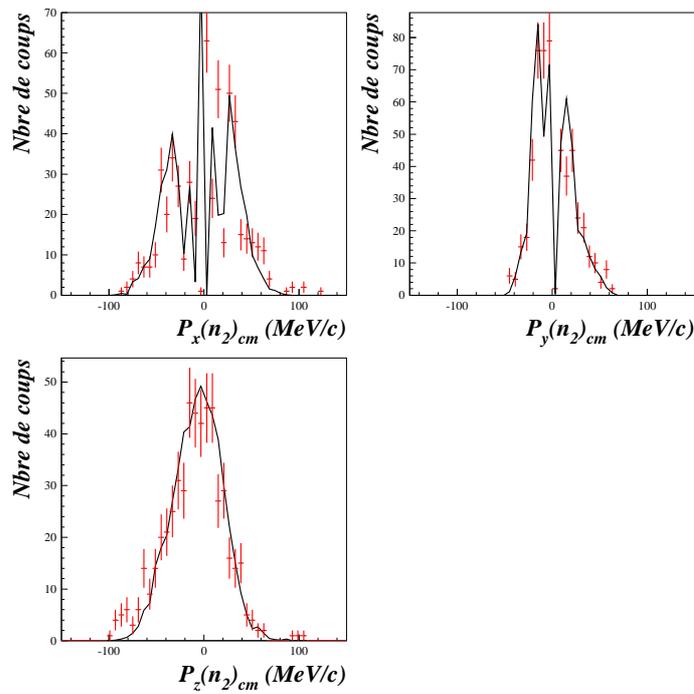
La modularité du détecteur DéMoN est clairement visible sur les moments perpendiculaires des neutrons (cf. figure B.1 et B.2), la simulation reproduit bien cette modularité, permettant de vérifier que le code MENATE [Dese91] utilisé prend en compte la géométrie du dispositif.

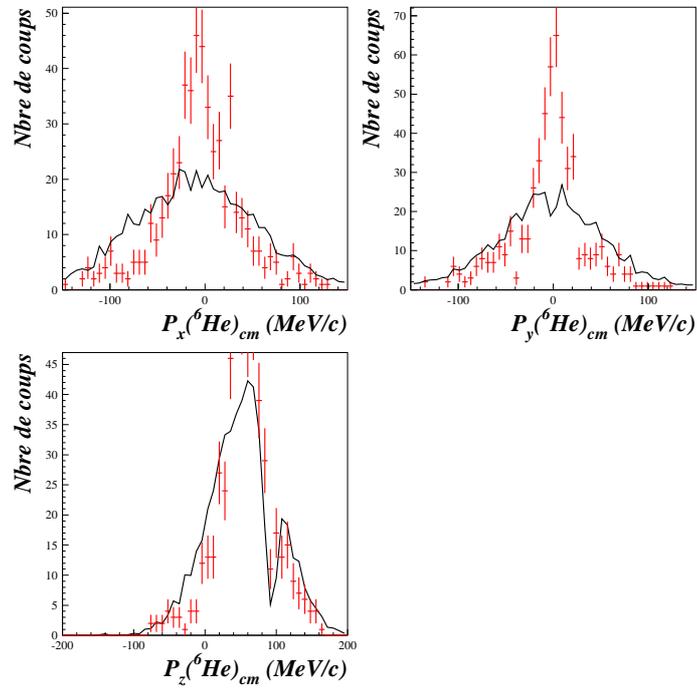
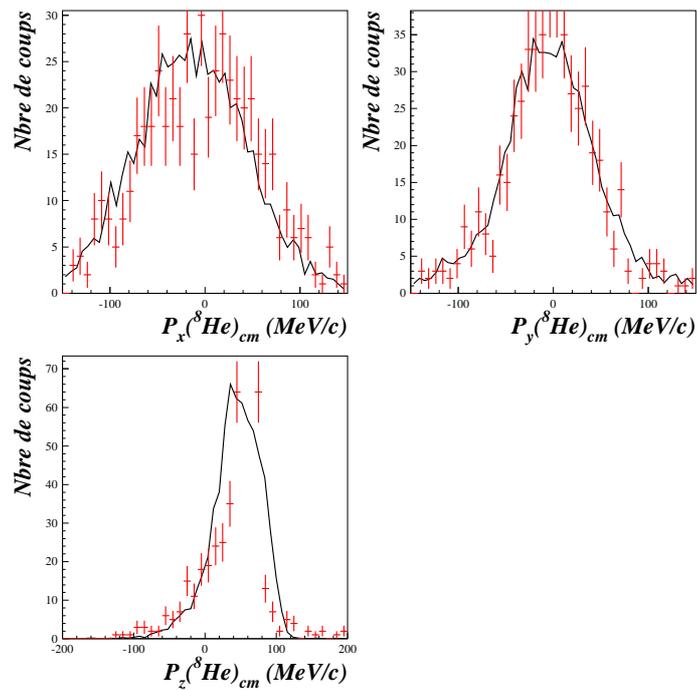
Non seulement pour l' $^6\text{He}$  mais également pour les neutrons, la largeur du moment suivant l'axe  $y$  est plus faible que celle suivant l'axe  $x$ ; cet effet semble donc indépendant du détecteur et peut provenir de la distribution en moment du faisceau.

