



**HAL**  
open science

## Etude de la structure des noyaux non liés ${}^{7,9}\text{He}$ et ${}^{10}\text{Li}$

H. Al Falou

► **To cite this version:**

H. Al Falou. Etude de la structure des noyaux non liés  ${}^{7,9}\text{He}$  et  ${}^{10}\text{Li}$ . Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2007. Français. NNT: . tel-00212214

**HAL Id: tel-00212214**

**<https://theses.hal.science/tel-00212214v1>**

Submitted on 22 Jan 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. de SCIENCES

ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

présentée par

**M. Hicham AL FALOU**

et soutenue

le 23 Juillet 2007

en vue de l'obtention du

**DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN**

**Spécialité : Constituants Élémentaires**

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

**ÉTUDE DE LA STRUCTURE DES  
NOYAUX NON LIÉS  ${}^7,9\text{He}$  et  ${}^{10}\text{Li}$**

MEMBRES du JURY

M. Bertram Blank, Directeur de Recherche CNRS, CENBG Bordeaux (Rapporteur)

M. David Lunney, Directeur de Recherche CNRS, CSNSM Orsay (Rapporteur)

M. Marc Labiche, Chercheur, Daresbury Laboratory, Royaume-Uni

M. Jean-François Lecolley, Professeur Emérite, Université de Caen

M. Nigel Orr, Chargé de Recherche CNRS (HDR), LPC Caen (Directeur de thèse)



*À mes parents*  
*À Maya*





# Remerciements

*Je tiens à adresser dans ces quelques lignes mes sincères remerciements aux personnes que j'ai rencontrées tout au long de ce parcours initiatique que représente l'exercice de thèse. Elles m'ont chacune aidé à leur manière.*

*Tout d'abord, je remercie Messieurs Jean-François Lecolley et Jean-Claude Steckmeyer pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire de CAEN.*

*Je témoigne aussi toute ma gratitude aux membres du jury pour avoir accepté d'évaluer ma thèse. J'adresse mes remerciements à Messieurs Jean-François Lecolley, Bertram Blank, David Lunney et Marc Labiche pour l'honneur qu'ils m'ont fait en prenant part à mon jury de thèse.*

*Mes plus profonds remerciements vont à mes directeurs de thèse : Nigel Orr et Miguel Marqués. Avec vous, la recherche devient un plaisir. Je suis reconnaissant à toi Nigel pour la confiance et l'attention que tu as toujours portée à l'ensemble de ma recherche. L'ensemble de tes réponses à toutes mes « petites questions » a permis de cadrer ce travail doctoral. Je remercie également Miguel pour sa disponibilité et les précieux conseils qu'il m'a prodigués. Je te remercie de m'avoir fait part de tes compétences de chercheur et surtout dans l'art de présenter les résultats d'une manière simple et synthétique.*

*Un grand merci s'adresse au "grand" Jean-Luc. Merci beaucoup pour ton aide indispensable et surtout pour l'enthousiasme dont tu as fait preuve afin d'affiner ce travail, je te promets cette fois de garder ta thèse en bon état ! Un merci particulier à Anne et Florian pour la patience dont vous avez fait preuve en lisant assidûment tout le document et pour avoir participé au travail de correction. Qu'ils ne soient nullement tenus pour responsable des fautes, coquilles et autres scories qui auraient survécu à leur vigilance.*

*Cette thèse doit également beaucoup à notre groupe "Noyaux exotiques" et nos collaborateurs CHARISSA et DéMoN, ainsi qu'à l'ensemble des ingénieurs et techniciens du LPC. Grâce à vous, les expériences se sont déroulées dans les meilleures conditions (personne ne peut faire mieux !). Une sincère pensée au défunt Gilles Ittis qui nous a aidés à mettre en place le dispositif expérimental.*

*Je remercie l'ensemble de personnels de ce laboratoire pour nos moments ensemble, surtout en pauses café et cigarettes. Un merci spécial aux chercheurs pour leurs conseils et leur soutien moral. Je pense plus particulièrement à Guillaume, Lynda, Brian (Brillant), Beyhan et Benoît. Je tiens également à remercier l'ensemble des thésards et thésardes du LPC, la force dynamique du laboratoire (bon courage à vous tous).*

*Merci également à mes amis d'enfance pour leur patience et curiosité scientifique. Lors des longues discussions enrichissantes de la physique, c'était souvent difficile de répondre à vos questions !*

*Dans le contexte des états non liés, je pense à mon pays "LIBAN", l'état non lié par excellence. Pendant mes années de thèse, ce pays a subi une guerre et plusieurs crises terribles. Je pense qu'il est très important de sonder cet état situé à la drip-line afin de comprendre sa structure et pouvoir l'amener à l'équilibre stable.*

*Je termine par un grand remerciement à mes parents, mes frères et sœurs pour le soutien qu'ils m'apportent. Ils ont toujours été présents à mes côtés, m'ont rassuré et fait leur possible pour que je mène à bien cette thèse. Un merci spécial du point de vue scientifique à mon père et mon grand frère qui m'ont appris à aimer la Physique dès l'enfance.*

*Les dernières lignes seront pour toi, Maya. Je te serai toujours reconnaissant pour le soutien sans faille que tu m'as apporté. Merci infiniment, Je saurai à mon tour être là pour t'aider à finir ta thèse.*



# Table des matières

<b>Table des figures</b>	<b>9</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>13</b>
<b>1 Les noyaux non liés</b>	<b>15</b>
1.1 Introduction . . . . .	15
1.2 Loin de la stabilité . . . . .	17
1.2.1 Noyaux légers riches en neutrons . . . . .	17
1.2.2 Noyaux stables vs noyaux exotiques . . . . .	18
1.2.3 Les états très faiblement liés et le continuum . . . . .	19
1.2.4 Les isotopes de l'hélium non liés . . . . .	21
1.2.5 L'inversion de couches pour les isotones $N = 7$ . . . . .	23
1.3 Étude des noyaux non liés . . . . .	24
1.3.1 Structure des états résonants et virtuels à deux corps . . . . .	24
1.3.2 Réactions de transfert . . . . .	26
1.3.3 Réactions de cassure . . . . .	28
1.3.4 Le problème de l'état $s$ virtuel . . . . .	30
1.4 Les noyaux d'intérêt . . . . .	31
1.4.1 ${}^7\text{He}$ . . . . .	31
1.4.2 ${}^9\text{He}$ . . . . .	35
1.4.3 ${}^{10}\text{Li}$ . . . . .	39
<b>2 Les Expériences E378 et E483</b>	<b>41</b>
2.1 Principe des expériences . . . . .	41
2.2 Production des faisceaux secondaires d'intérêt et des noyaux non liés . . . . .	43
2.2.1 Production du faisceau primaire . . . . .	43
2.2.2 Production et purification du faisceau secondaire . . . . .	43
2.2.3 Les faisceaux secondaires et les cibles de réaction . . . . .	45
2.3 Dispositif expérimental . . . . .	46
2.3.1 Caractérisation du faisceau incident . . . . .	47
2.3.1.1 Le Trifoil . . . . .	48
2.3.1.2 Description des chambres à dérive . . . . .	48
2.3.2 La détection des fragments chargés . . . . .	49

2.3.2.1	Les siliciums à pistes . . . . .	49
2.3.2.2	Les détecteurs à iodure de césium . . . . .	50
2.3.3	La détection des neutrons . . . . .	50
2.3.3.1	Les caractéristiques principales du Détecteur Modulaire de Neutrons . . . . .	51
2.3.3.2	Le principe de la détection . . . . .	51
2.3.3.3	L'efficacité de détection du neutron en fonction de l'énergie . . . . .	53
2.3.3.4	Le phénomène de diaphonie . . . . .	54
2.3.3.5	Configuration, électronique et acquisition . . . . .	54
<b>3</b>	<b>Analyse des données</b>	<b>55</b>
3.1	Analyse en cinématique complète . . . . .	55
3.2	Temps de vol des ions incidents . . . . .	57
3.3	Les Chambres à dérive . . . . .	58
3.3.1	La calibration en position . . . . .	58
3.3.2	Le profil du faisceau . . . . .	58
3.4	Le télescope CHARISSA . . . . .	60
3.4.1	Les détecteurs silicium à pistes . . . . .	60
3.4.1.1	La linéarisation des codeurs (Matchsticks) . . . . .	60
3.4.1.2	L'équilibrage des gains (Gain Matching) . . . . .	61
3.4.1.3	L'étalonnage des pistes en position . . . . .	61
3.4.1.4	L'étalonnage des pistes en énergie . . . . .	63
3.4.2	Les cristaux d'iodure de césium (CsI) . . . . .	64
3.4.3	La validation de l'événement dans le télescope . . . . .	66
3.4.4	Mesure de l'épaisseur de la cible . . . . .	66
3.4.5	Analyse des produits de réaction dans le télescope . . . . .	66
3.4.5.1	Identification . . . . .	66
3.4.5.2	Sélection . . . . .	70
3.5	Le multidétecteur DÉMoN . . . . .	71
3.5.1	La calibration en temps de vol des neutrons . . . . .	71
3.5.2	L'identification des neutrons : discrimination $n-\gamma$ . . . . .	73
3.5.3	L'étalonnage des modules en énergie . . . . .	75
3.5.4	La mesure de l'énergie cinétique des neutrons . . . . .	77
3.6	Reconstruction de la cinématique . . . . .	79
3.6.1	Corrections de l'énergie perdue dans la cible . . . . .	79
3.6.2	Angles polaire de l'ion incident . . . . .	80
3.6.3	Point d'impact sur la cible . . . . .	80
3.6.4	Impulsion du fragment . . . . .	80
3.6.5	Impulsion du neutron . . . . .	81
3.6.6	Mesure de l'énergie de décroissance du noyau non lié . . . . .	81
3.7	Simulation . . . . .	82
3.7.1	KALAMOUN . . . . .	82

<b>4 Résultats</b>	<b>87</b>
4.1 Statistiques . . . . .	87
4.2 Les Neutrons . . . . .	89
4.2.1 Énergie . . . . .	89
4.2.2 Distributions angulaires . . . . .	89
4.3 Énergie de décroissance . . . . .	92
4.3.1 Énergie d'excitation du faisceau de l' $^8\text{He}$ . . . . .	92
4.3.2 Énergie de décroissance . . . . .	93
4.3.3 Efficacité et résolution du dispositif . . . . .	94
4.4 Fond non résonant . . . . .	95
4.4.1 Mélange d'événements . . . . .	96
4.4.2 Fond thermique . . . . .	98
4.4.3 Fond provenant d'une dissociation séquentielle . . . . .	100
4.5 Moments perpendiculaire et parallèle . . . . .	100
4.6 Effets du moment transféré . . . . .	103
4.7 Conclusions . . . . .	105
<b>5 Approche théorique des états non liés</b>	<b>107</b>
5.1 Modèle pour le calcul de l'interaction dans l'état final . . . . .	107
5.2 Résolution et paramétrisation des états du continuum . . . . .	109
5.3 Distributions théoriques . . . . .	111
<b>6 Interprétation des données</b>	<b>115</b>
6.1 $^7\text{He}$ . . . . .	115
6.2 $^{10}\text{Li}$ . . . . .	121
6.3 $^9\text{He}$ . . . . .	123
6.3.1 $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$ . . . . .	123
6.3.2 $\text{C}(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)\text{X}$ . . . . .	127
<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>131</b>
<b>A Simulation</b>	<b>135</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>139</b>



# Table des figures

1.1	Charte des noyaux liés . . . . .	16
1.2	Schéma de formation et de détection du noyau non lié par cassure du faisceau . . . . .	17
1.3	Carte des noyaux très légers et résonants . . . . .	18
1.4	Potentiels de protons et neutrons pour un noyau stable et un noyau riche en neutrons . . . . .	19
1.5	Distribution en densité pour deux états, lié et faiblement lié . . . . .	20
1.6	Schéma d'un noyau "Borroméen" à halo de deux neutrons . . . . .	21
1.7	Energie de séparation d'un et de deux neutrons en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes d'He . . . . .	22
1.8	Systématique des niveaux $1/2^-$ et $1/2^+$ pour les isotones $N = 7$ . . . . .	23
1.9	Potentiel effectif gouvernant les systèmes à deux corps non liés . . . . .	25
1.10	États virtuels et résonants . . . . .	26
1.11	Schéma d'une réaction de transfert . . . . .	27
1.12	Énergie d'excitation du $^{10}\text{Li}$ pour deux réactions de transfert : avec un faisceau stable et radioactif . . . . .	27
1.13	Schéma d'une réaction de cassure . . . . .	28
1.14	Spectres en énergie de décroissance $^{15}\text{B}-n$ et $^6\text{He}-n$ . . . . .	29
1.15	Spectres en vitesse relative du $^{10}\text{Li}$ . . . . .	30
1.16	Section efficace de $^7\text{He}$ en fonction de l'énergie relative pour la réaction $\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ . . . . .	32
1.17	Énergie d'excitation de la réaction $^6\text{He}(p,n)^6\text{Li}(0^+; T = 1)$ . . . . .	33
1.18	Niveaux d'énergie de $^7\text{He}$ donnés par rapport à l'état fondamental . . . . .	34
1.19	Spectres en énergie d'excitation de $^9\text{He}$ pour les réactions $^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+)^9\text{He}$ et $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{O})^9\text{He}$ . . . . .	35
1.20	Spectre en énergie d'excitation de $^9\text{He}$ pour la réaction $^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^9\text{He}$ . . . . .	36
1.21	Spectre en vitesse relative $^8\text{He}-n$ pour la réaction $^9\text{Be}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$ . . . . .	37
1.22	Niveaux d'énergie de $^9\text{He}$ . . . . .	38
2.1	Accélérateurs et aires expérimentales du GANIL . . . . .	42
2.2	Vue schématique du spectromètre LISE . . . . .	44
2.3	Schéma du système SPIRAL . . . . .	45
2.4	Schéma du dispositif expérimental . . . . .	47



2.5	Photographie du dispositif expérimental situé à l'intérieur de la chambre à réaction . . . . .	48
2.6	Structure des détecteurs de faisceau . . . . .	49
2.7	Photographie du télescope CHARISSA . . . . .	50
2.8	Schéma d'un module DéMoN . . . . .	51
2.9	Relation entre lumière et dépôt d'énergie . . . . .	52
2.10	Efficacité d'un module DéMoN . . . . .	53
3.1	Réaction de cassure d'un faisceau exotique vers un noyau non lié . . . . .	55
3.2	Spectres en temps de vol du faisceau . . . . .	57
3.3	Image du masque éclairé par le faisceau sur une chambre à dérive . . . . .	58
3.4	Profil du faisceau donné par les CAD . . . . .	59
3.5	Ouverture angulaire du faisceau . . . . .	59
3.6	Réponse à un générateur d'impulsion du codeur ADC pour le Si . . . . .	60
3.7	Lignes trois $\alpha$ sur une piste de Si calibrée . . . . .	61
3.8	Spectre en position pour une piste de silicium . . . . .	62
3.9	Image sur les détecteurs silicium . . . . .	62
3.10	Spectre des noyaux présents dans le faisceau de calibration . . . . .	63
3.11	Droite d'étalonnage en énergie d'une piste de silicium . . . . .	64
3.12	Fonction de calibration en énergie du détecteur CsI pour l' $^8\text{He}$ . . . . .	65
3.13	Spectre d'identification $\Delta E-E$ du télescope (expérience E483) . . . . .	67
3.14	Énergie déposée dans le Si1 en fonction du Si2 . . . . .	68
3.15	Spectre d'identification $\Delta E-E$ du télescope en coïncidence avec un neutron (expérience E483) . . . . .	69
3.16	Spectre d'identification $\Delta E-E$ du télescope pour l'expérience E378 . . . . .	70
3.17	Spectres $PID$ pour les isotopes du lithium et de l'hélium . . . . .	71
3.18	Temps de vol d'un module DéMoN . . . . .	72
3.19	Forme du signal correspondant à la lumière émise par DéMoN . . . . .	73
3.20	Charge lente en fonction de la charge totale collectée dans un module DéMoN . . . . .	74
3.21	Effets de la discrimination $n/\gamma$ sur le spectre en temps de vol . . . . .	75
3.22	Spectre en charge obtenu avec une source de $^{22}\text{Na}$ . . . . .	76
3.23	Calibration en énergie d'un module DéMoN . . . . .	77
3.24	Spectre en énergie cinétique des neutrons . . . . .	78
3.25	Reconstruction de la cinématique . . . . .	79
3.26	Vitesse relative fragment-neutron . . . . .	82
3.27	Efficacité du dispositif expérimental en énergie de décroissance . . . . .	83
3.28	Résolution pour une énergie de décroissance de l' $^9\text{He}$ de 0,4 et 1 MeV . . . . .	84
3.29	Résolution en énergie de décroissance du dispositif expérimental . . . . .	85
4.1	Sélection de l' $^8\text{He}$ pour les réactions $\text{C}(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)\text{X}$ et $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$ . . . . .	88
4.2	Sélection de l' $^6\text{He}$ pour la réaction $\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ . . . . .	88
4.3	Énergie des neutrons . . . . .	90
4.4	Distributions angulaires de neutrons . . . . .	91

4.5	Énergie d'excitation du faisceau de l' $^8\text{He}$ . . . . .	92
4.6	Énergie de décroissance des systèmes non liés . . . . .	93
4.7	Énergie de décroissance de l' $^7\text{He}$ pour les différents faisceaux . . . . .	94
4.8	Efficacité en énergie de décroissance . . . . .	95
4.9	Mélange itératif des événements $^6\text{He}+n$ . . . . .	97
4.10	Énergie de décroissance des systèmes non liés . . . . .	98
4.11	Origine des neutrons détectés en coïncidence avec un $^6\text{He}$ pour la réaction $\text{C}(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ . . . . .	99
4.12	Spectre en énergie de décroissance d'événements $^6\text{He}+n$ mélangés, et émis thermiquement . . . . .	99
4.13	Décroissance séquentielle de l' $^8\text{He}$ via une résonance $^7\text{He}$ . . . . .	100
4.14	Distributions en impulsion $p_x$ des systèmes non liés . . . . .	101
4.15	Distributions en impulsion $p_z$ des systèmes non liés . . . . .	102
4.16	Distributions expérimentales et simulées en $p_x$ de l' $^7\text{He}$ et angulaire des neutrons, pour la réaction $\text{C}(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ . . . . .	103
4.17	Distributions angulaires des neutrons simulées avec KALAMOUN . . . . .	104
5.1	Fonction d'onde radiale $\chi_0(r)$ de l'état $1s_{1/2}$ lié pour le $^{11}\text{Be}$ et le $^{14}\text{B}$ . . . . .	112
5.2	Énergie de décroissance théorique de l'état virtuel $1s_{1/2}$ du $^{10}\text{Li}$ . . . . .	112
5.3	Énergie de décroissance théorique de l'état virtuel $1s_{1/2}$ de l' $^9\text{He}$ . . . . .	113
6.1	Fonds en énergie de décroissance pour la réaction $\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ . . . . .	116
6.2	Distributions en énergie de décroissance théoriques de l' $^7\text{He}$ . . . . .	117
6.3	Énergie de décroissance $^6\text{He}+n$ provenant de $\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ donnée par l'état fondamental et l'état excité . . . . .	117
6.4	Énergie de décroissance $^6\text{He}+n$ provenant de $\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ donnée par l'état fondamental et excité sans inclure un fond . . . . .	118
6.5	Énergie de décroissance $^6\text{He}+n$ provenant des réactions $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ et $\text{C}(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ donnée par l'état fondamental . . . . .	119
6.6	Énergie de décroissance $^6\text{He}+n$ provenant des réactions $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ et $\text{C}(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ donnée par l'état fondamental et l'état excité . . . . .	119
6.7	Énergie de décroissance $^6\text{He}+n$ provenant de $\text{C}(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ donnée par l'état fondamental et un fond thermique . . . . .	120
6.8	Énergie de décroissance du $^9\text{Li}+n$ provenant de la réaction $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^9\text{Li}+n)\text{X}$ comparée à un fond combinatoire . . . . .	122
6.9	Énergie de décroissance du $^9\text{Li}+n$ provenant de la réaction $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^9\text{Li}+n)\text{X}$ donnée par un état $s$ virtuel . . . . .	122
6.10	Énergie de décroissance de l' $^8\text{He}+n$ provenant de la réaction $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$ comparée à un fond combinatoire . . . . .	124
6.11	Énergie de décroissance de l' $^8\text{He}+n$ provenant de la réaction $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$ donnée par un état $s$ virtuel . . . . .	124
6.12	Énergie de décroissance de l' $^9\text{He}$ et du $^{10}\text{Li}$ obtenue avec les détecteurs Dé-MoN centraux . . . . .	126