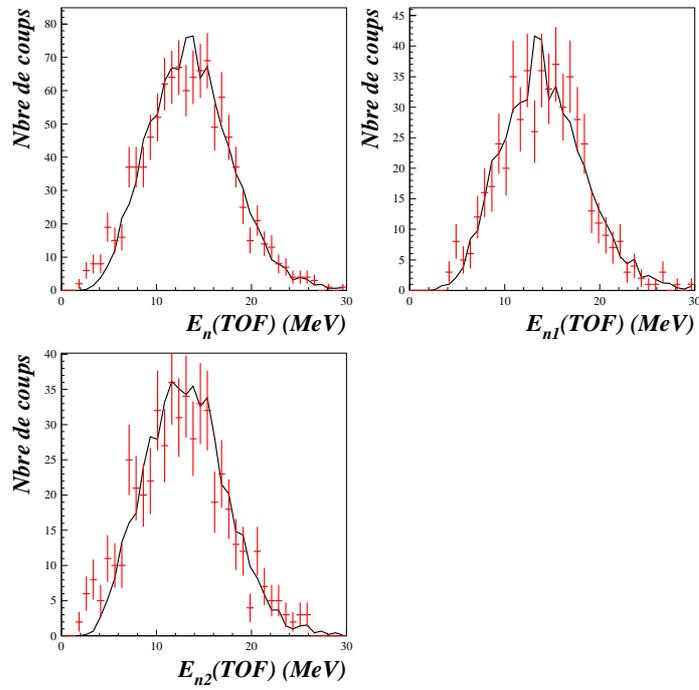
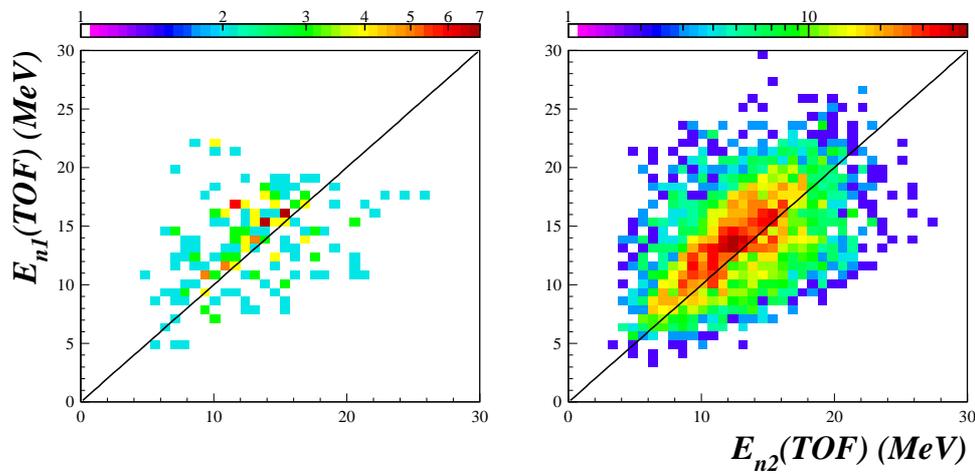
L'énergie des deux neutrons et l'énergie globale sont également bien reproduites (cf. figure B.9). Pour les besoins du filtre de diaphonie (cf. paragraphe 6.1.1.3), les neutrons du doublet sont classés par ordre croissant de temps de vol, cette particularité est visible pour les données et les simulations sur le spectre bidimensionnel de l'énergie du premier neutron en fonction de celle du deuxième (figure B.10).

FIG. B.1 – Moments  $(n_1)_{lab}$ .FIG. B.2 – Moments  $(n_2)_{lab}$ .

FIG. B.3 – Moments  $({}^6\text{He})_{lab}$ .FIG. B.4 – Moments  $({}^8\text{He})_{lab}$ .

FIG. B.5 – Moments  $(n_1)_{cm}$ .FIG. B.6 – Moments  $(n_2)_{cm}$ .