6.13	Spectre en vitesse relative ${}^8\text{He}-n$ pour la réaction ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{Be}, {}^8\text{He}+n)$ . . . .	126
6.14	Énergie de décroissance de l' ${}^8\text{He}+n$ provenant de la réaction $\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^8\text{He}+n)\text{X}$ comparée à un fond combinatoire . . . . .	127
6.15	Énergie de décroissance de l' ${}^8\text{He}+n$ provenant de la réaction $\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^8\text{He}+n)\text{X}$ donnée par un état résonant et par un état $s$ virtuel . . . . .	128
6.16	Énergie de décroissance de l' ${}^8\text{He}+n$ provenant de la réaction $\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^8\text{He}+n)\text{X}$ donnée par un état résonant et un état $s$ virtuel avec $a_s = 0$ fm . . . . .	129
6.17	Énergie de décroissance de l' ${}^8\text{He}+n$ provenant de la réaction $\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^8\text{He}+n)\text{X}$ donnée par un état résonant et un état $s$ virtuel avec $a_s = -2$ fm et $-10$ fm	130
A.1	Structure générale du programme de simulation . . . . .	136
A.2	Schéma général . . . . .	137

# Liste des tableaux

1.1	États excités de ${}^7\text{He}$ . . . . .	34
1.2	États résonants de ${}^9\text{He}$ au-dessus du seuil d'émission d'un neutron . . . . .	38
1.3	États du ${}^{10}\text{Li}$ au-dessus du seuil d'émission d'un neutron . . . . .	39
2.1	Caractéristiques des faisceaux secondaires . . . . .	46
2.2	Cibles utilisées . . . . .	46
2.3	Coefficients de la relation semi-empirique entre lumière et dépôt d'énergie . . . . .	52
3.1	Énergie des photons émis par les sources d'étalonnage, et énergie maximale emportée par l'électron . . . . .	76
4.1	Nombre d'événements de coïncidence fragment-neutron . . . . .	87
4.2	Sections efficaces estimées à partir de la distribution angulaire de neutrons . . . . .	90
5.1	Énergie du premier état excité de ${}^{6,8}\text{He}$ et ${}^9\text{Li}$ . . . . .	108
5.2	Énergie de liaison du dernier neutron dans le ${}^{11}\text{Be}$ et le ${}^{14}\text{B}$ . . . . .	111



# Chapitre 1

## Les noyaux non liés

### 1.1 Introduction

Notre connaissance du monde des noyaux émane principalement des propriétés des noyaux stables existant sur Terre. L'interaction entre les nucléons produit une très grande variété de noyaux : tous les éléments qui constituent notre univers de l'hydrogène jusqu'à l'uranium. La proportion des neutrons et protons (ou isospin) dans ces noyaux correspond aux structures les plus liées par l'action conjuguée des différents effets : l'attraction forte, l'appariement, le couplage de spin-orbite et la répulsion coulombienne. Ce système quantique à plusieurs corps est généralement décrit par un champ moyen nucléaire bâti sur une interaction effective nucléon-nucléon. La description de cette interaction s'est développée à partir des propriétés des noyaux existants sur Terre.

Plus loin de la stabilité, certains noyaux sont à peine liés et se brisent facilement. Leurs propriétés, ainsi que la manière dont ils se brisent, nous renseignent sur les forces et les mécanismes de cohésion du noyau. De nouveaux effets non présents dans les noyaux stables apparaissent dans les noyaux d'isospin élevé. Leur structure exotique constitue un test extrême des modèles actuels et permet, nous l'espérons, de qualifier les états stables, d'enrichir la compréhension des phénomènes, et de tester les prédictions théoriques pour parvenir à une description globale du noyau atomique.

Les progrès constants réalisés dans le domaine des faisceaux radioactifs, ainsi que le développement de dispositifs expérimentaux adaptés, permettent d'envisager l'étude de vastes régions jusqu'ici inexplorées de la charte des noyaux (figure 1.1). Vers la limite de stabilité, l'énergie de liaison est très faible, et la durée de vie du noyau est très courte. Au-delà de la drip-line, les noyaux ne sont plus liés et se désintègrent quasi-instantanément (en un temps de l'ordre de  $10^{-21}$  s) par émission de nucléons. En conséquence, ces systèmes sont expérimentalement difficiles à étudier.

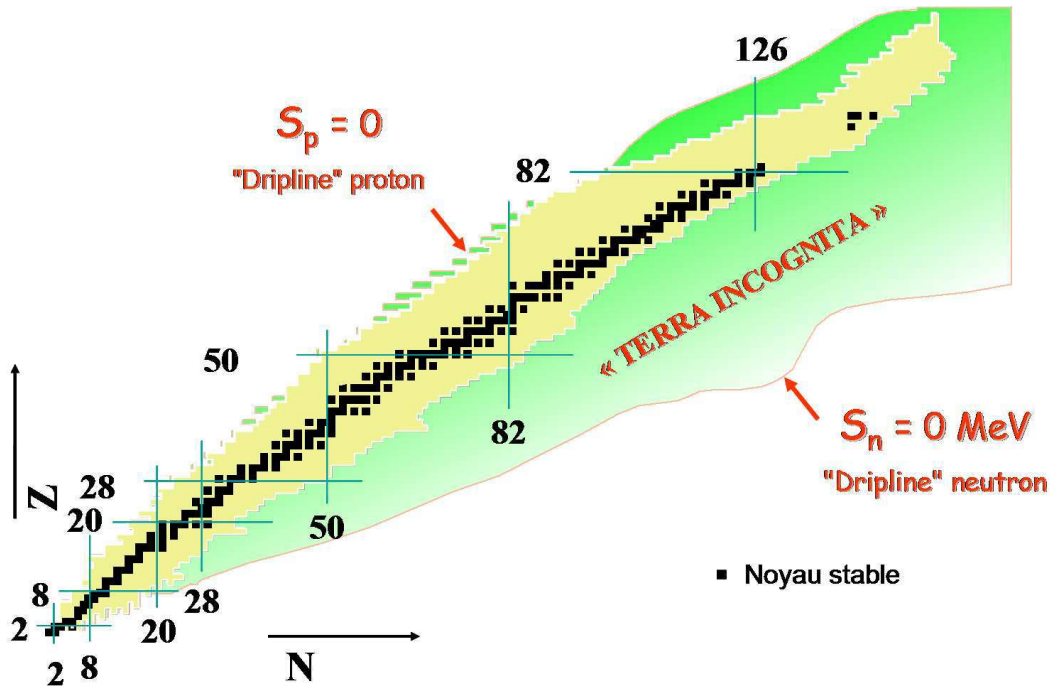


FIG. 1.1 – Charte des noyaux. Les noyaux liés sont classés en fonction de leur nombre de protons et de neutrons. L'ensemble des points noirs qui représente les noyaux stables existants dans la nature est appelé "vallée de stabilité". Les lignes qui définissent les frontières entre les noyaux liés et non liés sont nommées, les "drip-lines".  $S_n$  et  $S_p$  indiquent respectivement l'énergie de liaison du dernier neutron et du dernier proton. Les lignes numérotées représentent les nombres magiques classiques.

Les problématiques fondamentales de la structure nucléaire sont de savoir : Où se trouvent les frontières délimitant l'existence des noyaux ? Comment se comportent la force et la structure nucléaire face au déplacement vers les drip-lines ? Quelles sont les propriétés d'appariement dans la peau de neutrons entourant les noyaux riches en neutrons ? Les nombres magiques persistent-ils loin de la stabilité ? Comment étendre le modèle en couches pour décrire la structure des noyaux en agrégats ("clusters") et des noyaux non liés ?...

Les noyaux exotiques très légers riches en neutrons jouent un rôle particulier dans ces problématiques, car il n'est possible d'atteindre expérimentalement les limites de stabilité neutronique que dans cette région. L'originalité vient de l'importance que revêt le continuum pour la compréhension de la structure de ces noyaux. En effet, ces derniers possèdent des états non liés à basse énergie d'excitation, ou peuvent même pour certains être non liés dans leur état fondamental. Expérimentalement, non seulement les noyaux situés aux limites des drip-lines sont accessibles, mais les systèmes non liés au-delà de ces limites peuvent également être produits.

L'objectif de ce travail est d'étudier la structure des noyaux très légers riches en neutrons au-delà de la limite de stabilité,  ${}^7,9\text{He}$  et le  ${}^{10}\text{Li}$ . Ces noyaux sont tous non liés mais leurs premiers états se manifestent par des résonances dans les spectres de réaction de "break-up" (cassure). Ils apparaissent à la suite de la réaction (figure 1.2), et décroissent spontanément en fragment chargé et neutron. Cependant, nous explorons leur interaction dans l'état final (**F**inal **S**tate **I**nteraction, **FSI**) par détection conjointe du fragment et du neutron pour remonter aux signes de la formation des systèmes non liés. Par modélisation de cette interaction, nous pouvons déduire sa nature et connaître la structure des noyaux non liés.

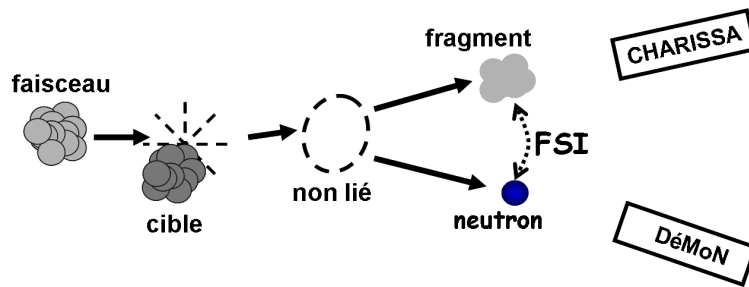


FIG. 1.2 – Schéma de formation et de détection du noyau non lié par cassure du faisceau.

Dans ce travail de thèse, les détails expérimentaux et théoriques de notre analyse seront discutés, et les résultats sur les noyaux non liés  ${}^7,9\text{He}$  et  ${}^{10}\text{Li}$  produits à partir de différents faisceaux seront présentés.

## 1.2 Loin de la stabilité

### 1.2.1 Noyaux légers riches en neutrons

Depuis l'avènement des faisceaux radioactifs, les physiciens nucléaires ont été fascinés par les noyaux légers riches en neutrons, qui sont les seuls noyaux permettant d'atteindre expérimentalement, et de sonder, les frontières de la stabilité nucléaire neutronique (drip-line neutron). La carte des noyaux légers (figure 1.3) montre que la drip-line neutron est plus éloignée de la ligne de stabilité que la drip-line proton, donc l'étude des noyaux légers riches en neutrons permet de mieux mesurer la dépendance en isospin de la structure nucléaire.

Des expériences récentes faites dans notre collaboration et dans d'autres groupes ont montré que l'étude spectroscopique de tels systèmes non liés est possible, en utilisant des réactions à haute énergie : cassure ou "knockout" [Leco02b, Marq02a]. Cette thèse s'inscrit dans ce contexte.

Du point de vue théorique, dans les calculs complètement microscopiques, dits *ab initio*, il s'agit de décrire le noyau à partir de l'interaction nucléon-nucléon jusqu'à  $A = 12$



[Piep01, Caur02, Wiri02]. Dans cette région, seul cinq noyaux stables existent, ce qui est trop peu pour fixer les paramètres des modèles. Les noyaux exotiques riches en neutrons liés et non liés sont donc essentiels pour établir et contrôler le modèle et constituent un banc d'essai idéal pour notre compréhension des forces nucléaires. C'est pourquoi un effort expérimental et théorique important est fait actuellement pour comprendre la structure de ces noyaux et tenter de mettre en évidence de nouveaux systèmes, comme  ${}^5,7\text{H}$  [Caam07] ou le tétranutron  ${}^4n$  [Marq02a, Marq05, Bouc05], encore plus loin de l'équilibre. Cela illustre l'intérêt des noyaux exotiques légers pour établir les fondements des modèles.

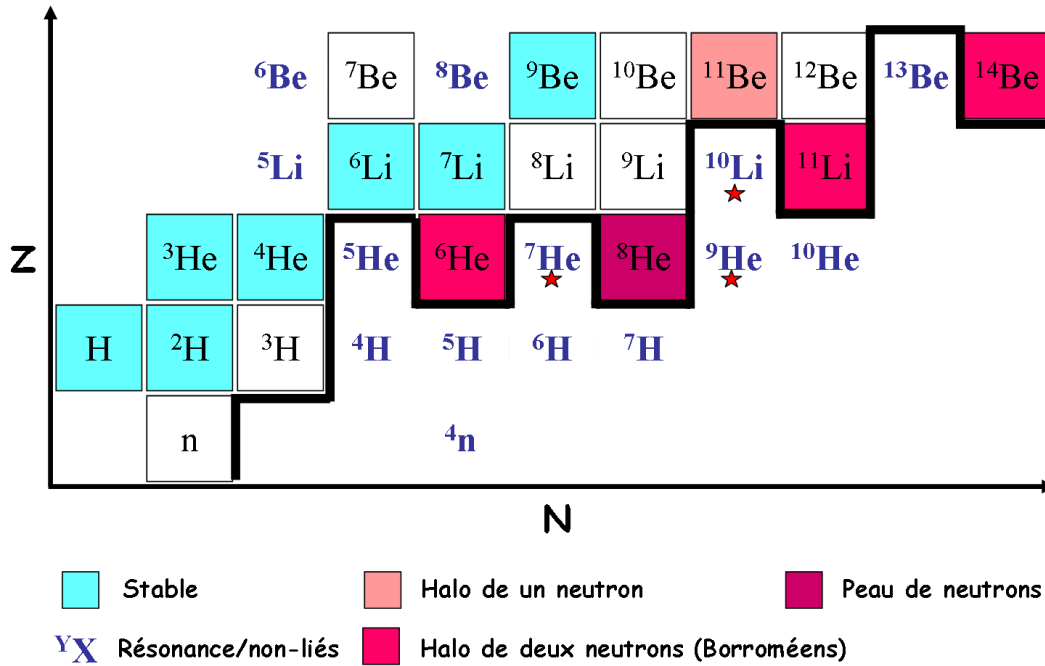


FIG. 1.3 – Carte des noyaux légers (adaptée de [Norm04]). Plusieurs phénomènes apparaissent pour la drip-line neutronique. L' ${}^8\text{He}$  est formé par un cœur d' $\alpha$  entouré par quatre neutrons. L' ${}^6\text{He}$  et le  ${}^{11}\text{Li}$  sont deux noyaux à halo de deux neutrons. Le  ${}^{11}\text{Be}$  est un noyau à halo d'un neutron, son fondamental est un état  $s$  intrus dans la couche  $0p$ . La ligne noire représente la drip-line neutron, dont la forme crénelée témoigne du rôle de l'appariement des neutrons dans l'énergie de liaison. Les noyaux qui constituent l'objet de notre étude sont indiqués par des étoiles.

## 1.2.2 Noyaux stables vs noyaux exotiques

L'étude des noyaux exotiques a conduit à la découverte de nouveaux aspects de la structure nucléaire. Tout d'abord, dans les noyaux stables, le rapport  $N/Z$  est compris entre 1 et 1,5. De plus, l'énergie de séparation  $S_{n,p}$  d'un nucléon, est toujours de l'ordre de 6 à 8 MeV. En raison de cette stabilité et de ces domaines de variation, (i) la densité centrale observée est environ la même pour tous les noyaux stables ( $\rho_0 \sim 0,15 \text{ fm}^{-3}$ ), ainsi leur rayon est proportionnel à  $A^{1/3}$ , et (ii) les protons et les neutrons sont mélangés de

façon homogène, aucun découplage significatif des distributions de protons et de neutrons n'est observé. Par contre, pour les noyaux instables, le rapport  $N/Z$  peut varier de 0,6 à 4, et l'énergie de séparation  $S_{n,p}$  entre 40 MeV et 0 MeV. A cause de cette variation, un découplage de la distribution de protons et de neutrons a été observé comme une peau ou un halo de neutrons.

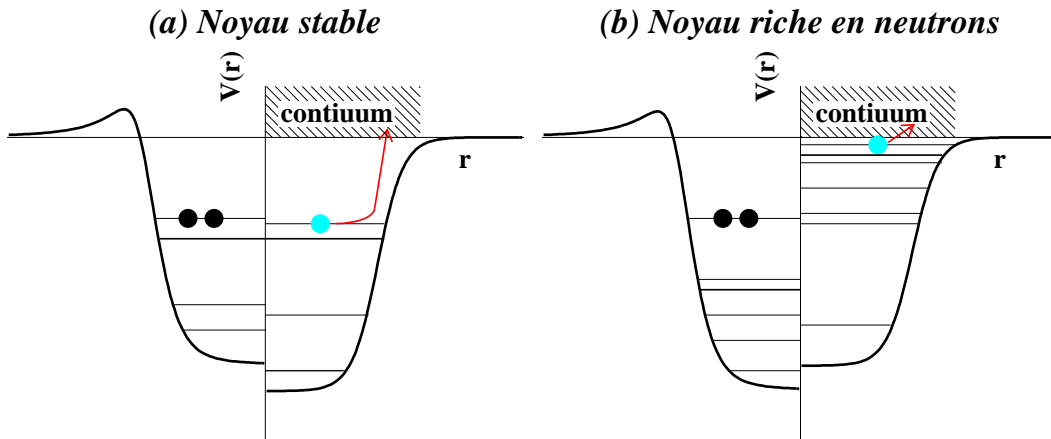


FIG. 1.4 – Schéma des différences entre les potentiels de protons (gauche) et de neutrons (droite), pour un noyau stable (a) et pour un noyau riche en neutrons (b), d'après [Tani99].

Les différences sont illustrées dans le schéma 1.4. Pour le noyau stable, les potentiels des protons et des neutrons sont les mêmes, à la contribution coulombienne près pour les protons. L'énergie de séparation des protons et des neutrons est quasiment la même (1.4 a). Toutes les propriétés de la distribution en densité, citées ci-dessous, sont dues à ces conditions. Quand le nombre de neutrons en excès augmente, le potentiel des protons devient plus profond à cause de l'interaction  $n-p$  attractive. L'énergie de séparation devient donc plus grande (1.4 b). En revanche, l'énergie de séparation des neutrons diminue pour devenir presque nulle au voisinage de la drip-line. C'est cette différence d'énergie de séparation qui conduit à une augmentation spatiale de la densité des neutrons par rapport à celle des protons. Le découplage de la distribution en densité nucléaire a révélé de nouveaux phénomènes de structure dont les principaux sont : les halos de neutrons, les noyaux "Borroméens", de nouveaux modes d'excitation ("soft dipole", ...).

### 1.2.3 Les états très faiblement liés et le continuum

Les noyaux très faiblement liés ont très peu d'états (voire un seul état), et le reste du spectre correspond à des états du continuum. Au-delà mais à proximité des drip-lines, les noyaux sont non liés et les états nucléaires se manifestent par des états de résonance du continuum. Ces noyaux se désintègrent spontanément par émission de nucléons.

Les états du continuum jouent un rôle de plus en plus important pour la description des noyaux riches en neutrons. L'importance provient de deux aspects : (i) dans certains cas, il est possible d'explorer la structure du continuum à une particule via des expériences sur la résonance et l'interaction dans l'état final ; (ii) le second aspect vient de la proximité du continuum aux états liés (figure 1.4), ce qui engendre des effets de seuil bien connus (figure 1.5), comme l'observation des noyaux à halo. En effet, la faible énergie de liaison du dernier nucléon (ou d'une paire de nucléons) pourrait amener à une fonction d'onde avec une "queue" externe s'étendant loin du potentiel nucléaire du cœur, comme résultat de l'effet tunnel quantique (figure 1.5). De tels systèmes, nommés noyaux à halo, sont composés d'un nuage (le "halo") de nucléons en orbite autour d'un noyau dense. Ces noyaux sont des systèmes complexes ; certains, comme le  $^{11}\text{Li}$  et l' $^6\text{He}$ , sont aussi des systèmes borroméens [Zhuk93], systèmes liés à trois corps (cœur+ $n+n$ ) qui, pris deux à deux, ne sont pas liés (figure 1.6).

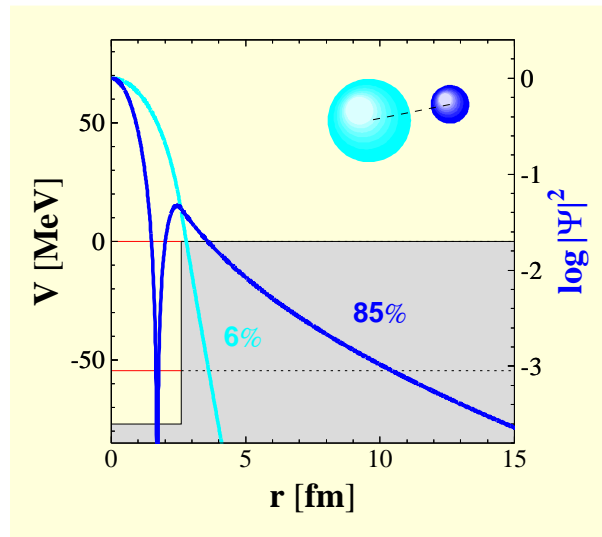


FIG. 1.5 – (figure extraite de [Marq02b]). Distribution en densité pour deux états, lié (en turquoise) et faiblement lié (en bleu). Le potentiel (puits carré) est ajusté pour que le deuxième état soit très près du seuil, manifestant l'augmentation de la probabilité de présence à l'extérieur du potentiel (de 6 à 85 %) pour former un état "halo".

La description d'un tel système à trois corps nécessite la connaissance des interactions deux à deux entre ces sous-systèmes. Si l'interaction  $n-n$  est bien connue [Mach01], il n'en va généralement pas de même pour l'interaction cœur- $n$  : dès que le cœur n'est pas stable, il devient en effet impossible de réaliser des expériences de diffusion sur cible. Dès lors, le seul moyen d'obtenir des informations sur l'interaction cœur- $n$  est de produire le cœur et le neutron dans la voie finale par réaction, et d'étudier la structure de leur continuum. Si nous prenons l'exemple du noyau borroméen  $^{11}\text{Li}$ , son sous-système non lié  $^{10}\text{Li}$  joue un rôle déterminant pour décrire sa structure, particulièrement par l'influence de ces états à une particule à basse énergie [Thom94].

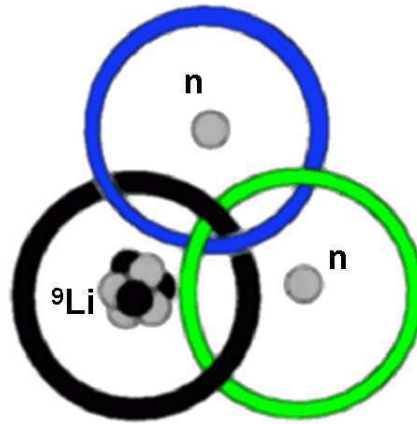


FIG. 1.6 – Schéma du  $^{11}\text{Li}$  lié : noyau "Borroméen" à halo de deux neutrons, ces sous-systèmes  $^9\text{Li}$  et dineutron ne sont pas liés.

Ces observations expérimentales aux limites et au-delà de la stabilité ont motivé la recherche de nouveaux modèles nucléaires, dont principalement le modèle en couches avec couplage au continuum [Mich02]. Ce modèle permet la description des noyaux près des drip-lines en tenant compte à la fois des corrélations entre nucléons et de l'influence du continuum. Les calculs ont montré que les effets du couplage au continuum augmentent en se rapprochant du seuil d'émission des particules, et deviennent cruciaux pour la chaîne isotopique d'hélium allant de  $^5\text{He}$  à  $^9\text{He}$ .

#### 1.2.4 Les isotopes de l'hélium non liés

Les isotopes de l'hélium très riches en neutrons font état de plusieurs propriétés particulières comme une distribution étendue des neutrons, une corrélation spatiale exotique, et un comportement anormal de l'énergie de liaison du neutron de valence [Kors94].

Cette chaîne d'isotopes fait preuve actuellement de beaucoup d'intérêt<sup>1</sup>, principalement à cause de leur structure décrite par des états faiblement liés d'un cœur inerte d' $^4\text{He}$  entouré par plusieurs neutrons. Cette structure "cœur+neutrons de valence" est la base du modèle [Zhuk93] pour décrire le noyau à halo de deux neutrons de  $^6\text{He}$  ( $J^\pi = 0^+$ ) [Hans95, Tani96], et la structure à cinq corps de  $^8\text{He}$  ( $J^\pi = 0^+$ ) [Zhuk94, Varg94, Wurz97]. Plusieurs expériences [Marq01, Wols02, Kors03] suggèrent une contribution importante de la configuration  $^6\text{He}(2^+) + 2n$  à l'état fondamental de  $^8\text{He}$ . Pour les deux isotopes non liés  $^5,7\text{He}$ , leur fondamental est formé par un cœur ( $\alpha$  et  $^6\text{He}$  respectivement) et un neutron, décrit par des calculs à une particule ("single-particle state", voir [Mill01]).

La chaîne des héliums se termine par le noyau possédant le plus grand rapport  $N/Z$  parmi tous les noyaux actuellement connus pour un noyau lié,  $^8\text{He}$ , et non lié,  $^{10}\text{He}$ .

<sup>1</sup>La structure des noyaux  $^{7,9}\text{He}$  est détaillée dans les paragraphes 1.4.1 et 1.4.2 respectivement.

L' $^{10}\text{He}$  est non lié par émission de deux neutrons [Kors94]. La fermeture de la couche neutronique ne fournit pas l'énergie suffisante pour le rendre lié. Dans cette région proche de la drip-line neutron, le potentiel de liaison des neutrons est plutôt faible à cause du rapport  $(N - Z)/A$  très élevé. Pour cette raison, les neutrons sont moins liés et l'influence de l'énergie d'appariement est très importante sur la liaison de l' $^{10}\text{He}$  [Ostr94].

Ce terme d'appariement joue un rôle important dans la stabilité des isotopes de l'hélium. Les isotopes impaires  $^{5,7,9}\text{He}$ , ne sont pas liés, par contre les  $^{4,6,8}\text{He}$  le sont (figure 1.3). Cette forme crénelée de la drip-line neutron reflète non seulement le rôle de l'appariement pour la liaison de ces systèmes, mais aussi l'importance des corrélations entre les neutrons de valence. Ces effets sont bien illustrés dans la figure 1.7 qui représente l'évolution des énergies de séparation d'un ( $S_n$ ) et de deux ( $S_{2n}$ ) neutrons en fonction du nombre de neutrons pour cette chaîne isotopique. De plus, une anomalie sur le comportement de  $S_{2n}$  est présente sur cette figure. En effet, en s'éloignant de la ligne de stabilité vers la drip-line neutron,  $S_{2n}$  oscille : par exemple, l' $^8\text{He}$  est plus fortement lié que l' $^6\text{He}$  ( $S_{2n} = 2,14$  et  $0,975$  MeV respectivement).

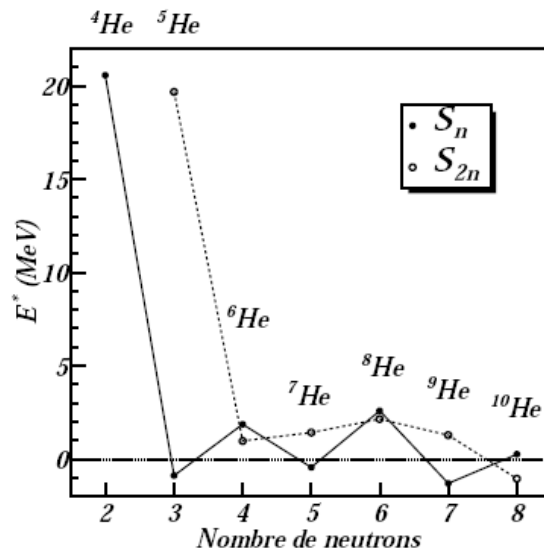


FIG. 1.7 – Energie de séparation d'un et de deux neutrons en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes d'hélium (figure de [Skaz04]).

Récemment, un hypothétique état excité  $J^\pi = 1/2^-$  de l' $^7\text{He}$ , partenaire en spin-orbite du fondamental  $3/2^-$ , a été proposé à une énergie d'excitation très faible ( $E_x = 0,56$  MeV) [Meis02], ce qui implique une chute trop forte du terme spin-orbite dans la matière riche en neutrons à faible densité.

Enfin, une inversion par rapport au modèle en couches standard a été suggérée dans l' $^9\text{He}$ , où un état  $s$  à très faible énergie de liaison a été vu comme son état fondamental [Chen01]. Sa présence, si elle est confirmée, a des implications fortes sur la structure du noyau doublement magique d' $^{10}\text{He}$  [Mill01].

### 1.2.5 L'inversion de couches pour les isotones $N = 7$

La structure et la séquence de niveaux pour les isotones  $N = 7$  présentent un intérêt théorique majeur et demande un effort expérimental important. Pour certains de ces noyaux, un état intrus qui est le niveau  $1/2^+$  provenant de la couche  $1s0d$ , apparaît en tant qu'état fondamental, au lieu de l'état  $1/2^-$  prédit par le modèle en couches standard. Ce bouleversement de niveaux est connu depuis longtemps expérimentalement, comme l'inversion de parité dans le  $^{11}\text{Be}$  dont le fondamental est  $s_{1/2}$  au lieu  $p_{1/2}$  [Deut68].

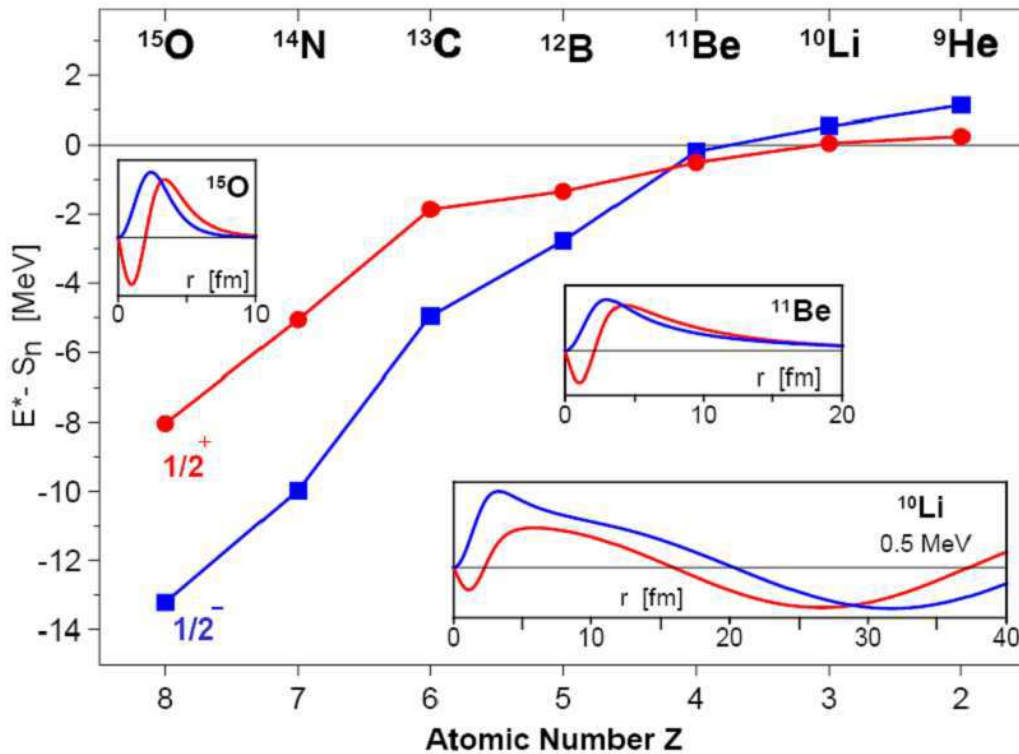


FIG. 1.8 – (figure extraite de [Chen01]). Systématique des niveaux  $1/2^-$  et  $1/2^+$  pour les isotones  $N = 7$  en fonction du nombre de protons. Sur l'axe  $y$  est représentée l'énergie définie comme la différence entre l'énergie d'excitation et l'énergie de séparation  $S_n$  du neutron du fondamental. Les inserts présentent la fonction d'onde  $\chi(r) = rR(r)$  de l'état à une particule correspondant, calculée avec un potentiel Woods-Saxon.

La figure 1.8 représente la systématique des niveaux  $1p_{1/2}$  ( $1/2^-$ ) et  $2s_{1/2}$  ( $1/2^+$ ) pour les isotones  $N = 7$ . Dans l' $^{15}\text{O}$ , qui possède un trou neutron dans la couche  $p$  doublement fermée, l'état  $1/2^+$  appartenant à la couche  $sd$  est à 5 MeV au-dessus du fondamental  $1/2^-$ . Ces deux états s'approchent l'un de l'autre avec la décroissance du nombre de protons. Dans le  $^{11}\text{Be}$ , ils se croisent et l'état intrus  $1/2^+$  devient l'état fondamental. Ainsi, les états  $s$  et  $p$  ne deviennent liés que par 0,50 et 0,18 MeV, respectivement.

Sagawa et al. ont suggéré que ce phénomène d'inversion serait aussi présent pour les isotones  $N = 7$  non liés plus légers, le  $^{10}\text{Li}$  et  $^{10}\text{He}$  [Saga94]. Ceci était établi pour le  $^{10}\text{Li}$  par plusieurs expériences (§ 1.4.3). Quant à  $^{10}\text{He}$ , une seule expérience a permis d'observer un état fondamental  $1/2^+$  [Chen01]. L'existence d'un état  $s$  comme fondamental dans l'isotone le plus léger dans cette chaîne, signifierait donc que cette tendance se poursuit pour l'isospin le plus extrême. Ce phénomène d'inversion "fournit un test sensible de la théorie conçue pour construire un pont dans la couche  $0p - 1s0d$  et offre un paradigme pour la disparition des gaps entre les couches proches de la drip-line neutron"<sup>2</sup>.

## 1.3 Étude des noyaux non liés

### 1.3.1 Structure des états résonants et virtuels à deux corps

Au-delà mais à proximité de la drip-line neutronique, la force nucléaire ne permet pas la liaison des noyaux, mais laisse se former des états résonants à deux corps fragment-neutron avec des structures caractéristiques. Ces états du continuum situés juste au-dessus du seuil d'émission neutron possèdent une structure qui ressemble aux états liés discrets. Un état lié possède un niveau d'énergie discret, tandis qu'un état résonant est caractérisé par une énergie de résonance  $E_r$ , et une largeur de résonance  $\Gamma$  (nous parlerons plus loin des états  $s$  virtuels). Le système fragment-neutron d'énergie relative située autour de  $E_r$  à  $\Gamma$  près peut exister et survivre, de la même manière que si il était lié. Ainsi, le neutron a une forte probabilité de se trouver à l'intérieur du potentiel créé par le fragment [Mess95]. Cependant, la durée de vie  $\tau$  de cet état est courte ( $\sim 10^{-21}$  s), et dépend de la largeur de l'état par le principe d'Heisenberg :

$$\Gamma \tau \approx \hbar \quad (1.1)$$

Dans un modèle simple où le fragment et le neutron sont considérés comme ponctuels, le potentiel effectif ressenti par un neutron (plus précisément, par la particule effective) de moment cinétique  $\ell$  [Joac65] est :

$$V_{eff}(r) = V(r) + V_\ell(r) = V(r) + \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2\mu r^2} \quad (1.2)$$

où  $r$  est la distance fragment-neutron,  $\mu$  la masse réduite,  $V$  le potentiel nucléaire fragment-neutron et  $V_\ell$  le potentiel centrifuge.

Par la présence de la barrière centrifuge (figure 1.9), et pour une énergie relative du système en-dessous ou égale à la hauteur de la barrière, le neutron pourrait être confiné à proximité du fragment à cause de l'effet tunnel, en laissant se former un état résonant. Lorsque le neutron a un moment cinétique nul, cette barrière centrifuge disparaît et même si le continuum présente des structures, nous ne pouvons plus à proprement parler de résonances. Les spectres en énergie peuvent alors abriter des états virtuels près du

<sup>2</sup> "This phenomenon provides a sensitive test of theories designed to bridge the  $0p - 1s0d$  shells and offers a paradigm for the disappearance of the shell gaps near the neutron drip line [Chen01]".

seuil d'émission neutron [McVo68]. Cependant, un potentiel non-central [Kuku89] résultant d'une déformation du cœur peut permettre l'existence des résonances  $s$ .

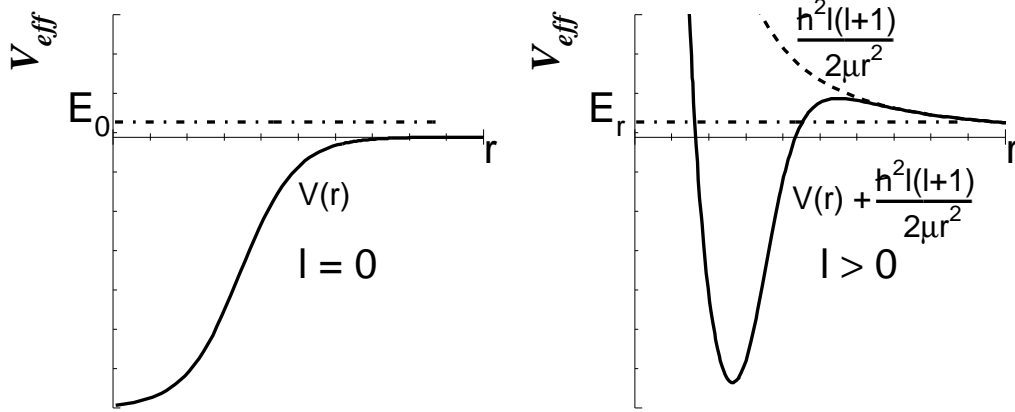


FIG. 1.9 – Potentiel effectif gouvernant les systèmes à deux corps non liés, et ressenti par un neutron de moment cinétique :  $\ell = 0$  (gauche) où aucune barrière n'est présent ;  $\ell > 0$  (droite) où la barrière centrifuge  $\frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu r^2}$  pourrait confiner le neutron pour former des états résonants métastables.

Les états non liés résonants ou virtuels peuvent être vus comme des états de diffusion du neutron sur le fragment. La section efficace différentielle en énergie relative neutron-fragment  $E_d^3$  vaut :

$$\frac{d\sigma}{dE_d} = \frac{4\pi}{k_d^2} \sin^2 \delta(E_d) \quad (1.3)$$

où  $k_d$  est le moment relatif neutron-fragment et  $\delta$  le déphasage de l'onde, provoqué par le potentiel subi par le neutron. Dans le cas d'une résonance, le déphasage est négligeable partout sauf sur une plage en énergie centrée en  $E_r$  et de largeur  $\Gamma$ , de sorte que la formule 1.3 prend la forme d'une distribution de Breit-Wigner. Dans ce cas, l'énergie  $E_r$  et la largeur  $\Gamma$  de la résonance permettent de caractériser l'état non lié.

Pour les états  $s$  virtuels, le comportement du déphasage est tout autre : il varie lentement avec l'énergie et peut s'écrire à basse énergie :

$$\delta \rightarrow -a_s k_d \quad \text{pour} \quad k_d \rightarrow 0$$

Le coefficient  $a_s$  est appelé longueur de diffusion et caractérise l'état virtuel [Thoe99]. La formule de Breit-Wigner n'est plus valable et la forme même des états les rend plus difficiles à détecter [Hans01] (§ 1.3.4).

<sup>3</sup>Nous l'appelons énergie de décroissance parce que dans nos expériences, des systèmes non liés sont formés, et décroissent en fragment et neutron. L'énergie relative correspond à leur énergie de décroissance.