FIG. B.7 – Moments  $({}^6\text{He})_{cm}$ .FIG. B.8 – Moments  $({}^8\text{He})_{cm}$ .

FIG. B.9 –  $E_n(\text{TOF})$ .FIG. B.10 –  $E_{n1}(\text{TOF})$  vs  $E_{n2}(\text{TOF})$ .

## B.2 Moments et angles relatifs

D'autres observables, tel le moment relatif (figure B.11) ou les angles relatifs cœur- $n$  et  $n$ - $n$  (figure B.12) sont également bien reproduites par la simulation.

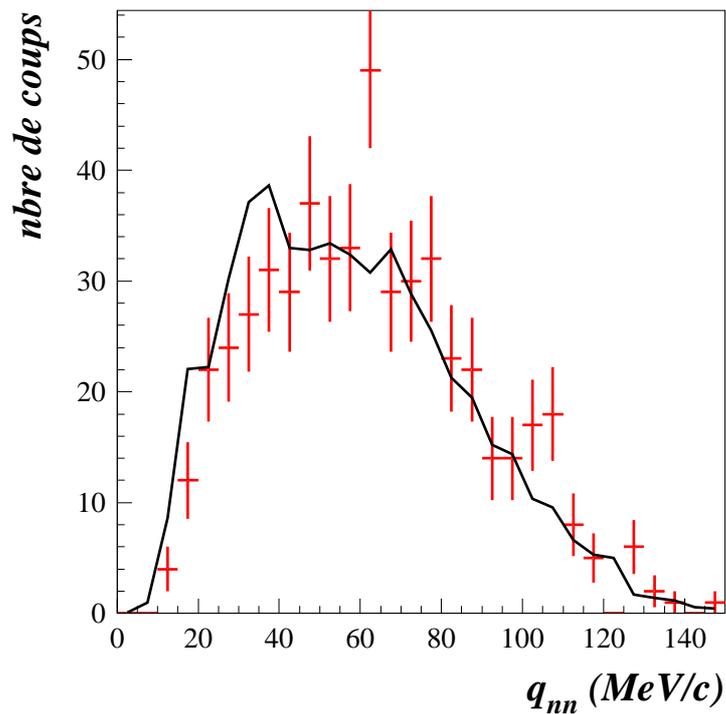


FIG. B.11 – Moment relatif entre les deux neutrons détectés en coïncidence avec un  ${}^6\text{He}$  (en rouge) et simulation correspondante (en noir).

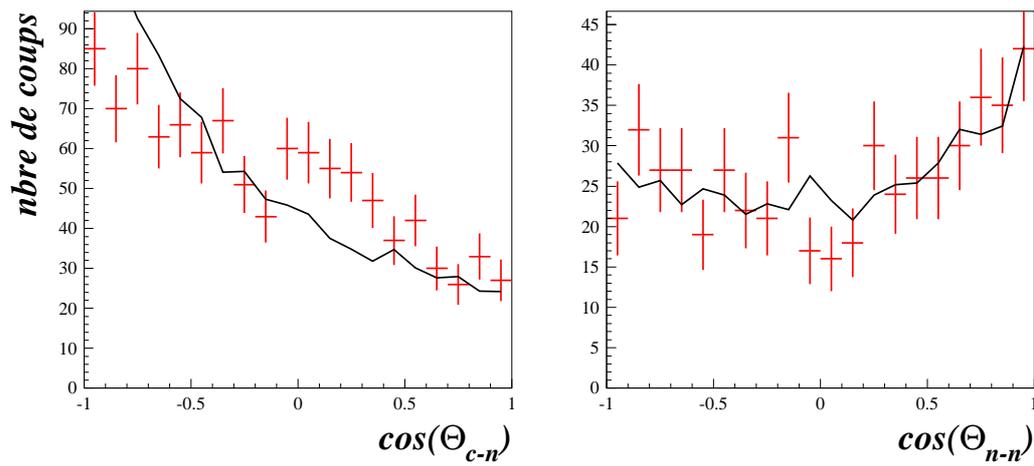


FIG. B.12 – Angles relatifs cœur- $n$  (à gauche) et  $n$ - $n$  (à droite) calculés et simulés dans le centre de masse.

# Bibliographie

- [Ahme04] S. AHMED, M. FREER *et al.*  
*Breakup reaction studies of  $^{10}\text{Be}$  and  $^{10,11}\text{B}$  using a  $^{10}\text{Be}$  beam.*  
Physical Review C 69 (2004) 024303.
- [AK96] J.S. AL-KHALILI et J.A. TOSTEVIN.  
*Matter radii of light halo nuclei.*  
Physical Review Letters 76 (1996) 3903–3906.
- [AlFa07] H. ALFALOU.  
*Étude de la structure des noyaux non liés  $^{7,9}\text{He}$  et  $^{10}\text{Li}$*   
Thèse de l’Université de Caen (2007).  
<http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/21/22/14/PDF/thesis.pdf>.
- [Anne87] R. ANNE *et al.*  
*The achromatic spectrometer LISE at Ganil.*  
Nuclear Instrumentation and Methods A 257 (1987) 215–232.
- [Anne90] R. ANNE *et al.*  
*Observation of the forward neutrons from the break-up of the  $^{11}\text{Li}$  neutron halo.*  
Physics Letters B 250 (1990) 19–23.
- [Arno87] E. ARNOLD *et al.*  
*Nuclear spin and magnetic moment of  $^{11}\text{Li}$ .*  
Physics Letters B 197 (1987) 311.
- [Arno92] E. ARNOLD *et al.*  
*Quadrupole moment of  $^{11}\text{Li}$ .*  
Physics Letters B 281 (1992) 16.
- [Audi03] G. AUDI *et al.*  
*The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties.*  
Nuclear Physics A 729 (2003) 337–676.
- [Band64] M. BANDER.  
*Low-energy neutron-neutron scattering parameters.*  
Physical Review 184 (1964) B1052–B1057.
- [Barr96] F. BARRANCO, E. VIGEZZI et R.A. BROGLIA.  
*Moment distributions in halo nuclei.*  
Zeitschrift für Physik A 356 (1996) 45–48.
- [Bazi] D. BAZIN et O. TARASOV.  
*Lise++ software.*

- [Bazi06] D. BAZIN.  
*Nuclear reactions. Approximations and models.*  
RIA Summer School, Oak Ridge, Tennessee (July 17-21 2006).
- [Bert91] G.F. BERTSCH et H. ESBENSEN.  
*Pair correlations near the neutron drip line.*  
Annals of Physics 209 (1991) 327–363.
- [Beth53] H.A. BETHE et J. ASHKIN.  
*Experimental Nuclear Physics.*  
Ed. E. Segré (1953).
- [Blan92] B. BLANK *et al.*  
*Charge-changing cross sections of the neutron-rich isotopes  ${}^8,9,11\text{Li}$ .*  
Zeitschrift für Physik A 343 (1992) 375.
- [Boal90] D.H. BOAL, C.K. GELBKE et B.K. JENNINGS.  
*Intensity interferometry in subatomic physics.*  
Reviews of Modern Physics 62 (1990) 553–602.
- [Bohl01] H.G. BOHLEN *et al.*  
*Spectroscopy of  ${}^7\text{He}$  states using the ( ${}^{15}\text{N}, {}^{17}\text{F}$ ) reaction on  ${}^9\text{Be}$ .*  
Physical Review C 64 (2001) 024312.
- [Bouc05] V. BOUCHAT.  
*Le Tétranéutron : mythe ou réalité ?*  
*Nouvelle analyse à partir de la cassure de  ${}^8\text{He}$  sur cible de carbone.*  
Thèse de l'Université Libre de Bruxelles (2005).
- [Brun89] R. BRUN *et al.*  
*PAW Physics Analysis Workstation.*  
CERN Program Library (1989).
- [Ceci79] R.A. CECIL *et al.*  
*Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 MeV to about 300 MeV.*  
Nuclear Instrumentation and Methods A 161 (1979) 439.
- [Chen00] L. CHEN.  
*Observation of initial and final-state effects in the systems ( ${}^6\text{He}+n$ ), ( ${}^8\text{He}+n$ ), and ( ${}^9\text{Li}+n$ ).*  
Thèse de l'Université de Michigan (2000).
- [Coll95] COLLECTIF.  
*HBOOK, Statistical Analysis and Histogramming.*  
CERN Program Library (1995).
- [Colo95] N. COLONNA *et al.*  
*Measurement of compound nucleus space-time extent with two-neutron correlation functions.*  
Physical Review Letters 75 (1995) 4190–4193.
- [Coon79] S.A. COON *et al.*  
*The two-pion-exchange three-nucleon potential and nuclear matter.*  
Nuclear Physics A 317 (1979) 242–278.