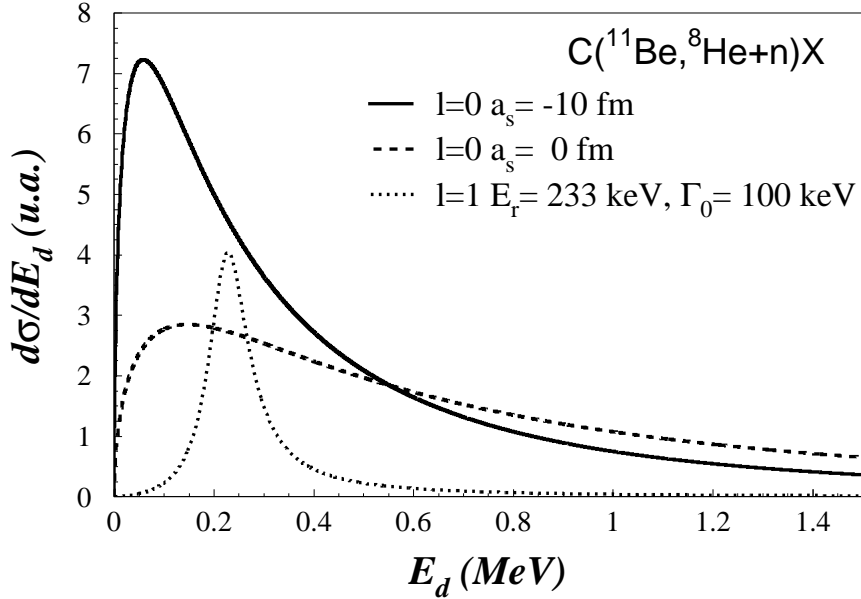


FIG. 1.10 – États  $s$  virtuel ( $\ell = 0$ ) et résonant ( $\ell = 1$ ). La longueur de diffusion  $a_s = -10$  fm a été choisie afin que l'énergie de l'état  $s$  corresponde à l'énergie de résonance ( $E_r = 233$  keV). Les états résonants étroits sont très peu sensibles à l'état initial du neutron (ici, le  $^{11}\text{Be}$ ), contrairement aux états virtuels (voir chapitre 5).

Un exemple est présenté sur la figure 1.10 pour une résonance  $\ell = 1$  de  $^9\text{He}$  avec  $E_r = 233$  keV et  $\Gamma_0 = 100$  keV et un état  $s$  virtuel d'une longueur de diffusion  $a_s$  de -10 fm choisie pour correspondre à l'énergie de la résonance. Pour un état virtuel très près du seuil, l'énergie  $E_r$  et la longueur de diffusion  $a_s$  peuvent en effet être reliées approximativement par [Chen01] :

$$E_r \approx \frac{\hbar^2}{2\mu a_s^2} \quad (1.4)$$

La distribution en énergie de l'état  $s$  virtuel est très asymétrique : elle croît très rapidement vers le seuil d'émission d'un neutron et présente une très longue traîne à haute énergie.

### 1.3.2 Réactions de transfert

Les réactions de transfert ont été largement utilisées pour la mesure de la masse des noyaux non liés [Mitt97]. Un ou plusieurs nucléons sont échangés entre un faisceau de basse énergie et une cible pour produire le noyau non lié d'intérêt. Le domaine en énergie privilégié pour réaliser ce type de réaction s'étend de quelques MeV/nucléon à quelques dizaines de MeV/nucléon. Au-delà, la section efficace chute rapidement.

La technique de mesure, connue sous le nom de "masse manquante", est utilisée pour des réactions du type  $A(B,C)D$  où les masses des noyaux  $A$ ,  $B$  et  $D$  sont connues. Ainsi,

$$Q = T_f - T_i = m_A + m_B - m_C - m_D, \quad (1.5)$$

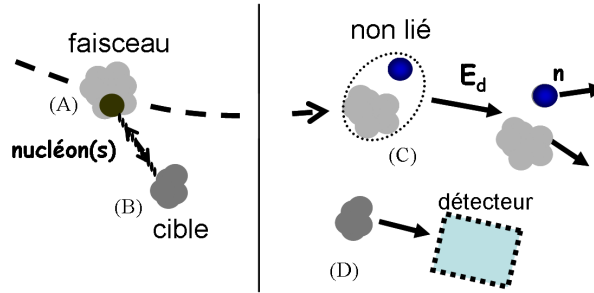


FIG. 1.11 – Schéma d'une réaction de transfert. L'énergie de décroissance  $E_d$  du noyau non lié est reconstruite par la méthode de la masse manquante (voir texte).

où  $T_i$  et  $T_f$  représentent respectivement l'énergie cinétique (totale) avant et après la réaction, et  $m$  est la masse de la particule. Dans notre cas où le noyau étudié est non lié,  $C$  représente le système fragment+ $n$ , où  $m_C = m_{\text{fragment}} + m_n + E_x$  avec  $E_x$  l'énergie d'excitation de la particule  $C$ . La détection de  $D$  et une mesure précise de  $Q$  permettent de déterminer la masse manquante dans la réaction et ainsi de reconstruire l'énergie d'excitation  $E_x$  (figure 1.11). L'énergie au moment de la réaction doit être précisément déterminée, ce qui nécessite donc une épaisseur très faible de la cible, de l'ordre de  $1 \text{ mg/cm}^2$ . L'apparition des pics sur le spectre (figure 1.12) en énergie d'excitation pourrait être associée aux résonances. Cependant, le fond formé provenant des réactions avec des contaminants de la cible (où le partenaire de  $D$  n'est pas le fragment+ $n$ ) doit être pris en compte [Belo98].

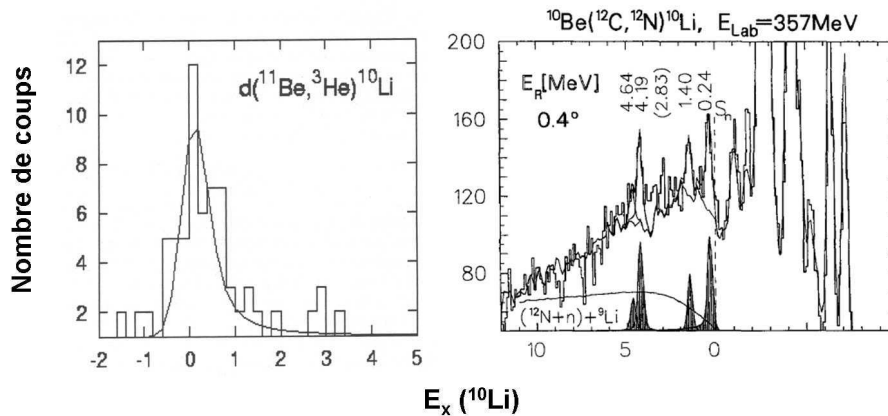


FIG. 1.12 – Énergie d'excitation du  $^{10}\text{Li}$  pour deux réactions de transfert : avec un faisceau stable (droite) [Bohl97] et radioactif (gauche) [Pita00]. Les pics indiqués représentent les états peuplés dans le  $^{10}\text{Li}$ .

En principe, si la résolution est assez bonne, la valeur du moment angulaire  $\ell$  pourrait être extraite indirectement à partir du spectre en énergie des états résonants [Oert95], car la barrière centrifuge est élevée pour  $\ell$  grand. Le temps de vie de l'état résonant est donc plus long, et la largeur est plus étroite.

Ces réactions se font à partir du transfert : soit d'un ou de plusieurs nucléons avec des faisceaux stables comme la réaction  $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$  utilisée par Bohlen et al. [Bohl97], soit d'un seul nucléon, en général, avec des faisceaux radioactifs comme la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$  utilisée récemment par Pita [Pita00]. La figure 1.12 présente l'énergie d'excitation  $E_x$  du  $^{10}\text{Li}$  pour ces deux réactions, et montre le peuplement des états résonants.

Les faisceaux radioactifs présentent certains avantages, telles que, une section efficace plus élevée, et une réaction plus simple (transfert d'un nucléon). De ce fait, les données pourraient être analysées facilement dans le cadre des modèles comme le "DWBA" [Pita00].

Mis à part le fond et la nécessité d'utiliser une cible mince, un autre problème posé par les réactions de transfert peut être noté. En effet, les sections efficaces mises en jeu sont très faibles (typiquement de l'ordre du  $\mu\text{b}$ ) et chutent très rapidement avec le nombre de nucléons transférés [Bohl97]. Enfin, si les  $Q$  de réaction sont fortement négatifs, ce sont les niveaux de moment cinétique élevé qui sont préférentiellement peuplés [Brin72]. Par conséquent, les réactions de transfert ne sont pas les meilleures pour peupler les états  $J^\pi = 1/2^-$  et  $1/2^+$ .

D'une façon similaire aux réactions de transfert de nucléons, les réactions d'absorption de pions sont utilisées pour produire les noyaux non liés, comme la réaction  $^{11}\text{B}(\pi^-, p)^{10}\text{Li}$  utilisée par Gornov [Gorn98] pour étudier le  $^{10}\text{Li}$ .

### 1.3.3 Réactions de cassure

Les réactions de fragmentation d'un faisceau d'ions lourds à haute énergie pour peupler les états de résonance dans la voie finale sont réalisables selon plusieurs mécanismes, soit par cassure d'un faisceau stable, soit en utilisant un faisceau d'ions radioactifs qui, par perte d'un ou de plusieurs nucléons ("knockout"), permet d'atteindre le noyau non lié d'intérêt. L'importance de ces réactions provient de leur section efficace élevée par rapport aux réactions de transfert, de la focalisation des produits de la réaction vers l'avant (due à l'énergie élevée du faisceau) et de la possibilité de faire la mesure avec des cibles épaisses et des faisceaux peu intenses (de quelques 100 à 1000 pps).

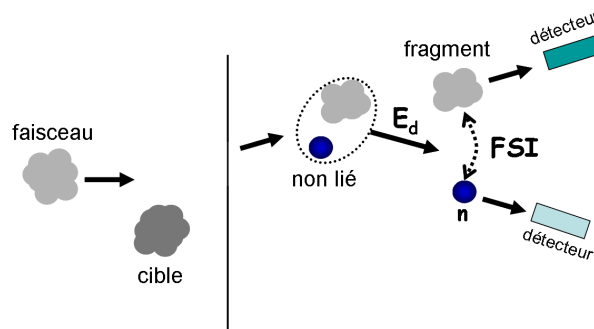


FIG. 1.13 – Schéma d'une réaction de cassure. L'énergie de décroissance  $E_d$  du noyau non lié est reconstruite par détection conjointe du fragment et du neutron.

La technique nécessite la détection en coïncidence du fragment et du neutron (figure 1.13). Le spectre en énergie est exactement le même que celui de la masse manquante obtenue par la détection de  $D$  (§ précédent), à l'exception d'une contamination possible des neutrons provenant de la cible qui n'est pas détectée. Expérimentalement, il est plus complexe de détecter à la fois un fragment et un neutron que de détecter une particule chargée seule comme pour la réaction de transfert. L'avantage de la détection en coïncidence réside dans l'absence de fond provenant des autres réactions, favorisant ainsi notre accès direct aux corrélations entre le fragment et le neutron.

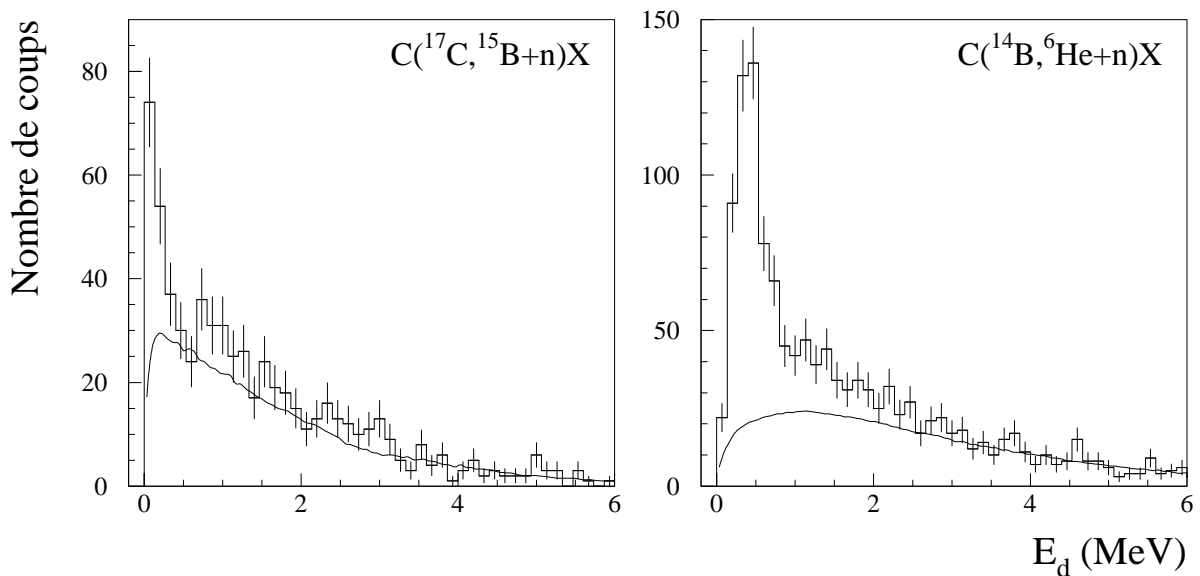


FIG. 1.14 – Spectres en énergie de décroissance  $^{15}\text{B}-n$  et  $^6\text{He}-n$  extraits de [Leco02b]. Les courbes en trait plein correspondent au fond non-résonant. Le pic étroit (gauche) représente le fondamental  $d$  du  $^{16}\text{B}$  à 85(15) keV, et celui moins étroit (droite) représente le fondamental  $p$  de  $^{17}\text{He}$  à 440 keV.

Cependant, le fragment et le neutron peuvent être produits même si il n'y a pas de résonance dans le système. Ainsi, la distribution en énergie de décroissance (énergie relative) fera état d'une distribution correspondant à l'espace de phases purement cinématique, aux corrélations dans l'état initial et aux états très larges du continuum fragment-neutron. Ces effets mènent à un "fond non-résonant" [Fors00], qui pourrait être extrait au moyen d'une analyse de la corrélation en énergie de décroissance (§ 4.4). Il s'obtient ainsi par mélange du fragment et du neutron provenant d'événements différents, et les pics au-dessus de cette contribution correspondent aux états résonants (figure 1.14).

D'une façon générale, le fragment du système non lié en question est souvent exotique, et donc l'utilisation d'un faisceau radioactif est importante. Dans certains cas, la cassure du noyau incident par perte unique d'un ou deux protons du projectile radioactif laisse la configuration des neutrons inchangée pendant la réaction, et permet donc de sonder des états particuliers du noyau non lié selon le choix du projectile (figure 1.15).

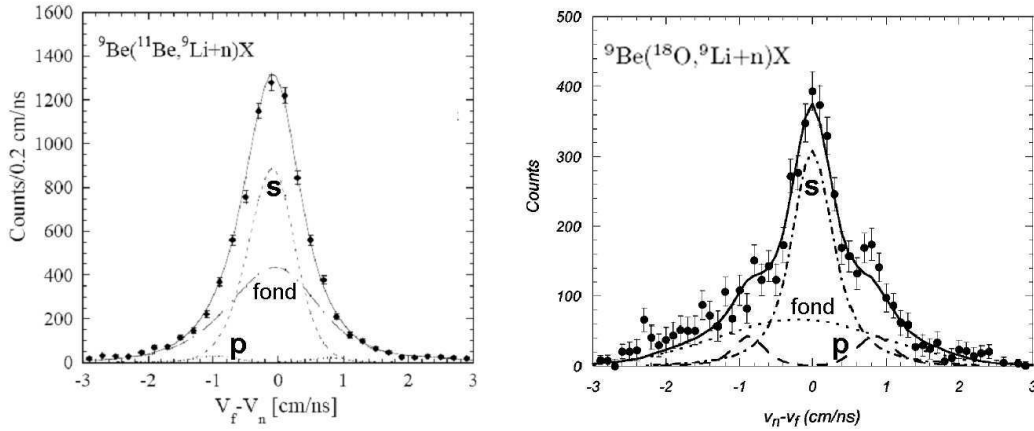


FIG. 1.15 – Spectres en vitesse relative du  $^{10}\text{Li}$  obtenus par Chen [Chen01] (gauche) et Thoennesen [Thoe99] (droite). Les lignes continues correspondent à des ajustements de données (points) comprenant un état  $s_{1/2}$ , un état  $p_{1/2}$  et un fond. Le faible peuplement de l'état  $p$  pour la réaction  $^9\text{Be}(^{11}\text{Be}, ^9\text{Li}+n)\text{X}$  montre la sélectivité de la réaction par rapport à l'état initial du neutron de valence ( $s_{1/2}$  pour le  $^{11}\text{Be}$  et  $p_{1/2}$  pour l' $^{18}\text{O}$ ).

### 1.3.4 Le problème de l'état $s$ virtuel

Plusieurs expériences ont traité le problème de prolonger la systématique pour  $N = 7$  (figure 1.8) vers les deux noyaux les plus légers,  $^{10}\text{Li}$  et  $^9\text{He}$ . Les réactions menant à des états finaux à deux corps semblent détecter l'état  $p$  et les états avec des moments angulaires plus élevés [Thoe99]. L'observation d'un état  $s$  est difficile. En effet, un neutron dans l'état  $s$  du continuum ne ressent aucune barrière (figure 1.2) et l'état n'est pas une résonance réelle, mais un état virtuel décrit par une longueur de diffusion  $a_s$  [Thoe99] (§ 1.3.1). Une distribution de Breit-Wigner ne représente jamais une bonne description pour ces états.

Dans le cas de l' $^9\text{He}$ , trois mesures des réactions d'échange de charge ont identifié une résonance vers 1.2 MeV et supposent que l'état observé est le fondamental (§ 1.4.2). Sa largeur étroite supporte l'attribution d'un moment angulaire  $\ell = 1$  et mène à penser [Oglo95] qu'il n'y a pas d'inversion de couches dans ce système. Cependant, le problème est que les états  $\ell = 0$  sont difficiles à peupler et à détecter dans ces expériences (§ 1.3.2). L'état  $s$  semble ne pas apparaître dans ces réactions, où le comportement est différent de la structure d'un état résonant, mais présente une augmentation rapide de la section efficace en énergie très près du seuil d'émission du neutron, et une très longue traîne vers les énergies plus hautes (figure 1.10).

Une technique<sup>4</sup> générale pour sonder les états à basse énergie des systèmes non liés ayant une bonne sensibilité à l'état  $s$  a été développée par Thoennesen et al. [Kryg93, Thoe99].

<sup>4</sup>"Spectroscopie de la décroissance par émission séquentielle de neutrons" [Deak87].

Cette technique est basée sur la mesure exclusive de la vitesse relative<sup>5</sup> à faible angle du fragment et du neutron produits par une réaction de cassure sur une cible mince. Lors de l'utilisation de cette méthode au NSCL par cassure d'un faisceau stable de l'<sup>18</sup>O sur une cible de <sup>9</sup>Be [Thoe99], le <sup>9</sup>Li est détecté en coïncidence avec un neutron pour reconstruire la vitesse relative du <sup>10</sup>Li. La présence d'un pic central étroit (figure 1.15) reflète l'identification d'un état *s* virtuel à très basse énergie.

Dans une extension récente de cette technique basée sur les règles de sélection du moment cinétique, Chen et al. [Chen01] ont utilisé une réaction directe de "knockout" d'un ou de deux protons fortement liés du <sup>11</sup>Be pour peupler les états du continuum respectivement dans le <sup>10</sup>Li et l'<sup>9</sup>He. La durée de la réaction est très courte, de ce fait l'approximation soudaine est valide et nous pouvons négliger le moment transféré entre le projectile et la cible, de sorte que les moments orbitaux initiaux et finaux du neutron doivent être égaux. L'avantage spécifique de l'utilisation du <sup>11</sup>Be ici est que le moment cinétique du neutron reste donc probablement inchangé lors de la réaction. Etant donné que le neutron de valence du <sup>11</sup>Be occupe l'état  $s_{1/2}$ , le même état serait donc peuplé dans le <sup>10</sup>Li et l'<sup>9</sup>He. La figure 1.15 présente une comparaison entre la réaction utilisant le faisceau d'<sup>18</sup>O [Thoe99] et de <sup>11</sup>Be [Chen01]. Les deux réactions montrent le peuplement de l'état *s*. Par ailleurs, la contribution de l'état *p* a été observée très faiblement avec le faisceau de <sup>11</sup>Be, indiquant la sélectivité de la réaction.

## 1.4 Les noyaux d'intérêt

### 1.4.1 <sup>7</sup>He

L'<sup>7</sup>He est un noyau non lié observé pour la première fois en 1967 par Stokes et Young [Stok67] en utilisant la réaction de transfert <sup>7</sup>Li(*t*,<sup>3</sup>He)<sup>7</sup>He. Ils ont identifié un état fondamental de spin-parité  $J^\pi = 3/2^-$  formé par un fragment d'<sup>6</sup>He ( $J^\pi = 0^+$ ), couplé à un neutron dans la couche  $0p_{3/2}$ . L'énergie de résonance a été mesurée à  $E_r = 420 \pm 60$  keV et la largeur  $\Gamma = 170 \pm 40$  keV au dessus du seuil d'<sup>6</sup>He+*n*. Actuellement, la valeur de l'état fondamental de l'<sup>7</sup>He est  $E_r = 440 \pm 30$  keV et  $\Gamma = 160 \pm 30$  keV. En effet, cette valeur a été fournie par les mêmes auteurs [Stok69] après réitération de l'expérience, mais avec une meilleure résolution cette fois ci.