- [Dali53] R.H. DALITZ.  
Philo. Mag. 44 (1953) 1068.
- [Dani04] B.V. DANILIN *et al.*  
*Three-body continuum spatial correlations in Borromean halo nuclei.*  
Physical Review C 69 (2004) 024609.
- [Dese91] P. DESESQUELLES.  
*Cross talk and diaphony in neutron detectors.*  
Nuclear Instrumentation and Methods A 307 (1991) 366.
- [dT87] G.F. de TERAMOND et B. GABIOUD.  
*Charge asymmetry of the nuclear interaction and neutron neutron scattering parameters.*  
Physical Review C 36 (1987) 691.
- [Egel01] P. EGELHOF.  
*Nuclear matter distributions of neutron-rich halo nuclei from intermediate energy elastic proton scattering in inverse kinematics.*  
Progress in Particle and Nuclear Physics 46 (2001) 307.
- [Egel02] P. EGELHOF.  
*Nuclear-matter distributions of halo nuclei from elastic proton scattering in inverse kinematics.*  
European Physical Journal A 15 (2002) 27.
- [EM94] Y. EL MASRI, Th. KEUTGEN, I. TILQUIN *et al.*  
*Comment détecter les neutrons.*  
Ecole Joliot-Curie (1994) 101–146.
- [Esbe01] H. ESBENSEN et G.F. BERTSCH.  
*Eikonal approximation in heavy-ion fragmentation reactions.*  
Physical Review C 64 (2001) 014608.
- [Fedo93] D.V. FEDOROV, A.S. JENSEN et K. RIISAGER.  
*General properties of halos.*  
Physics Letters B 312 (1993) 1–5.
- [Ferr] R. FERRÉOL.  
*Page web : <http://www.mathcurve.com/courbes3d/borromee/borromee.shtml>.*
- [Gold60] G. GOLDHABER.  
*Influence of Bose-Einstein statistics on the antiproton-proton annihilation process.*  
Physical Review 120 (1960) 300–312.
- [Gold74] A.S. GOLDHABER.  
*Statistical models of fragmentation processes.*  
Physics Letters B 53 (1974) 306–308.
- [Grév99] S. GRÉVY *et al.*  
*Core-breakup reactions of the halo nuclei  $^{19}\text{C}$  and  $^{19}\text{C}$  : momentum distributions and shadow effects.*  
Nuclear Physics A 650 (1999) 47–61.

- [GT99] D.E. GONZALEZ TROTTER *et al.*  
*New measurement of the  $^1S_0$  neutron-neutron scattering length using the neutron-proton scattering length as a standard.*  
Physical Review Letters 83 (1999) 3788–3791.
- [Hadd65] R.P. HADDOCK, R.M. SLATER *et al.*  
*Measurement of the neutron-neutron S-wave scattering length from the reaction  $\pi^+d \rightarrow 2n + \gamma$ .*  
Physical Review Letters 14 (1965) 318.
- [Hans87] P.G. HANSEN et B. JONSON.  
*The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei.*  
Europhysics Letters 4 (1987) 409–414.
- [Hans93] P.G. HANSEN.  
*Nuclear structure at the drip lines.*  
Nuclear Physics A 553 (1993) 89–106.
- [Hans96] P.G. HANSEN.  
*Momentum content of single nucleon halos.*  
Physical Review Letters 77 (1996) 1016–1019.
- [HB54] R. HANBURY-BROWN et R.Q. TWISS.  
*A new type of interferometer for use in radio astronomy.*  
Philo. Mag. 45 (1954) 663.
- [Howe98] C.R. HOWELL *et al.*  
*Toward a resolution of the neutron-neutron scattering-length issue.*  
Physics Letters B 444 (1998) 252–259.
- [Huhn00] V. HUHNS, Ch. WÄTZOLD *et al.*  
*New investigation of neutron-neutron and neutron-proton final-state interaction in the n-d breakup reaction.*  
Physical Review C 63 (2000) 014003.
- [Iwat00] Y. IWATA *et al.*  
*Dissociation of  $^8\text{He}$ .*  
Physical Review C 62 (2000) 064311.
- [Jone00] K. L. JONES.  
*The unbound nucleus  $^{13}\text{Be}$ .*  
Thèse de l'Université de Surrey (2000).
- [Kell95] J.H. KELLEY *et al.*  
*Parallel momentum distribution as a probe of halo wave functions.*  
Physical Review Letters 74 (1995) 30–33.
- [Koba88] T. KOBAYASHI *et al.*  
*Projectile fragmentation of the extremely neutron-rich nucleus  $^{11}\text{Li}$  at 0.79 GeV/nucleon.*  
Physical Review Letters 74 (1988) 2599–2602.
- [Koes75] L. KOESTER et W. NISTLER.  
*New determination of the neutron-proton scattering amplitude and precise measurements of the scattering amplitudes on carbon, chlorine, fluo-*