Un état excité vers  $E_r = 3,3$  MeV au-dessus du seuil <sup>6</sup>He+*n* ( $E_x = 2,9$  MeV) a été observé dans plusieurs expériences [Gorn98, Kors99, Bohl01]. Cet état excité de spin-parité  $J^\pi = 5/2^-$  décroît alors principalement dans la voie  $\alpha+3n$ , il est interprété comme un neutron  $0p_{3/2}$  couplé à un cœur excité d'<sup>6</sup>He( $2^+$ ) [Kors99]. Aucun état excité au-dessous de celui-ci n'a été observé par les mêmes auteurs.

Dans la réaction de perte d'un neutron C(<sup>8</sup>He,<sup>6</sup>He+*n*)X [Meis02] avec un faisceau d'énergie de 227 MeV/nucléon, l'énergie relative de l'<sup>6</sup>He et du neutron a été reconstruite et les données (figure 1.16) appuient l'hypothèse de l'existence d'un état  $p_{1/2}$  excité non lié à

<sup>5</sup>La vitesse relative  $v_{rel}$  est reliée à l'énergie de décroissance du système  $E_d$  et à sa masse réduite par  $E_{rel} = \mu v_{rel}^2/2$ .

$E_r = 1$  MeV ( $E_x = 0,6$  MeV) au-dessus du seuil de l' ${}^6\text{He}+n$  avec une largeur  $\Gamma_0 = 0,75$  MeV. Cet état serait partenaire en spin-orbite de l'état  $p_{3/2}$ . Le résultat inattendu de cette observation vient de la faible énergie d'excitation de cet état, qui impliquerait une réduction importante de l'interaction spin-orbite.

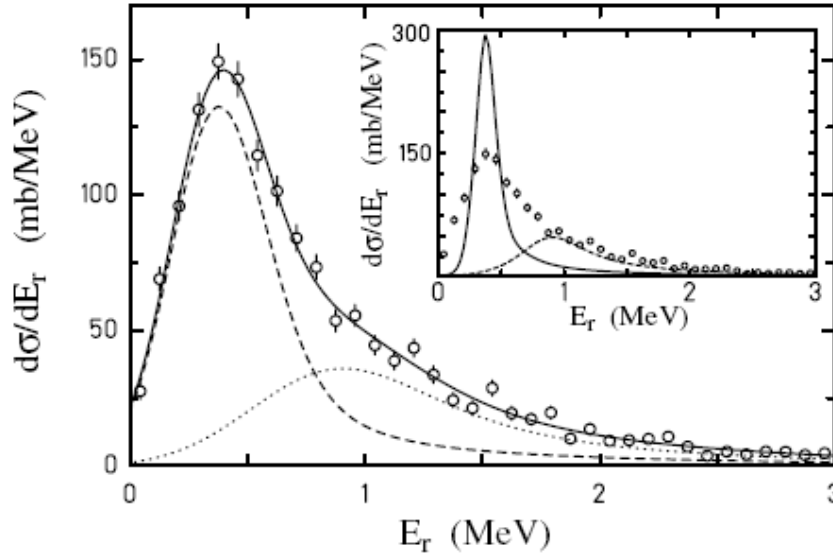


FIG. 1.16 – Section efficace du système  ${}^6\text{He}+n$  après la cassure d'un faisceau d' ${}^8\text{He}$  à 227 MeV/nucléon en fonction de l'énergie relative  $E_r$  [Meis02]. Les cercles vides représentent les données. La ligne est la somme de l'état fondamental ( $J^\pi = 3/2^-$ ,  $E_r = 0,43(2)$  MeV et  $\Gamma = 0,15(8)$  MeV), et d'un état excité ( $J^\pi = 1/2^-$ ,  $E_r = 1,0(1)$  MeV et  $\Gamma = 0,75(8)$  MeV). L'insert montre les résonances séparées excluant tous les effets expérimentaux.

Récemment, l'état excité de l' ${}^7\text{He}$  a été étudié via l'état isobarique analogue (IAS) du  ${}^7\text{Li}$  par la réaction  $p({}^6\text{He},n){}^6\text{Li}(0^+; T = 1)$  à  $180^\circ$  [Roga04]. La distribution en énergie d'excitation (figure 1.17) a montré le peuplement d'un état de l' ${}^7\text{Li}^*$  correspondant à l'état fondamental  $3/2^-$  de l' ${}^7\text{He}$ , mais n'appuie pas l'existence de l'état  $1/2^-$  observé par [Meis02]. Les données semblent indiquer qu'il devrait se trouver à plus haute énergie au-dessus de  $E_x = 2,2$  MeV dans l' ${}^7\text{He}$  comme le prédisent des calculs microscopiques. Ainsi, la même équipe a utilisé une autre technique [Bouc05] pour identifier les états IAS dans le  ${}^7\text{Li}(T = 3/2)$ . Les résultats de cette nouvelle étude concordent avec les conclusions précédentes : l'état  $1/2^-$  a été cette fois exclu avec 90 % de certitude.

Halderson a tenté de résoudre ce conflit pour l'état  $1/2^-$  de l' ${}^7\text{He}$  [Hald04]. Le résultat de son calcul accrédite la présence de l'état excité de [Meis02], et prévoit l'observation de son analogue à  $90^\circ$  pour la réaction  ${}^6\text{He}(p,n){}^6\text{Li}(0^+; T = 1)$ , ce qui n'était pas visible dans la mesure faite à  $180^\circ$  par [Roga04].

Une réaction de transfert  $d({}^6\text{He},p){}^7\text{He}$  à 11,5 MeV/nucléon a montré le peuplement du fondamental et d'un état excité d'énergie d'excitation  $E_x = 2-3$  MeV, mais aucun indice pouvant appuyer l'existence de l'état  $1/2^-$  n'a été observé [Wuos05]. Le résultat est

particulièrement intéressant car cette réaction devrait peupler les états avec une structure  ${}^6\text{He}_{g.s.} \otimes \nu p_{3/2}, p_{1/2}, \dots$ .

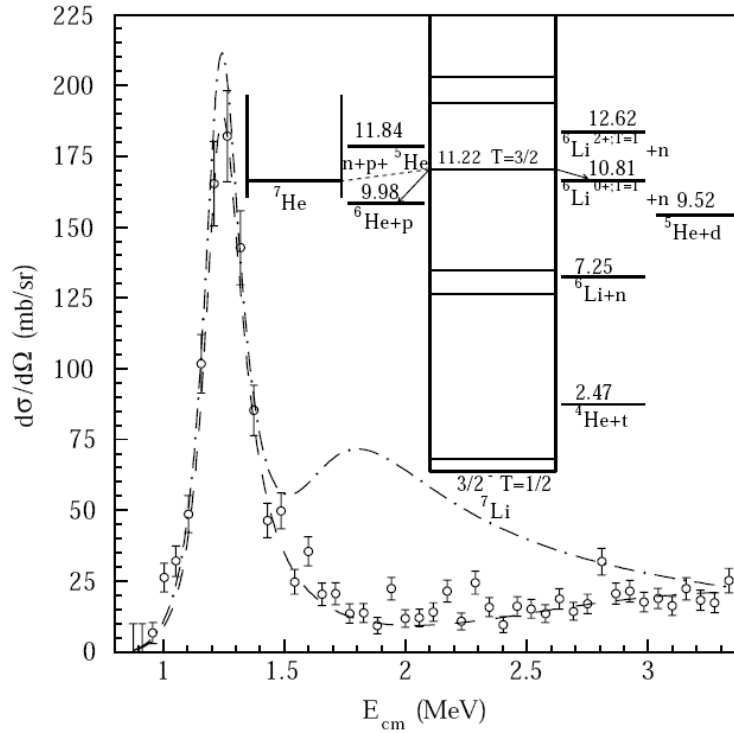


FIG. 1.17 – Énergie d'excitation de la réaction  ${}^6\text{He}(p,n){}^6\text{Li}(0^+; T=1)$  [Roga04]. La ligne en tiret-pointillé montre le résultat en incluant l'état  $3/2^-$  dans le  ${}^7\text{Li}$  et le  $1/2^-$  de Meister et al. [Meis02]. L'insert montre les voies de décroissance des résonances  $T=3/2$  dans le  ${}^7\text{Li}$ .

Cependant, une expérience basée sur la réaction de transfert  $p({}^8\text{He},d)$  à 15,7 MeV/u a donné des indications sur l'existence d'un état excité vers  $E_x = 0,9$  MeV [Skaz06], ce qui est en accord avec [Meis02].

Enfin, Ryezayeva et al. ont réalisé l'expérience de l'échange de charge  ${}^7\text{Li}(d,{}^2\text{He})$  à 171 MeV [Ryez06]. Le but de l'expérience consiste à chercher le partenaire  $1/2^-$  du fondamental  $3/2^-$  de l' ${}^7\text{He}$ . Les données n'appuient pas la présence à  $E_r = 0,56$  MeV de l'état excité  $1/2^-$  observé par [Meis02], mais suggèrent la présence d'une résonance à  $E_x = 1.45$  MeV.

Du point de vue théorique, le modèle en couches naïf donne l'état  $1/2^-$  à  $E_x = 3$  MeV [Popp93] au-dessus du fondamental, tandis que le modèle en couches sans cœur (No-Core Shell-Model) [Navr98] prédit une valeur à 2,3 MeV, mais il sous-estime l'énergie de liaison du fondamental de 2 MeV. Les calculs QMC [Piep01] reproduisent mieux l'énergie de liaison et prédisent une énergie d'excitation de l'état  $1/2^-$  de 2,9 MeV. Enfin, le modèle RGM [Wurz97] prédit la résonance  $1/2^-$  entre 2,3 et 3,8 MeV. Par conséquent, tous les modèles théoriques prévoient l'état  $1/2^-$  à plus haute énergie que celle observée par [Meis02].



Le tableau 1.1 résume les états excités dans  ${}^7\text{He}$ , et la figure 1.18 représente le schéma des niveaux au-dessus de l'état fondamental.

Réactions	$E_x$ (MeV)	$\Gamma_0$ (MeV)	$J^\pi$	Références
${}^{12}\text{C}({}^8\text{He}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$	0,6(1)	0,75(8)	$1/2^-$	[Meis02]
${}^1\text{H}({}^8\text{He}, d){}^7\text{He}$	2,9(3)	2,2(3)	$5/2^-$	[Kors99]
${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{17}\text{F}){}^7\text{He}$	2,95(10)	1,9(3)	$5/2^-$	[Bohl01]
${}^{10}\text{B}(\pi^-, pd){}^7\text{He}$	2,8(2)	2,0	$5/2^-$	[Gorn98]
$d({}^6\text{He}, p){}^7\text{He}$	$2,6_{-0.6}^{+0.4}$	2,0	$1/2^-$	[Wuos05]
$p({}^8\text{He}, d){}^7\text{He}$	0,9(5)	1,0(9)	$1/2^-$	[Skaz06]
${}^7\text{Li}(d, {}^2\text{He}){}^7\text{He}$	$1,45_{-0.5}^{+0.7}$	$2,0_{-1.1}^{+1.0}$	$1/2^-$	[Ryez06]

TAB. 1.1 – États excités de  ${}^7\text{He}$ .

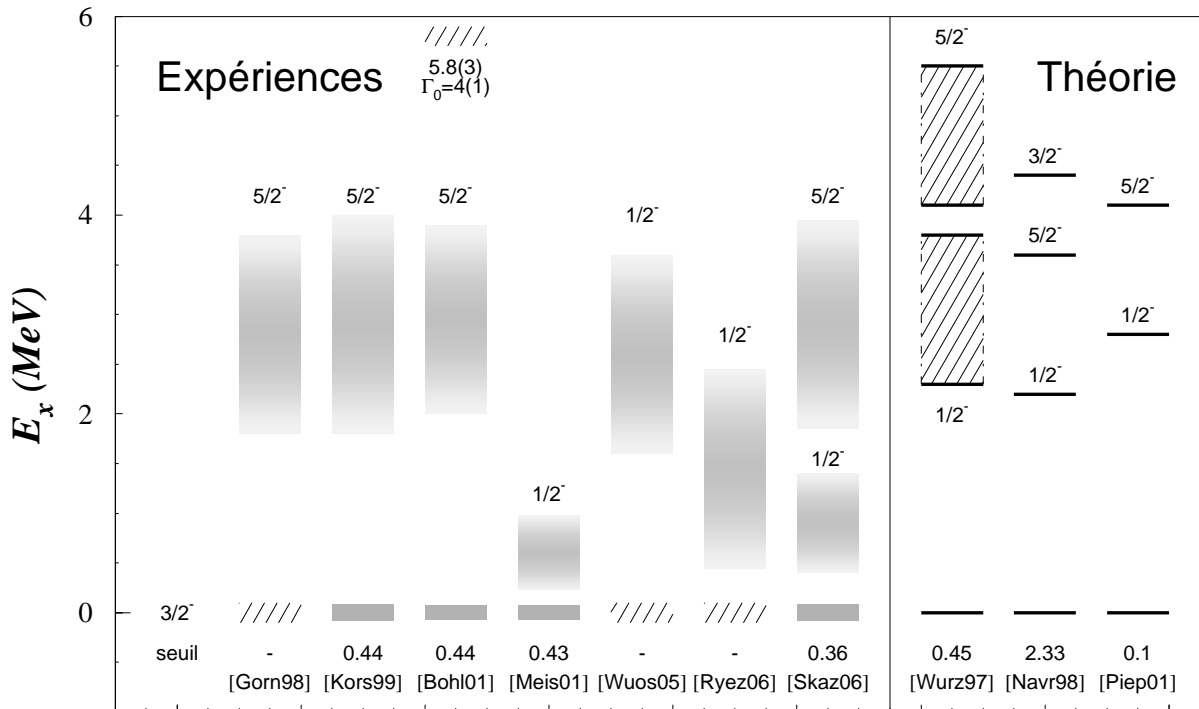


FIG. 1.18 – Niveaux d'énergie de  ${}^7\text{He}$  donnés par rapport à l'état fondamental  $J^\pi = 3/2^-$ . Les valeurs sur la même ligne que "seuil" représentent le seuil d'émission neutronique.

Pour essayer de conclure sur l'existence de l'état excité  $1/2^-$  à très basse énergie observé par [Meis02], nous allons mesurer la masse invariante du système  ${}^6\text{He}+n$  en utilisant les réactions suivantes :

- $\text{C}({}^8\text{He}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$  à 15,7 MeV/nucléon. Nous allons voir qu'une analyse complète, qui tient compte du fond provenant d'un neutron non-résonant détecté dans la voie finale, aboutit à une meilleure description de la structure de  ${}^7\text{He}$  que celle de [Meis02].

- $C(^{11}\text{Be}, ^6\text{He}+n)X$  et  $C(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)X$  à 35 MeV/nucléon. Ces réactions de cassure ont l'avantage de peupler, à priori, les états de l' $^7\text{He}$  avec des configurations différentes de celles accessibles dans la réaction  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)X$ .

### 1.4.2 $^9\text{He}$

L' $^9\text{He}$  est un noyau non lié formé principalement par un fragment d' $^8\text{He}$  et un neutron. Par la méthode de la masse manquante (§ 1.3.2), trois expériences utilisant des réactions de transfert de double-échange de charge ont été dédiées à sonder l' $^9\text{He}$ . La première,  $^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+)^9\text{He}$ , a été réalisée par Seth et al. à une énergie de 194 MeV. Les états observés sont aux énergies suivantes<sup>6</sup> : 1,13 , 2,3 et 4,93 MeV au dessus du seuil d'émission neutron [Seth87]. La deuxième,  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{O})^9\text{He}$ , a été effectuée par Bohlen et al. à 380 MeV. Ces derniers ont donné des états à 1,8 et 5,6 MeV au-dessus du seuil d'émission neutron [Bohl88]. La figure 1.19 représente les données de ces deux expériences. La troisième,  $^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^9\text{He}$ , réalisée par Oertzen et al. à 24 MeV/nucléon, a donné des états à 1,27 , 2,42 , 4,3 et 5,25 MeV au-dessus du seuil d'émission neutron [Oert95] (figure 1.20).

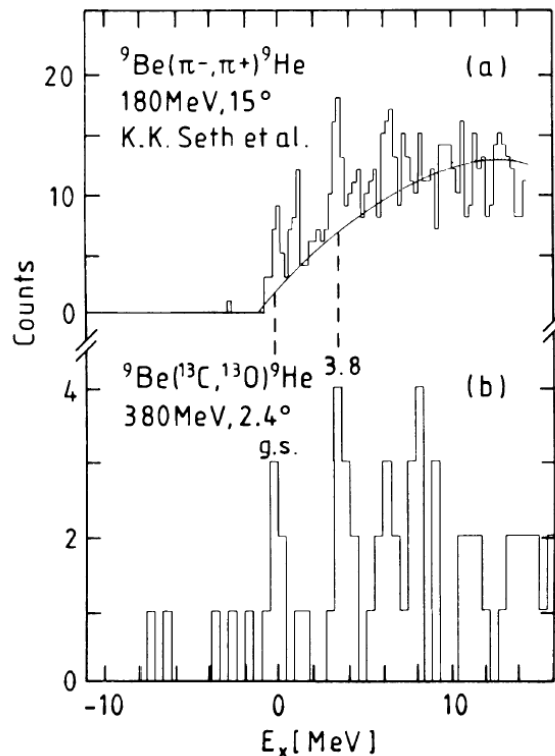


FIG. 1.19 – Spectres en énergie d'excitation  $E_x$  de l' $^9\text{He}$  pour les réactions  $^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+)^9\text{He}$  (en haut) [Seth87] et  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{O})^9\text{He}$  (en bas) [Bohl88]. L'énergie mesurée de l'état fondamental est respectivement 1,13(10) et 1,8(6) MeV.

<sup>6</sup>Les largeurs et les incertitudes sont répertoriées dans le tableau 1.2.

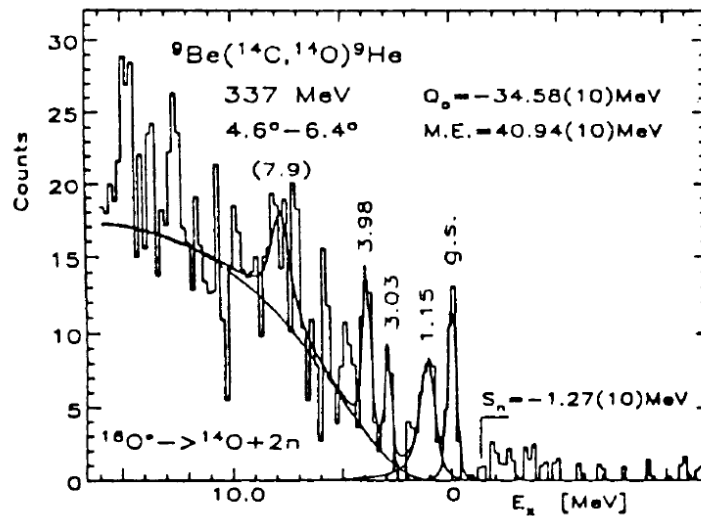


FIG. 1.20 – Spectre en énergie d’excitation de l’ ${}^9\text{He}$  pour la réaction  ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$  [Oert95]. L’énergie mesurée de l’état fondamental est  $-1,27(10)$  MeV.

Le point commun à ces trois expériences réside dans le fait que d’une part, l’état le plus bas observé est relativement net, et d’autre part cet état a été interprété par tous les chercheurs comme le fondamental  $p_{1/2}$  ( $J^\pi = 1/2^-$ ), ce qui en est accord avec le modèle en couches standard [Popp85].

Cependant, lors d’une expérience réalisée par Chen et al. [Chen00, Chen01] en utilisant la réaction  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{Be}, {}^8\text{He}+n)X$  à 28 MeV/nucléon, l’ ${}^8\text{He}$  a été mesuré en coïncidence avec un neutron pour reconstruire la vitesse relative de l’ ${}^9\text{He}$ . La distribution très étroite observée autour de zéro (figure 1.21) a été interprétée comme un état  $s$  ( $J^\pi = 1/2^+$ ) virtuel de longueur de diffusion  $a_s \leq -10$  fm. Ce résultat peut être comparé aux valeurs d’énergie données précédemment à l’aide de la relation 1.4, ce qui donne une limite supérieure d’environ 200 keV pour l’énergie de cet état virtuel par rapport au seuil d’émission neutronique. Cet état, observé pour la première fois, a été attribué au fondamental de l’ ${}^9\text{He}$ , et les auteurs avaient conclu que les expériences de transfert sont incapables de le mesurer. La présence de l’état  $1s_{1/2}$  comme fondamental implique l’inversion de la séquence en couches, et se présente comme un état intrus dans la couche  $0p$  qui complète le comportement de la systématique observée pour le  ${}^{11}\text{Be}$  et le  ${}^{10}\text{Li}$  (§ 1.2.5).

Ce résultat est en accord avec les derniers calculs du modèle en couches [Chen01] utilisant des interactions construites pour décrire les noyaux  $0p - 1s0d$  [Warb92, Saga94]. Cependant, les calculs  $(0+1)\hbar\omega$  du modèle en couches [Popp85] prévoient un état fondamental  $1/2^-$  ( $p$ ) et un premier état excité  $1/2^+$  ( $s$ ) vers  $E_x = 1,64$  MeV.

L’IAS de l’ ${}^9\text{He}$ , le  ${}^9\text{Li}(T = 5/2)$ , a également été étudié par Rogachev et al. [Roga03] en mesurant la fonction d’excitation de la diffusion élastique d’un faisceau d’ ${}^8\text{He}$  sur un proton. Les auteurs ont observé trois résonances  $T = 5/2$  dans le  ${}^9\text{Li}$  aux énergies 16,0, 17,1 et 18,9 MeV. La position relative de ces états est en accord avec les états vus par le groupe de HMI [Bohl88, Oert95]. La gamme en énergie d’excitation mesurée étant entre

1,6 et 5,8 MeV : c'est plutôt la partie non mesurée à basse énergie qui pourrait apporter des conclusions sur l'existence de l'état  $s$  de très faible énergie. Demonchy et al. [Demo03] ont refait la même étude mais cette fois-ci, le dispositif était sensible à la partie à basse énergie. Tout comme Rogachev et al., aucun état à très basse énergie n'a été observé.

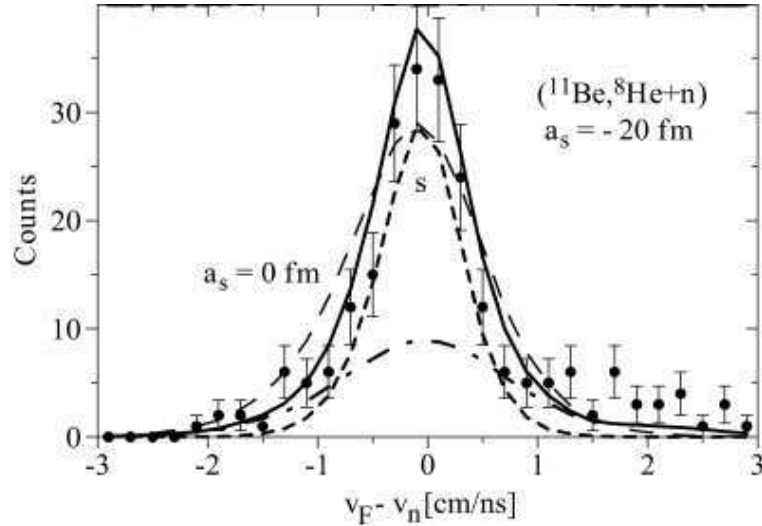


FIG. 1.21 – Spectre en vitesse relative de l' $^9\text{He}$  obtenu par Chen et al. [Chen01] pour la réaction  $^9\text{Be}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$ . La ligne continue correspond à un ajustement des données (points) comprenant un état  $s$  virtuel avec  $a_s = -20$  fm (tirets courts) et un fond (tirets-points). La ligne (tirets longs) marquée par  $a_s = 0$  fm représente un ajustement sans FSI et fond.

Un calcul récent réalisé par Michel et al. [Mich03], basé sur le modèle en couches de Gamow avec couplage au continuum, a prévu un état  $1/2^-$  pour le fondamental de l' $^9\text{He}$ , ce qui est en désaccord avec [Chen01].

Donc, l'ambiguïté sur la structure de l' $^9\text{He}$  est toujours présente aussi bien du point de vue théorique et expérimental. La question actuelle se pose sur la structure à très basse énergie de l' $^9\text{He}$ , et plus particulièrement sur l'évidence d'un état  $s$  virtuel comme son état fondamental. L'étude de la structure de l' $^9\text{He}$  est principalement importante pour mieux établir l'inversion de couches pour les isotones  $N = 7$ , ainsi que pour son rôle crucial dans la description du noyau doublement magique,  $^{10}\text{He}$  [Bark04, Marq01, Marq00b]. Le tableau 1.2 fait le bilan sur les états observés de l' $^9\text{He}$ , et le schéma des niveaux de la figure 1.22 permet la comparaison entre la théorie et l'expérience.

Afin d'établir au mieux la structure de l' $^9\text{He}$ , nous avons effectué les mesures suivantes :

- la réaction  $C(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$ . L'état  $s$  du neutron de valence dans le  $^{11}\text{Be}$  favorise le peuplement de l'état  $s$  dans l' $^9\text{He}$  si il existe, et permet au mieux de répondre à cette question. De plus, nous possédons une ouverture angulaire complète de la mesure, ce qui diffère de l'expérience de [Chen01]. En effet, Lecouey a montré qu'une telle coupure pourrait cacher les états à plus haute énergie et modifier la position et la forme des états à basse énergie [Leco02b].

- la réaction  $C(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)X$ . Le  $^{14}\text{B}$  possède une configuration du neutron de valence mixte entre les états  $s$  et  $d$  [Sauv00a, Sauv00b, Guim00, Sauv04] qui nous permet en principe de sonder l'état  $s$  ainsi que l'état  $d$ . De plus, outre les trois protons arrachés lors de la réaction, deux neutrons sont enlevés pour peupler l' $^9\text{He}$ . Le peuplement d'une configuration  $p$  dans l' $^9\text{He}$  devient pour sa part possible.

Réactions	$E_r$ (MeV)	$\Gamma_0$ (MeV)	$J^\pi$	Références
$^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+)^9\text{He}$	1,13(10)	0,42(10)	$1/2^-$	[Seth87]
$^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+)^9\text{He}$	2,3(10)	0,42(10)	$1/2^+$	[Seth87]
$^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+)^9\text{He}$	4,93	0,50(10)	$3/2^+$ ou $3/2^-$	[Seth87]
$^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{O})^9\text{He}$	1,8(6)	-	$1/2^-$	[Bohl88]
$^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{O})^9\text{He}$	5,6(6)	-	$5/2^-$	[Bohl88]
$^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^9\text{He}$	1,27(10)	0,30	$1/2^-$	[Oert95]
$^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^9\text{He}$	2,42(10)	0,85	$3/2^-$	[Oert95]
$^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^9\text{He}$	4,30(12)	-	$5/2^+$	[Oert95]
$^9\text{Be}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)$	$\sim 0,2$	-	$1/2^+$	[Chen01]

TAB. 1.2 – États résonants de l' $^9\text{He}$  au-dessus du seuil d'émission d'un neutron.

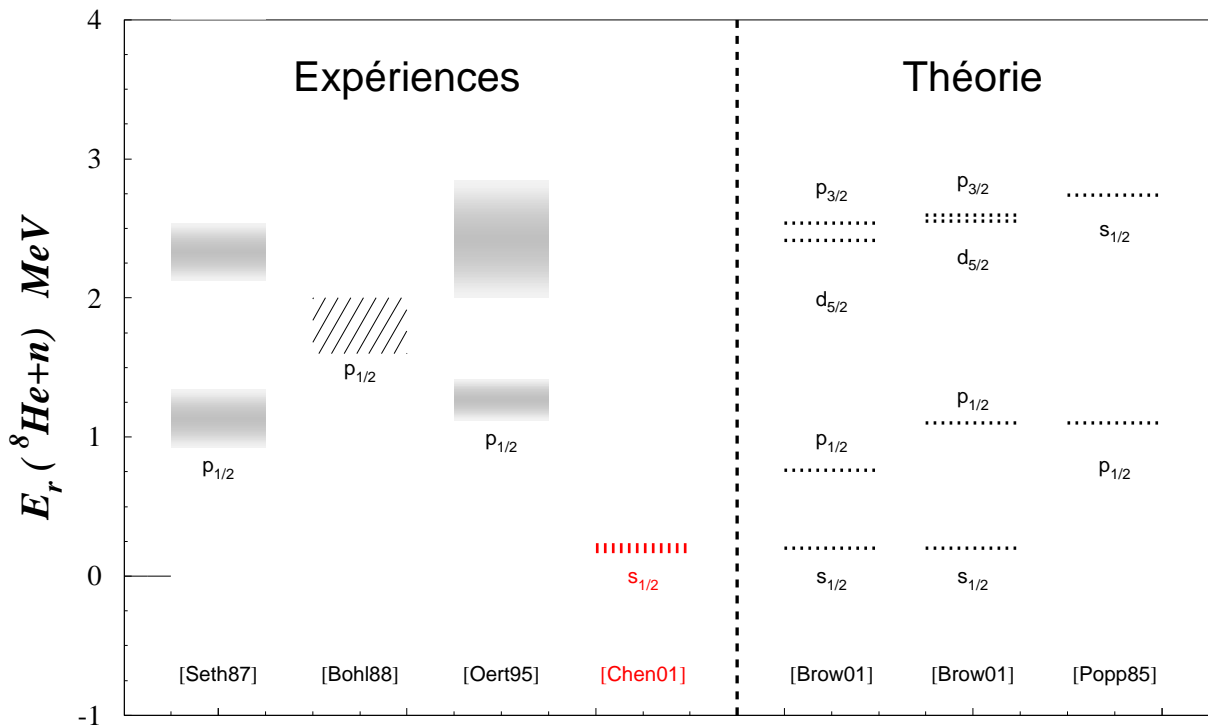


FIG. 1.22 – Niveaux d'énergie de l' $^9\text{He}$ . L'énergie est donnée par rapport au seuil d'émission neutron. Les prédictions théoriques sont ajustées par rapport au fondamental observé par [Chen01].

1.4.3  $^{10}\text{Li}$ 

Comme nous l'avons déjà évoqué, le  $^{10}\text{Li}$  est un noyau non lié formé principalement par un fragment de  $^9\text{Li}$  et un neutron, son fondamental est relativement bien connu pour être un état  $s$  virtuel. L'analyse des données de la réaction  $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^9\text{Li}+n)\text{X}$  nous permettront donc d'examiner la validité de notre démarche expérimentale à très basse énergie, surtout pour tester notre aptitude à sonder la présence d'un état  $s$  virtuel dans l' $^9\text{He}$ .

L'état fondamental du  $^{10}\text{Li}$  est un neutron  $1s_{1/2}$  couplé à l'état fondamental  $J^\pi = 3/2^-$  du  $^9\text{Li}$  pour donner un état  $2^-$  et un état  $1^-$ . L'état  $2^-$  est attendu comme le fondamental [Brow95]. Le deuxième état excité est prédit être un état  $1^+$  résultant d'un couplage entre un neutron  $0p_{1/2}$  avec le  $J^\pi = 3/2^-$  du fondamental du  $^9\text{Li}$ .

Les résultats des différentes expériences sont regroupés dans le tableau 1.3. L'ensemble de ces études conduit à la conclusion d'un état  $s$  virtuel comme fondamental, de longueur de diffusion  $-40 \text{ fm} < a_s \leq -10 \text{ fm}$ , c'est-à-dire à quelques dizaines de keV.

Réactions	$E_r/a_s$ [MeV/fm] <sup>†</sup>	$\Gamma_0$ [MeV]	$\ell_n$	Références
$^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$	$0,80 \pm 0,25$	$1,2 \pm 0,3$	-	[Wilc75]
$^{11}\text{B}(\pi^-, ^9\text{Li}+n)p$	$0,15 \pm 0,15$	$< 0,4$	-	[Amel90]
$\text{C}(^{18}\text{O}, ^9\text{Li}+n)$	$< 0,15$	-	$0^\ddagger$	[Kryg93]
$^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$	$\geq 0,10$	$< 0,23$	0	[Youn94]
$^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$	$0,54 \pm 0,06$	$0,36 \pm 0,02$	1	[Youn94]
$\text{C}(^{11}\text{Li}, ^9\text{Li}+n)$	$< 0,05$	-	0	[Zins95]
$^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$	$0,24 \pm 0,04$	$0,10 \pm 0,07$	1	[Bohl97]
$^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$	$0,53 \pm 0,06$	$0,30 \pm 0,08$	1	[Bohl97]
$\text{C}, \text{Pb}(^{11}\text{Li}, ^9\text{Li}+n)$	$0,21 \pm 0,05$	$0,12^{+0,10}_{-0,05}$	0	[Zins97]
$\text{C}, \text{Pb}(^{11}\text{Li}, ^9\text{Li}+n)$	$0,61 \pm 0,10$	$0,6 \pm 0,1$	1	[Zins97]
$^{11}\text{B}(\pi^-, p)$	$0,1 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$	0	[Gorn98]
$^{11}\text{B}(\pi^-, p)$	$0,7 \pm 0,2$	$0,1 \pm 0,1$	1	[Gorn98]
$^{14}\text{C}(\pi^-, dd)$	$0,40 \pm 0,07$	$0,3 \pm 0,07$	-	[Gorn98]
$^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^9\text{Li}+n)$	$< 0,05$	-	0	[Thoe99]
$^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$	$0,50 \pm 0,06$	$0,40 \pm 0,06$	1	[Cagg99]
$^9\text{Be}(^{12,11}\text{Be}, ^9\text{Li}+n)$	0,05	-	0	[Chen01]
$^9\text{Be}(^{11}\text{Be}, ^9\text{Li}+\gamma)$	$< 0,05$	-	0	[Char01]
$^9\text{Li}(d, p)^{10}\text{Li}$	$0,35 \pm 0,11$	$< 0,32$	-	[Sant03]
$\text{C}(^{11}\text{Li}, ^9\text{Li}+n)$	$a_s < -40 \text{ fm}$	-	0	[Simo04]
$\text{C}(^{11}\text{Li}, ^9\text{Li}+n)$	$0,68 \pm 0,1$	$0,87 \pm 0,15$	1	[Simo04]
$^9\text{Li}(d, p)$	$a_s \sim 13 - 24 \text{ fm}$		0	[Jepp06]
$^9\text{Li}(d, p)$	0,38	0,2	1	[Jepp06]

<sup>†</sup> Pour un état  $s$  virtuel,  $E_r = \hbar^2/2\mu a_s^2$ .

<sup>‡</sup> État  $s$  résonant.

TAB. 1.3 – États du  $^{10}\text{Li}$  au-dessus du seuil d'émission d'un neutron.



# Chapitre 2

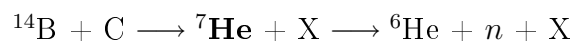
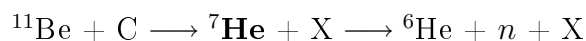
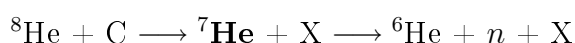
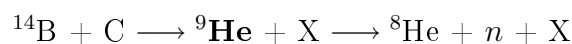
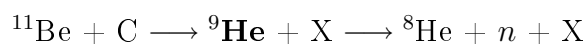
## Les Expériences E378 et E483

Nous présentons dans ce chapitre les deux expériences qui constituent l'objet de cette thèse. Elles ont été réalisées au GANIL : la première E378 [Marq00c, Bouc05] en septembre 2000, la seconde E483 [Orr05, Marq05] en décembre 2005.

Après une brève présentation du principe général des expériences, ce chapitre décrit les moyens mis en œuvre pour la production et la détection des noyaux étudiés, ainsi que les dispositifs expérimentaux utilisés.

### 2.1 Principe des expériences

Un des objectifs de ces deux expériences est d'étudier des noyaux non liés vis-à-vis de la perte d'un neutron. De tels systèmes non liés peuvent être créés par fragmentation de faisceau de noyaux exotiques riches en neutrons. Les voies principales étudiées dans cette thèse sont les suivantes :



Ces noyaux non liés  ${}^A_{Z+1}\text{X}$  (indiqués en gras) se dissocient immédiatement ( $\sim 10^{-21}$  s) en fragment chargé  ${}^A_Z\text{X}$  et neutron vers l'état final. La détection en coïncidence du fragment et du neutron permet de reconstruire l'énergie de décroissance de ces noyaux non liés. La réussite de cette étude nécessite donc l'identification de ces particules, ainsi que la



connaissance la plus précise possible des impulsions du neutron et du fragment de chaque évènement, afin de reconstruire l'énergie du système avant la décroissance.

En pratique, la réussite de ce type d'expérience nécessite de produire les faisceaux exotiques d'intérêt puis de les faire interagir avec la cible pour tenter de produire dans la voie finale le fragment et le neutron du système non lié. Plusieurs expériences similaires [Jone00, Leco02b, Norm04] ont montré la production et le peuplement des états non liés. Il s'agit donc d'une étude en "cinématique complète" (en revanche, le recul de la cible n'a pas été mesuré).

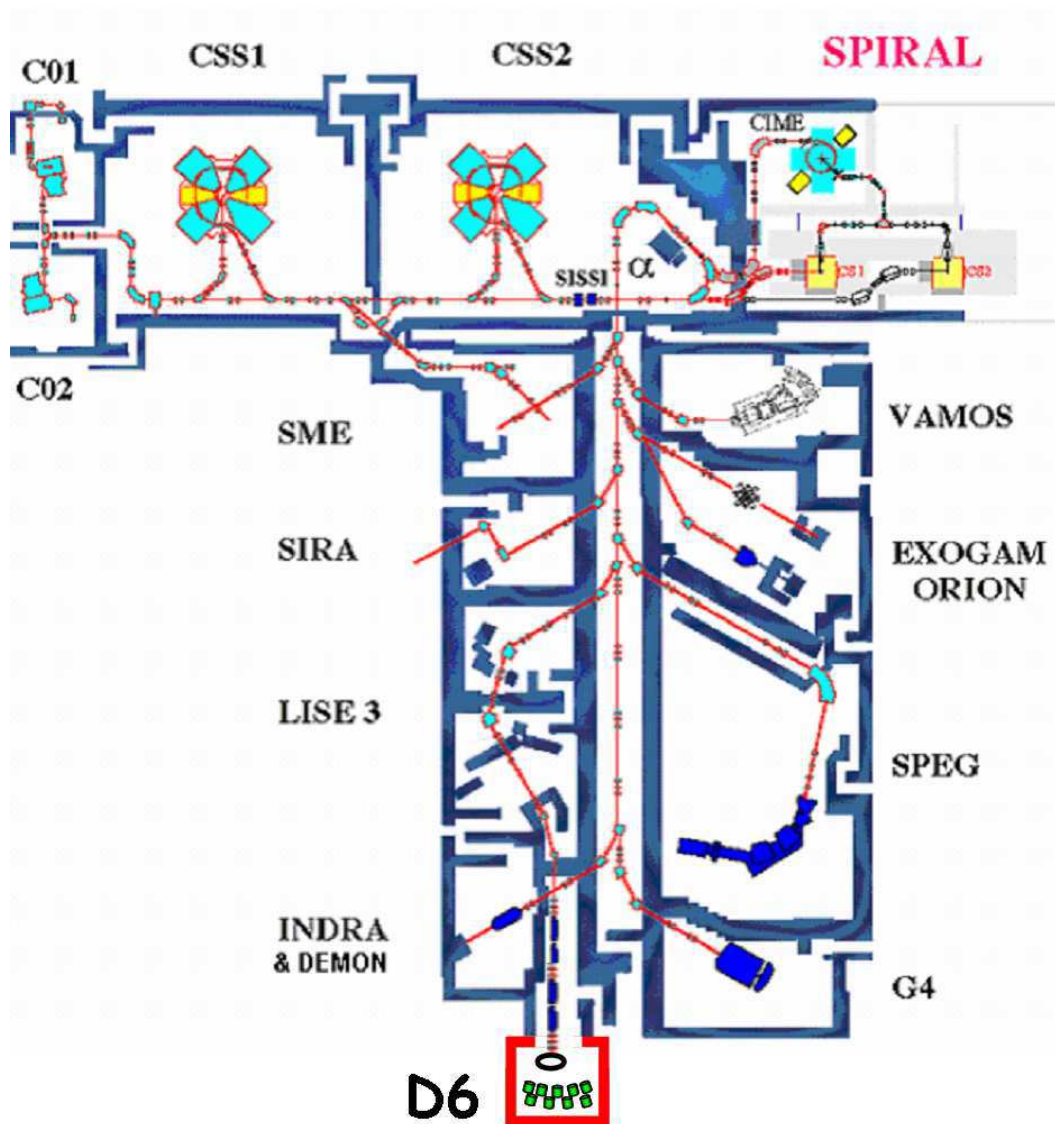


FIG. 2.1 – Accélérateurs et aires expérimentales du GANIL. Notre dispositif expérimental est installé dans la salle D6.