- rine and bromine.*  
Zeitschrift für Physik A 272 (1975) 189–196.
- [Kors94] A.A. KORSHENINNIKOV et T. KOBAYASHI.  
*Main mechanisms in fragmentation of the exotic nucleus  ${}^6\text{He}$ .*  
Nuclear Physics A 567 (1994) 97–110.
- [Labi99a] M. LABICHE.  
*Etude de la dissociation d'un noyau «borroméen» à halo de deux neutrons : le  ${}^{14}\text{Be}$ .*  
Thèse de l'Université de Caen (1999).
- [Labi99b] M. LABICHE, F.M. MARQUÉS, O. SORLIN et N. VINH MAU.  
*Structure of  ${}^{13}\text{Be}$  and  ${}^{14}\text{Be}$ .*  
Physical Review C 60 (1999) 027303.
- [Leco02] J.L. LECOUEY.  
*Etude des systèmes non liés  ${}^{16}\text{B}$  et  ${}^{13}\text{Be}$ .*  
Thèse de l'Université de Caen (2002).  
<http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/04/54/66/PDF/tel-00003117.pdf>.
- [Ledn82] R. LEDNICKY et V.L. LYUBOSHITS.  
*Effect of the final-state interaction on pairing correlations of particles with small relative momenta.*  
Sov. J. Nucl. Phys. 35 (1982) 770–777.
- [Marq] F.M. MARQUÉS.  
*Communication privée.*
- [Marq96] F.M. MARQUÉS *et al.*  
*Neutrons from the breakup of  ${}^{19}\text{C}$ .*  
Physics Letters B 381 (1996) 407–412.
- [Marq97] F.M. MARQUÉS *et al.*  
*Two-photon correlations : from Young experiments to heavy-ion collision dynamics.*  
Physics Reports 284 (1997) 91–136.
- [Marq00a] F.M. MARQUÉS *et al.*  
*Neutron cross-talk rejection in a modular array and the detection of halo neutrons.*  
Nuclear Instrumentation and Methods A 450 (2000) 109.
- [Marq00b] F.M. MARQUÉS *et al.*  
*Two-neutron interferometry as a probe of the nuclear halo.*  
Physics Letters B 476 (2000) 219–225.
- [Marq01] F.M. MARQUÉS, M. LABICHE, N.A. ORR *et al.*  
*Three-body correlations in Borromean halo nuclei.*  
Physical Review C 64 (2001) 061301.
- [Marq02] F.M. MARQUÉS, F. HANAPPE *et al.*  
*Multi-particle correlations and the structure of heavy He isotopes.*  
Proposal Ganil E378 (2002).

- [Marq03] F.M. MARQUÉS.  
*Haloes, molecules and multineutrons.*  
Ecole Joliot-Curie (2003).
- [Marq05] F.M. MARQUÉS, M. FREER *et al.*  
*Search for multineutron clusters and correlations in  $^{14}\text{Be}$ .*  
Proposal Ganil E483 (2005).
- [MC98] M. MAC CORMICK *et al.*  
*High precision position measurements at high counting rates with drift chambers and multi-hit electronics.*  
GANIL Report 98 02 (1998).
- [McVo61] K.W. McVOY.  
*Neutron-neutron scattering length.*  
Physical Review 121 (1961) 1401.
- [Meis02] M. MEISTER *et al.*  
*Evidence for a New Low-Lying Resonance State in  $^7\text{He}$ .*  
Physical Review Letters 88 (2002) 10251.
- [Mitc04] G.E. MITCHELL *et al.*  
*A direct measurement of the neutron-neutron scattering length.*  
Brazilian Journal of Physics 35 (2004) 3B.
- [Moua94] S. MOUATASSIM.  
*DéMoN - Rapport CRN 94-40.*  
Thèse de l'Université Louis Pasteur, Starsbourg (1994).
- [Moua95] S. MOUATASSIM *et al.*  
*The light yield response of NE213 organic scintillators to charged particles resulting from neutron interactions.*  
Nuclear Instrumentation and Methods A 359 (1995) 530.
- [Norm01] G. NORMAND  
Rapport de stage, LPC-Caen (2001).
- [Norm04] G. NORMAND.  
*Etude des corrélations dans les noyaux légers riches en neutrons.*  
Thèse de l'Université de Caen (2004).  
<http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/04/76/92/PDF/tel00008393.pdf>.
- [Noye64] H.P. NOYES.  
*Determination of the proton-proton  $^1S_0$  shape parameter.*  
Physical Review Letters 12 (1964) 171–176.
- [Nygr68] D.R. NYGREN.  
*Thèse non publiée.*  
Université de Washington (1968).
- [Orr91] N.A. ORR *et al.*  
*New mass measurements of neutron-rich nuclei near  $N=20$ .*  
Physics Letters B 258 (1991) 29–34.