## 2.2 Production des faisceaux secondaires d'intérêt et des noyaux non liés

Une grande variété de noyaux stables allant du carbone à l'uranium est accélérée au GANIL à des énergies comprises entre 25 et 95 MeV/nucléon à la sortie du cyclotron CSS2 (figure 2.1). Ces faisceaux primaires stables peuvent à leur tour être utilisés pour produire par fragmentation des faisceaux radioactifs. Par exemple, le faisceau secondaire du  $^{11}\text{Be}$  de l'expérience E483 a été produit lors de la fragmentation d'un faisceau primaire d' $^{18}\text{O}^{8+}$  à une énergie de 55 MeV/nucléon et une intensité 3,2  $\mu\text{A}$  sur une cible de production de béryllium.

### 2.2.1 Production du faisceau primaire

Le processus dominant dans les réactions à haute énergie est la fragmentation du noyau incident, produisant des noyaux émis dans un cône autour de zéro degré et s'étendant des plus légers jusqu'à la masse du faisceau [Guer83]. L'ensemble de ces installations est présenté sur la figure 2.1.

Les ions sont d'abord produits avec un faible état de charge (par exemple  $6^+$  pour l' $^{18}\text{O}$ ) par une source ECR (Electron Cyclotron Resonance), puis accélérés jusqu'à quelques centaines de keV/nucléon par un cyclotron compact (C01 ou C02), et injectés dans un cyclotron à secteurs séparés (CSS1) qui les accélère jusqu'à une énergie de quelques MeV/nucléon.

Un épilucheur, feuille mince de carbone placée entre les deux cyclotrons CSS1 et CSS2, arrache des électrons aux ions. Ces ions acquièrent un état de charge plus grand et peuvent être ainsi à nouveau accélérés dans le cyclotron CSS2 identique à CSS1. A la sortie du cyclotron CSS2, nous obtenons ainsi un faisceau de noyaux stables, dit faisceau primaire, d'énergie comprise entre 20 et 100 MeV/nucléon, avec une intensité pouvant aller jusqu'à plusieurs  $\mu\text{Ae}$  ( $10^{12}$  pps).

### 2.2.2 Production et purification du faisceau secondaire

Le faisceau primaire est conduit à l'aide du spectromètre  $\alpha$  jusqu'à la cible de production. Pour produire les noyaux exotiques et en faire des faisceaux, deux méthodes sont utilisées :

- la "**séparation en vol**" : Les faisceaux secondaires sont produits dans des cibles relativement minces, de sorte qu'ils gardent à la sortie de la cible de production une partie importante de la vitesse du faisceau primaire.

A la sortie de la cible, le faisceau secondaire contient, d'une part, le faisceau primaire ralenti par la traversée du matériau de la cible et, d'autre part, une multitude de noyaux exotiques produits par réaction (tels que le  $^{14}\text{B}$ , le  $^{11}\text{Be}$ , etc.). Parmi tous ces noyaux, un seul nous intéresse. A cet effet, il faut pouvoir éliminer les autres noyaux produits qui surchargeraient les détecteurs, et identifier sans ambiguïté les noyaux transmis. C'est le rôle du spectromètre LISE (Ligne d'Ions Super Épiluchés) [Lise].

LISE est un spectromètre doublement achromatique en angle et en position. Il est composé de trois systèmes de sélection : deux dipôles magnétiques, un dégradeur achromatique et un filtre de Wien<sup>1</sup> (figure 2.2). La combinaison de ces trois sélections et leurs caractéristiques physiques permettent de sélectionner, dans le faisceau secondaire, les noyaux recherchés.

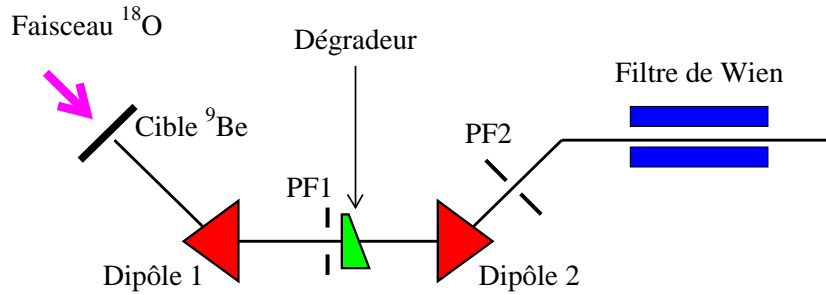


FIG. 2.2 – Vue schématique du spectromètre LISE.

Une première sélection magnétique sur la masse, la charge électrique de l'ion et la vitesse (soit en  $Av/q$ ), est effectuée par le premier dipôle qui permet une déviation des ions du faisceau secondaire suivant leur état de charge, leur vitesse et leur masse. En imposant la rigidité magnétique  $B\rho$ , nous pouvons mesurer la déviation du faisceau par la relation :

$$B\rho = \frac{Av}{q} \quad (2.1)$$

avec  $A$ ,  $v$  et  $q$  respectivement la masse, la vitesse et la charge électrique de l'ion. Un jeu de fentes mobiles, placé dans le plan focal intermédiaire PF1 permet alors de limiter l'étendue spatiale du faisceau, et ainsi, de sélectionner le ou les noyaux d'intérêt.

Une deuxième sélection par perte d'énergie sur la masse et le numéro atomique ( soit en  $A^3/q^2$  ) est réalisée par le biais du dégradeur qui ralentit le faisceau et le purifie. La perte d'énergie relative au dégradeur est donnée par [Anne87] :

$$\frac{dE}{E} \propto \frac{A^3}{q^2} \quad (2.2)$$

Le second dipôle refocalise le faisceau dans le plan focal PF2 et préserve l'achromatisme du spectromètre. Nous obtenons à la sortie de LISE un faisceau secondaire qui ne contient plus que quelques noyaux. Dans le cas des noyaux légers, la sélection est plus efficace et nous pouvons obtenir un faisceau complètement pur.

<sup>1</sup>À noter que le filtre de Wien n'a pas été utilisé dans le cadre de nos expériences.

- la "séparation en ligne", appelée **ISOL** (Isotope Separation on Line). Cette méthode est employée dans **SPIRAL** [Spir] (figure 2.3) (**S**ystème de **P**roduction d'**I**ons **R**adioactifs **A**ccélérés en **L**igne) au GANIL. Tout comme dans la méthode précédente, le faisceau primaire de  $^{13}\text{C}$  est envoyé sur une cible où sont produits les noyaux exotiques recherchés ( $^8\text{He}$  par exemple). La cible est suffisamment épaisse pour arrêter le faisceau incident et les noyaux produits. Elle est chauffée à environ  $2000\text{ }^\circ\text{C}$  ce qui permet d'extraire ces noyaux par diffusion en un temps relativement court. A la sortie de la cible, ils vont être ionisés, puis extraits à des énergies très faibles, de l'ordre de quelques keV/nucléon. Ensuite, le cyclotron **CIME** accélère les ions et les envoie directement vers LISE.

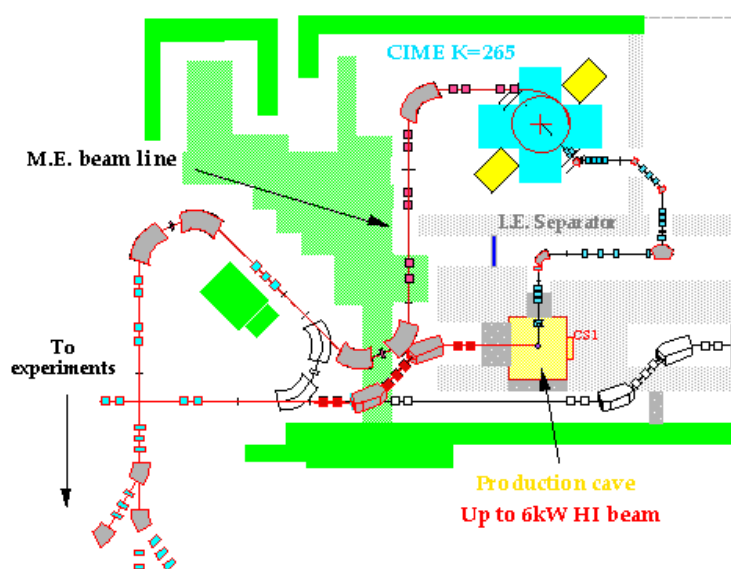


FIG. 2.3 – Schéma du système SPIRAL.

La première méthode est utilisée pour produire le  $^{11}\text{Be}$  et le  $^{14}\text{B}$  de l'expérience E483. Quant à la deuxième, elle est utilisée pour la production du faisceau d' $^8\text{He}$  de l'expérience E378. Le faisceau secondaire est par la suite conduit à travers LISE jusqu'à la salle expérimentale **D6** par un ensemble d'éléments magnétiques.

### 2.2.3 Les faisceaux secondaires et les cibles de réaction

Le tableau 2.1 regroupe les caractéristiques du faisceau secondaire utilisé lors de chaque expérience. L'énergie incidente des particules est calculée à partir de la rigidité magnétique du second dipôle magnétique de LISE. En effet, pour des ions complètement épluchés :

$$B\rho_2 = \frac{\gamma m v}{Ze} \quad (2.3)$$

avec  $e$ , la charge électrique élémentaire et  $m$ , la masse du noyau et  $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1/2}$ . L'énergie cinétique s'écrit alors :

$$T = \sqrt{(ZeB\rho_2)^2c^2 + m^2c^4} - mc^2 \quad (2.4)$$

Faisceau secondaire	$B\rho_2$ (Tm)	$E$ (MeV/nucléon)	$\Delta E/E$ (%)
$^8\text{He}$	2,434	$\sim 15$	1
$^{11}\text{Be}$	2,371	$\sim 35$	2
$^{14}\text{B}$	2,415	$\sim 35$	4

TAB. 2.1 – Caractéristiques des faisceaux secondaires.  $E$  désigne l'énergie du faisceau et  $\Delta E$  la largeur à mi-hauteur de sa distribution.

Les mesures ont été réalisées sur deux cibles minces de carbone citées dans le tableau 2.2.

Faisceau secondaire	Cible	Épaisseur (mg/cm <sup>2</sup> )
$^8\text{He}$	<i>nat</i> C	95
$^{14}\text{B}, ^{11}\text{Be}$	<i>nat</i> C	163

TAB. 2.2 – Cibles utilisées.

## 2.3 Dispositif expérimental

L'ensemble du dispositif expérimental utilisé dans les deux expériences est similaire. Ainsi, nous allons nous intéresser à l'expérience E483 et décrire ses principaux détails.

Le dispositif expérimental est présenté schématiquement sur la figure 2.4. Il est composé d'un Trifoil, de deux chambres à dérive (CAD1 et CAD2), d'un télescope constitué de deux détecteurs silicium à pistes et d'un mur de scintillateurs à iodure de césium, et enfin du multidétecteur DéMoN constitué de scintillateurs organiques liquides.

La chambre à réaction est une cuve en aluminium de 1 m de diamètre (figures 2.4 et 2.5). Le multidétecteur DéMoN possède un encombrement de l'ordre de 3m(hor.) $\times$ 2m(ver.) avec un premier mur à environ 3 m de la cible et le quatrième à 6 m 50. Le Trifoil, puis une première chambre (CAD1) à dérive sont placés avant la chambre à réaction. Dans cette dernière, une deuxième chambre à dérive (CAD2) est disposée devant le porte-cible, derrière lequel est placé le télescope Si-CsI (figures 2.5 et 2.4).

Notre étude porte sur le peuplement des états non liés dans des systèmes formés par un fragment chargé  $+n$ , obtenus par fragmentation du projectile. La vitesse de ces particules étant de l'ordre de celle du faisceau ( $\beta \sim 0,25$ ), sont toutes focalisées vers l'avant, d'où le placement des détecteurs vers l'avant.

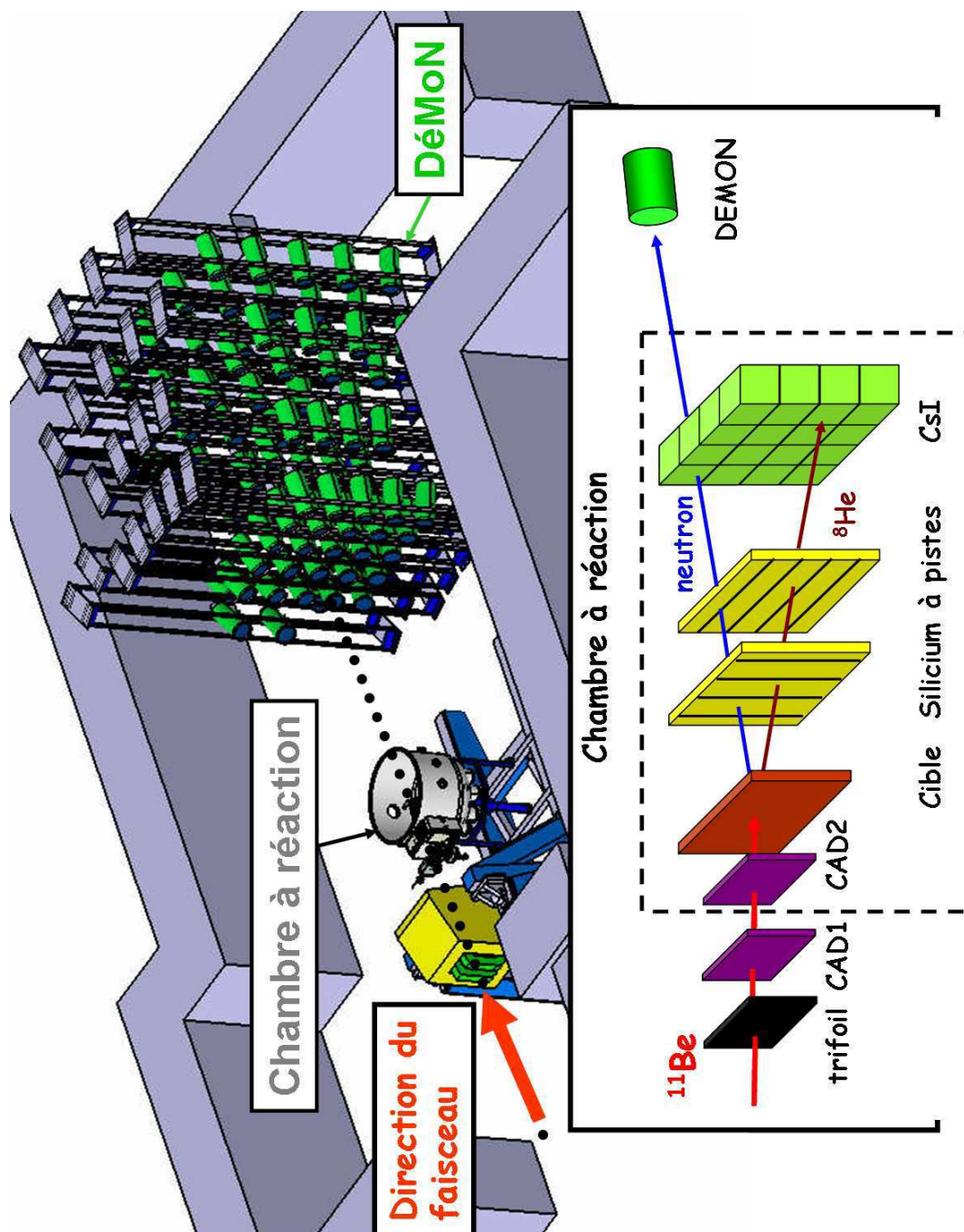


FIG. 2.4 – Schéma du dispositif expérimental.

### 2.3.1 Caractérisation du faisceau incident

La mesure complète de la cinématique de la réaction, événement par événement, nécessite d'identifier la particule incidente du faisceau mais également, de connaître son angle



d'incidence et son point d'impact sur la cible. C'est dans ce but que le Trifoil et les huit chambres à dérive, détaillés ci-dessous, ont été utilisés.

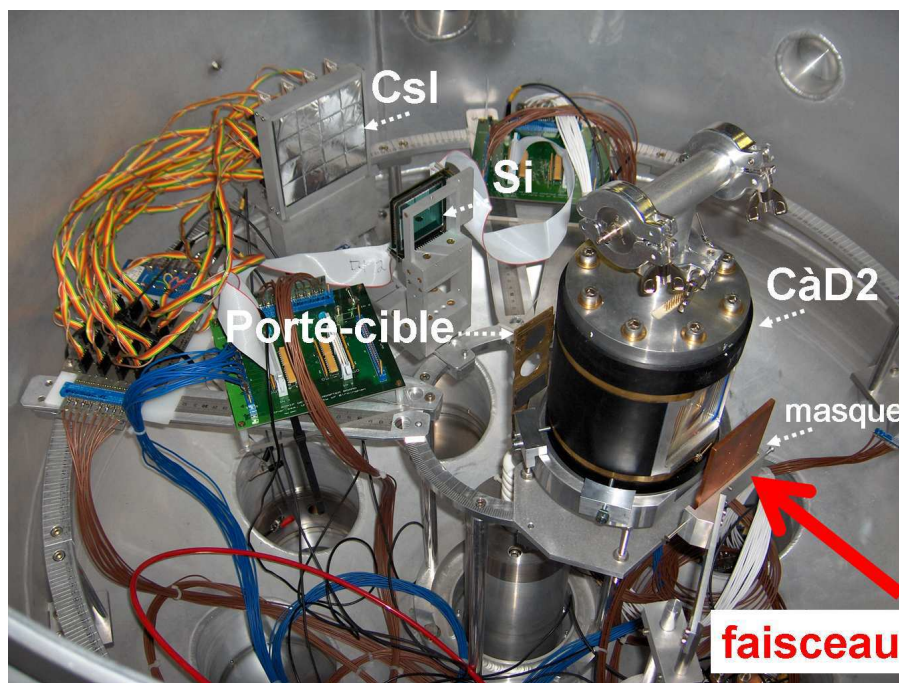


FIG. 2.5 – Photographie du dispositif expérimental situé à l'intérieur de la chambre à réaction.

### 2.3.1.1 Le Trifoil

Le Trifoil, composé d'une feuille de plastique scintillant ( $C_{10}H_{11}$ ,  $100\ \mu\text{m}$ ), est placé sur la ligne du faisceau secondaire avant la chambre à réaction. Ce détecteur a pour but de déclencher l'acquisition et de servir de référence pour le temps de vol neutrons et pour les chambres à dérive CAD. En outre, il permet de mesurer le temps de vol de la particule incidente pour l'identifier et de mesurer l'intensité du faisceau.

### 2.3.1.2 Description des chambres à dérive

Deux groupes de détecteurs de faisceaux, formés chacun par quatre chambres à dérive, ont été placés avant la cible afin d'assurer la mesure de l'impact du faisceau sur la cible et de son angle d'incidence. Chaque chambre est remplie d'un gaz, l'isobutane, à une pression de 20 mbar. Elle peut supporter des taux de comptage allant jusqu'à  $10^6$  particules par seconde (Figure 2.6) [MacC98].

Les particules du faisceau incident traversant chaque chambre ionisent le gaz. Les électrons ainsi créés dérivent à vitesse constante sous l'effet du champ électrique jusqu'au fil proportionnel où ils sont multipliés par avalanche. Le champ électrique appliqué dans

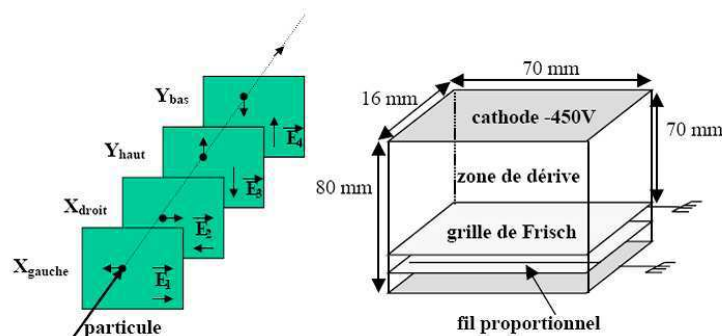


FIG. 2.6 – Structure des détecteurs de faisceau.

chaque chambre est perpendiculaire au faisceau incident mais dans une direction différente dans chaque module. Les électrons dérivent ainsi dans une direction différente dans chaque module, donnant deux mesures indépendantes en  $X$  ( $X_{droit}$  et  $X_{gauche}$ ) et en  $Y$  ( $Y_{bas}$  et  $Y_{haut}$ ). Les signaux des fils des compteurs proportionnels sont ensuite envoyés dans un codeur de temps TDC. La différence de temps entre un signal de référence (le signal du Trifoil) déclenche le TDC, et ce signal correspond au temps de dérive des électrons, et par conséquent à la position de la particule qui a traversé le gaz.