- [Orr92] N.A. ORR *et al.*  
*Moment distribution of  $^9\text{Li}$  fragment following the breakup  $^{11}\text{Li}$ .*  
Physical Review Letters 69 (1992) 2050–2053.
- [Orr97] N.A. ORR.  
*Fragment momentum distribution and the halo.*  
Nuclear Physics A 616 (1997) 155–168.
- [Pain04] S. PAIN.  
*Experimental Measurement of  $N=28$  Shell Breaking in the  $^{12}\text{Be}$  Ground State.*  
Thèse de l'Université de Surrey (2004).
- [Paty99] Z. PATYK *et al.*  
*Masses and radii of spherical nuclei calculated in various microscopic approaches.*  
Physical Review C 59 (1999) 704.
- [Perk87] D.H. PERKINS.  
*Introduction to High Energy Physics.*  
Addison-Wesley (1987).
- [Piep01] S.C. PIEPER *et al.*  
*Realistic models of pion-exchange three-nucleon interactions.*  
Physical Review C 64 (2001) 014001.
- [Pres76] M.A. PRESTON et Bhaduri R.K..  
*Structure of the Nucleus.*  
Addison-Wesley (1976).
- [Satc83] G.R. SATCHLER.  
*Direct Nuclear Reactions.*  
Oxford University Press (1983).
- [Serb47] R. SERBER.  
*The production of high energy neutrons by stripping.*  
Physical Review 72 (1947) 1008–1016.
- [Slau89] I. SLAUS, Y. AKAISHI et H. TANAKA.  
*Neutron-neutron effective range parameters.*  
Physics Reports 173 (1989) 257–300.
- [Spoo] N. SPOONER.  
*Nuclear physics.*  
The University of Sheffield, Department of Physics and Astronomy.
- [Stoc69] R.H. STOCKES et P.G. YOUNG.  
*Further results on  $^7\text{He}$ .*  
Physical Review 178 (1969) 2024.
- [Take51] M. TAKETANI *et al.*  
*On the method of the theory of nuclear forces.*  
Progress of Theoretical Physics 6 (1951) 581–586.
- [Tani85a] I. TANIHATA *et al.*  
*Measurements of interaction cross sections and radii in the light  $p$ -shell*

- region.*  
Physical Review Letters 55 (1985) 2676–2679.
- [Tani85b] I. TANIHATA *et al.*  
*Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes.*  
Physics Letters B 160 (1985) 380–384.
- [Tani88a] I. TANIHATA *et al.*  
*Measurements of interaction cross sections using beams of Be and B and isospin dependance of nuclear radii.*  
Physics Letters B 206 (1988) 592–596.
- [Tani88b] I. TANIHATA *et al.*  
*Nuclear structure studies using high-energy radioactive nuclear beams.*  
Nuclear Physics A 478 (1988) 795c–804c.
- [Tani92] I. TANIHATA *et al.*  
*Revelation of thick neutron skins in nuclei.*  
Physics Letters B 289 (1992) 261.
- [Tani96] I. TANIHATA *et al.*  
*Neutron halo nuclei.*  
Journal of Physics G 22 (1996) 157–198.
- [TG02] L. TASSAN-GOT.  
*A new functional for charge and mass identification in  $\Delta E - E$  telescopes.*  
Nuclear Instrumentation and Methods B 194 (2002) 503–512.
- [Tilq95] I. TILQUIN *et al.*  
*Detection efficiency of the neutron modular detector DéMoN and related characteristics.*  
Nuclear Instrumentation and Methods A 365 (1995) 446.
- [Vari99] C. VARIGNON.  
*Contribution à l'étude expérimentale des neutrons de spallation produits par des protons dans des cibles épaisses.*  
Thèse de l'Université de Caen (1999).
- [VM96] N. VINH MAU et J.C. PACHECO.  
*Structure of the  $^{11}\text{Li}$  nucleus.*  
Nuclear Physics A 607 (1996) 163–177.
- [Warn00] R.E. WARNER *et al.*  
*Total reaction and neutron-removal cross section of (30-60)A MeV He and Li isotopes on Pb.*  
Physical Review C 62 (2000) 024608.
- [Wats51] K. M. WATSON et R. N. STUART.  
*On the  $\gamma$ -ray spectrum resulting from the absorption of  $\pi$ -mesons in deuterium.*  
Physical Review 82 (1951) 738–744.
- [Wiri95] R.B. WIRINGA *et al.*  
*Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking.*  
Physical Review C 51 (1995) 38–51.

- [Wiri00] R.B. WIRINGA *et al.*  
*Quantum Monte Carlo calculations of  $A=8$  nuclei.*  
Physical Review C 62 (2000) 014001.
- [Yama05] M.T. YAMASHITA, T. FREDERICO *et al.* TOMIO.  
*Neutron-neutron correlation in the halo dissociation of light exotic nuclei.*  
Physical Review C 72 (2005) 011601.
- [Yuka35] H. YUKAWA.  
*On the Interaction of Elementary Particles.*  
Proc. Phys. Math. Soc. Japan 17 (1935) 48.
- [Zajc84] W.A. ZAJC *et al.*  
*Two-pion correlations in heavy ion collisions.*  
Physical Review C 29 (1984) 2173.
- [Zeld60] Ya.B. ZELDOVICH.  
*The Existence of New Isotopes of Light Nuclei and the Equation of State of Neutrons.*  
Sov. Phys. JETP 38 (1960) 1123.
- [Zhuk93] M.V. ZHUKOV *et al.*  
*Bound state properties of borromean halo nuclei :  ${}^6\text{He}$  and  ${}^{11}\text{Li}$ .*  
Physics Reports 231 (1993) 151–199.





## Étude des corrélations dans la dissociation de l'<sup>8</sup>He.

### Résumé :

L'étude des corrélations dans les noyaux légers riches en neutrons est importante pour comprendre leur structure. Dans cette optique, la réaction de dissociation de l'<sup>8</sup>He à 15 MeV/nucléon sur cible de carbone a été étudiée pour la voie <sup>6</sup>He+2n. Le dispositif expérimental était composé de deux détecteurs principaux : le télescope CHARISSA pour la détection des fragments chargés et DéMoN, permettant la détection de plusieurs neutrons en coïncidence. Un code de simulation a été développé pour faciliter l'interprétation des résultats en modélisant les corrélations, la réaction et le dispositif expérimental.

Deux techniques complémentaires ont été utilisées pour étudier les corrélations dans la dissociation de <sup>8</sup>He. L'une, l'interférométrie d'intensité, permet de construire la fonction de corrélation neutron-neutron et de fournir une première estimation de la taille de la source d'émission, donc la distance moyenne les séparant. L'autre, basée sur les tracés de Dalitz, permet l'étude des corrélations neutron-neutron et cœur-n et a mis en évidence la décroissance séquentielle de l'<sup>8</sup>He vers l'état fondamental résonant de l'<sup>7</sup>He. Les caractéristiques spatio-temporelles de la dissociation de l'<sup>8</sup>He sur cible de carbone ont donc pu être déduites et la distance moyenne RMS entre deux neutrons de valence de l'<sup>8</sup>He dans les états excités du continuum a été estimée à 7,3±0,6 fm pour un temps d'émission entre ces neutrons de 1 000±300 fm/c, de l'ordre de grandeur de la durée de vie de l'<sup>7</sup>He.

### Mots clés (indexation rameau) :

Structure nucléaire – Neutrons – Interférométrie – Résonance – Scintillateurs organiques – Simulation par ordinateur

## Investigation of correlations in the breakup of <sup>8</sup>He.

### Abstract :

Correlations in light neutron-rich nuclei are of considerable importance in understanding their structure. In this context the breakup of <sup>8</sup>He into <sup>6</sup>He+2n has been investigated at 15 MeV/nucleon. The measurements were undertaken using a setup composed of two detector arrays : CHARISSA to detect the charged fragments and DEMON to detect the neutrons. The interpretation of the results was facilitated using a Monte Carlo simulation which was developed to take into account the correlations, the reaction and the experimental setup.

Two techniques were used to study the correlations in the breakup of <sup>8</sup>He. The first, intensity interferometry, provides, via the construction of the neutron-neutron correlation function, for a first estimate of the source size and thus the average separation between the neutrons. The second, using Dalitz plots, allows both the neutron-neutron and core-neutron correlations to be probed. Here, sequential decay via the ground state resonance of <sup>7</sup>He and has been found to dominate the dissociation of <sup>8</sup>He. The spatiotemporal characteristics of the breakup of <sup>8</sup>He have thus been deduced and an RMS separation between the two valence neutrons in the continuum states was estimated to be 7.3±0.6 fm with a time delay between their emission of 1 000±300 fm/c.

### Key-words :

Nuclear structure – Neutron – Interferometry – Resonance – Organic scintillator – Computer simulation

**Discipline :** Constituants élémentaires