### 2.3.2 La détection des fragments chargés

L'ensemble de détection doit permettre l'identification du fragment chargé, ainsi que la mesure de son énergie et de sa position. Pour cela, nous avons utilisé le télescope à trois étages CHARISSA (Figure 2.7), constitué de deux détecteurs silicium à pistes (sensibles en énergie et en position), suivis d'un mur compact de 16 détecteurs à iodure de césium dopés au thallium, CsI(Tl). Les particules chargées (fragments et projectiles) s'arrêtent dans le CsI en déposant leur énergie et sont identifiées par la méthode  $\Delta E-E$  selon la formule de Bethe et Bloch [Beth53] qui sera explicitée dans le chapitre 3.

La chaîne électronique associée est détaillée dans la thèse de Pain [Pain04]. La mesure de l'énergie déposée dans les Si et les CsI est assurée par un préamplificateur suivi d'un amplificateur de mise en forme du signal. Le codage est ensuite effectué par un ADC.

#### 2.3.2.1 Les siliciums à pistes

Le premier et le deuxième étage du télescope sont des détecteurs silicium à pistes. Chaque détecteur ( $5 \times 5 \text{ cm}^2$ ) est composé de seize pistes de silicium résistif de  $500 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Lorsqu'une particule chargée traverse une de ces pistes, elle produit par ionisation des paires électron-trou le long de sa trajectoire. Les électrons et les trous dérivent vers les deux extrémités en induisant un signal sur celles-ci. Ces signaux collectés à chaque extrémité sont inversement proportionnels à la distance entre le point d'impact de l'ion et l'extrémité de la piste permettant la localisation. Comme l'indique la figure 2.4, les



deux siliciums sont placés dans des directions croisées, afin de connaître  $X$  et  $Y$ . L'énergie déposée  $\Delta E$  est donnée par la somme des signaux des deux extrémités.

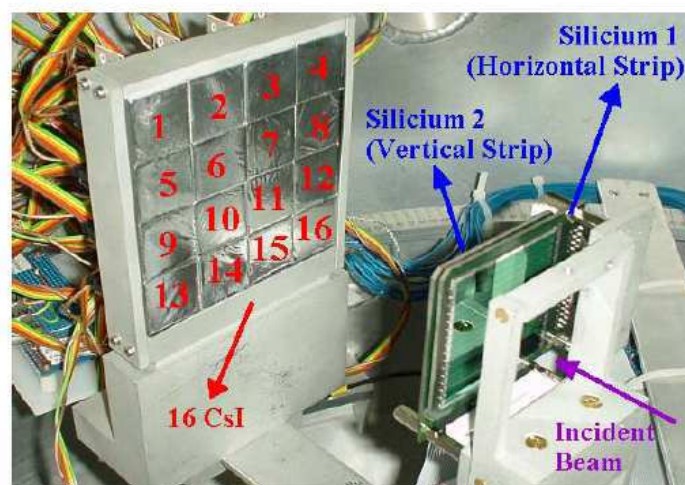


FIG. 2.7 – Photographie du télescope CHARISSA.

### 2.3.2.2 Les détecteurs à iodure de césium

Le troisième étage du télescope est le mur d'iodure de césium (CsI), formé par seize détecteurs qui permettent d'employer des intensités plus élevées (figures 2.4 et 2.7). Chaque détecteur d'iodure de césium est un scintillateur constitué d'un cristal de 2,5 cm d'épaisseur. Sa face d'entrée mesure  $2,5 \times 2,5 \text{ cm}^2$ . Ces détecteurs émettent de la lumière au passage d'une particule chargée. En effet, lors du passage d'un ion à l'intérieur du cristal, il y a création de paires électron-trou qui se mettent en mouvement libre jusqu'à ce qu'elles retombent sur un niveau d'excitation de l'activateur, ici le thallium, qui va se désexciter en émettant de la lumière [Leo87]. La réponse lumineuse dépend de la nature de l'ion [Parl02]. Une photodiode collée sur l'arrière du CsI assure la conversion de la lumière en un signal électrique. L'inconvénient de ce détecteur réside dans le fait que la réponse en lumière n'est pas linéaire, surtout à basse énergie [Horn92]. Ce défaut reste toutefois fort peu apparent pour les noyaux légers.

### 2.3.3 La détection des neutrons

Le dispositif expérimental doit permettre d'identifier et de mesurer l'impulsion d'un neutron issu d'un noyau non lié (A) en coïncidence avec un fragment chargé (A-1).

La détection des neutrons est plus difficile que celle des particules chargées. Étant neutres, ils ne peuvent être détectés que par l'intermédiaire de particules chargées. La probabilité de l'interaction avec un noyau étant très faible, l'efficacité des détecteurs de neutrons est naturellement assez faible. Nous voulons détecter avec une efficacité élevée

des neutrons dont l'énergie cinétique est entre  $\sim 1$  et 100 MeV, et connaître leur direction afin de reconstruire la masse invariante du noyau non lié. Dans ce domaine d'énergie, les scintillateurs organiques présentent les meilleures efficacités, et possèdent par ailleurs un temps de réponse court, ce qui est indispensable pour obtenir des mesures de temps de vol précises et une discrimination  $n$ - $\gamma$ .

Dans le cadre de nos expériences, nous avons utilisé le multidétecteur DéMoN (**D**étecteur **M**odulaire de **N**eutrons), développé par l'Université Catholique de Louvain-la-Neuve, le Centre de Recherche Nucléaire de Strasbourg, l'Université Libre de Bruxelles et le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen au début des années 90 [Moua94], [Biza91].

### 2.3.3.1 Les caractéristiques principales du Détecteur Modulaire de Neutrons

DéMoN est un multidétecteur composé d'une centaine de modules cylindriques indépendants de 16 cm de diamètre et de 20 cm de profondeur en ce qui concerne la zone sensible. Chaque module (figure 2.8) est rempli d'un scintillateur organique liquide qui constitue le milieu sensible. Ce liquide appelé NE213, se compose de noyaux d'hydrogène et de carbone dans une proportion atomique H/C égale à 1,213. Le module est suivi d'un photomultiplicateur pour assurer la conversion de la lumière en signal électrique [Mosz91].

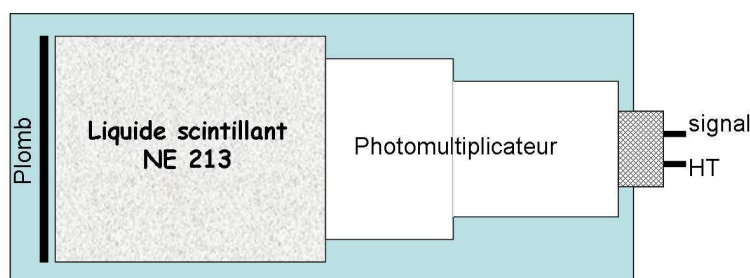


FIG. 2.8 – Schéma d'un module DéMoN.

Ces détecteurs sont dédiés à la détection des neutrons dans la zone d'énergie comprise entre  $\sim 1$  et 100 MeV utilisant simultanément la méthode d'analyse en forme du signal pour la discrimination neutron- $\gamma$  [Mosz92] et la technique du temps de vol pour la mesure de leur énergie.

### 2.3.3.2 Le principe de la détection

Étant sensible à la force nucléaire forte, le neutron interagit avec les noyaux présents dans la matière scintillante. La diffusion d'un neutron sur les noyaux cibles du scintillateur permet de transférer un recul suffisant aux protons du scintillateur et produit suffisamment de lumière (par excitation ou ionisation des atomes du milieu) pour déclencher un signal qui, retardé, servira de **STOP** pour une mesure de temps de vol. Le **START** est quant à lui fourni par le **Trifoil** (§ 2.3.1.1). Ce temps de vol permet de déduire l'énergie du neutron issu de la réaction en se référant au pic des  $\gamma$  prompts générés par la réaction (§ 3.5.1).

Dans le domaine d'énergie 1 – 100 MeV, l'interaction d'un neutron dans le NE213 avec les noyaux d'hydrogène et de carbone conduit à 7 voies de sortie [Mosz91] :

- La diffusion élastique neutron-proton :  $p(n,n)p$ .
- La diffusion élastique neutron-carbone :  $C(n,n)C$ .
- La diffusion inélastique neutron-carbone :  $C(n,n'\gamma)$ ,  $C(n,\alpha)^9\text{Be}$ ,  $C(n,n')3\alpha$ ,  $C(n,p)^{12}\text{B}$ ,  $C(n,2n)^{11}\text{C}$  et  $C(n,np)^{11}\text{B}$ .

Le principe de fonctionnement d'un scintillateur est d'émettre de la lumière en réponse à l'ionisation ou l'excitation de son milieu, et d'être transparent à la lumière qu'il émet. Pour cela, plusieurs types d'émission de lumière sont possibles [Masr94] dont leur proportion est caractéristique du pouvoir d'ionisation de la particule de recul. La quantité de lumière totale produite est reliée à l'énergie déposée  $E$  (en MeV) par la particule de recul à l'aide de la formule semi-empirique [Ceci79] :

$$L = a_1 E - a_2(1 - e^{-a_3 E^{a_4}}) \quad (2.5)$$

où la lumière est exprimée en MeVee (1 MeV équivalent  $e^-$  = la lumière produite par un  $e^-$  qui dépose une énergie d'un MeV dans le milieu). Les coefficients  $a_i$  dépendent du type de particule chargée de recul. Les valeurs de ces coefficients sont citées dans le tableau 2.3.

	$e^-$	p	$\alpha$	$^{12}\text{C}$
$a_1$	1	0,83	0,41	0,017
$a_2$	0	2,82	5,9	0
$a_3$	-	0,25	0,065	-
$a_4$	-	0,93	1,01	-

TAB. 2.3 – Coefficients de la relation 2.5 pour quelques particules.

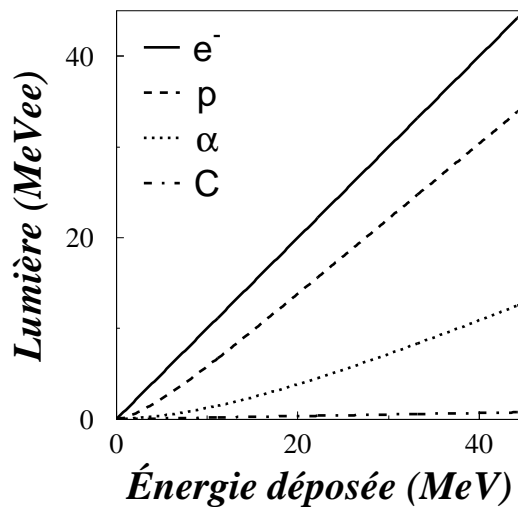


FIG. 2.9 – Relation entre lumière et dépôt d'énergie pour :  $e^-$ ,  $p$ ,  $\alpha$  et  $C$ .

Comme le montre la figure 2.9, plus la particule de recul est lourde, plus la quantité de lumière produite est faible. La lumière produite au passage d'un neutron est donc essentiellement due à des protons de recul. Les photons quant à eux induisent le recul des électrons, par effet Compton, qui sont à l'origine de la lumière produite. Cette différence d'interaction permet de discriminer neutrons et  $\gamma$  à partir de la forme du signal électrique.

La direction du neutron est donnée par les coordonnées du module touché. Pour atteindre une bonne résolution en énergie, les modules doivent être placés à quelques mètres de la cible pour augmenter la base de vol et améliorer la précision sur la direction (angle solide du module moins élevé).

### 2.3.3.3 L'efficacité de détection du neutron en fonction de l'énergie

Plusieurs expériences ont été réalisées (LPC, UCL et UPPSALA) [Leco96] pour mesurer l'efficacité intrinsèque de détection d'un module de DéMoN en fonction de l'énergie du neutron qui le traverse. Ainsi, Lecolley a développé un code de Monte Carlo [Leco02a] d'un module de DéMoN en harmonie avec les conditions expérimentales. L'accord avec le résultat des mesures expérimentales a permis de calculer l'efficacité intrinsèque de chaque module jusqu'à l'énergie de 100 MeV. La figure 2.10 résume tous ces résultats.

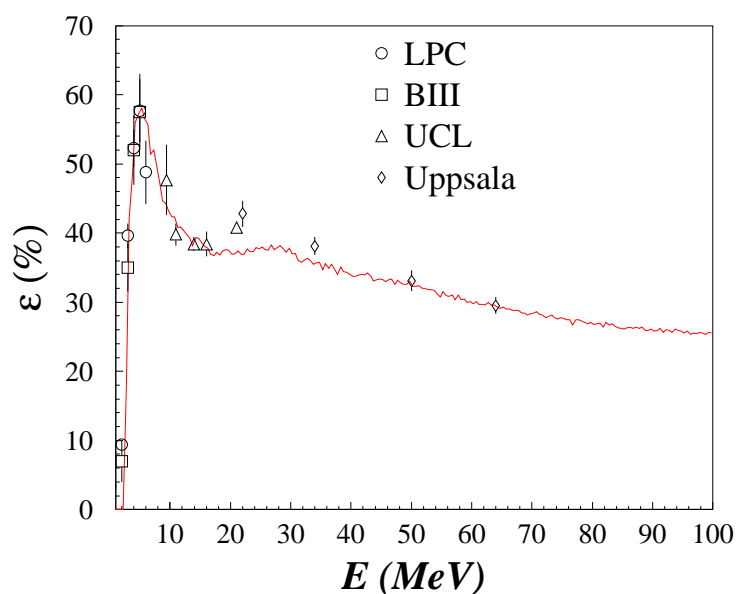


FIG. 2.10 – Efficacité de détection d'un module DéMoN en fonction de l'énergie du neutron pour un seuil de 0,5 MeVee [Leco02a].

Cette efficacité intrinsèque doit être convoluée avec l'efficacité géométrique. Par conséquent, l'efficacité totale n'excède pas plus de 10 %.

#### 2.3.3.4 Le phénomène de diaphonie

Un neutron émis peut être diffusé et détecté dans plusieurs modules. C'est le phénomène de diaphonie ("cross-talk"). En effet, la probabilité qu'un neutron puisse transférer toute son énergie dans le premier module qu'il rencontre est très faible. La diaphonie se présente selon deux aspects différents [Labi99] :

1. le neutron est détecté dans deux ou plusieurs modules.
2. le neutron touche un module sans y être détecté, puis est détecté dans un autre module.

Un code de filtrage basé sur des considérations cinématiques et géométriques a été développé par Marqués [Marq00a] afin d'éliminer en grande quantité le premier type de diaphonie. Dans notre étude, où l'on s'intéresse au noyau non lié formé par un fragment et un seul neutron, nous pouvons tout simplement filtrer totalement les événements d'intérêt en rejetant les événements dont la multiplicité de neutrons est plus élevée que 1. Pour le deuxième type de diaphonie, le taux d'événements concernés n'excède pas 6 % (simulation GEANT [Labi99]) et perturbe très peu notre analyse.

#### 2.3.3.5 Configuration, électronique et acquisition

La configuration de DéMoN pour l'expérience E483 est présentée dans la figure 2.4. Du fait de la focalisation vers l'avant des neutrons due à l'énergie du faisceau, l'angle solide couvert de 0,7 % se traduit par un angle solide effectif de l'ordre de 30 %. L'adaptation de plusieurs murs est utilisée afin de réduire la diaphonie. Tous les détails de l'optimisation de la configuration des modules DéMoN sont présentés dans la thèse de Normand [Norm04] et Labiche [Labi99]. L'électronique est identique à celle présentée dans la thèse de Bouchat [Bouc05].

Le système d'acquisition CHARISSA-DéMoN est principalement adapté pour stocker sur bande magnétique des événements de coïncidence correspondant à un neutron dans DéMoN et un fragment dans CHARISSA. Les données sont ensuite relues à l'aide d'un programme FORTRAN et converties en NTUPLES, format lisible par PAW qui est le logiciel d'analyse de données développé au CERN.

# Chapitre 3

## Analyse des données

Dans ce chapitre, nous exposerons les techniques utilisées pour étalonner les détecteurs et analyser les données, et nous décrirons la méthode utilisée pour évaluer l'énergie de décroissance d'un noyau non lié. Enfin, nous ferons le point sur la simulation dont nous nous sommes servi pour confronter ces données expérimentales aux modèles théoriques.

### 3.1 Analyse en cinématique complète

L'objectif principal de nos expériences est de mesurer l'énergie des états non liés à deux particules : fragment+neutron (figure 3.1). Pour cela, une reconstruction de la masse invariante a été effectuée événement par événement pour des coïncidences entre un fragment chargé, détecté et identifié dans le télescope CHARISSA, et un neutron détecté dans un module du multidétecteur DéMoN.

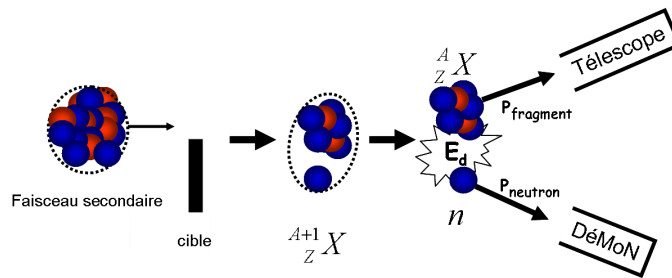


FIG. 3.1 – Réaction de cassure d'un faisceau exotique vers un noyau non lié.

La masse invariante pour deux particules est définie par la norme de la somme de leur quadri-impulsion. Cette quantité est invariante par transformation de Lorentz, elle caractérise ainsi notre système à deux corps. En utilisant l'indice  $f$  pour les données relatives au fragment et l'indice  $n$  pour celles du neutron, la masse invariante s'exprime selon :

$$M_{inv} = \sqrt{M_f^2 + M_n^2 + 2E_f E_n - 2\vec{p}_f \cdot \vec{p}_n} \quad (3.1)$$

$E$ ,  $M$  et  $\vec{p}$  étant respectivement l'énergie totale, la masse et l'impulsion des particules. L'énergie de décroissance du noyau non lié  $E_d$  (énergie relative  $f-n$ ) est définie en fonction de la masse invariante par la formule suivante :

$$E_d = M_{inv} - M_f - M_n \quad (3.2)$$

Ainsi, la mesure de l'impulsion du fragment et du neutron dans le laboratoire suffit pour remonter à cette grandeur caractéristique du système non lié. L'énergie relative dépend uniquement de l'interaction entre le fragment et le neutron (considérés comme deux particules sans structure interne) et par cette observable, nous allons chercher des informations sur la structure des noyaux.

Du point de vue théorique, la résolution de l'équation de Schrödinger à deux corps pour les états de diffusion aboutit pour certaines valeurs de l'énergie, à des solutions où nous observons une augmentation importante de la probabilité de présence de la particule réduite à l'intérieur du potentiel : ce sont les états résonants à deux particules (chapitre 5). Un noyau résonant est un noyau non lié qui survit un temps très court ( $\sim 10^{-21}$  s) avant de se dissocier en deux sous-systèmes fragment et neutron (§ 1.3.1).

L'impossibilité de réaliser des expériences de diffusion d'un neutron sur un fragment instable nous a obligés à faire notre étude en cinématique inverse par réaction de cassure. La détection conjointe du fragment chargé et du neutron nous permet de reconstruire leur énergie relative. La forme de ce spectre nous permet d'étudier le peuplement de la résonance (si elle existe). En général, l'apparition d'un pic sur ce spectre est la signature d'une résonance, la largeur de ce pic reflète la largeur de la résonance (la résolution devrait être prise en compte). L'équivalent classique de la formule 3.2 est :

$$E_d = \frac{1}{2} \mu \vec{v}_{rel}^2 \quad (3.3)$$

avec  $\mu$  la masse réduite du système  $f+n$  et  $\vec{v}_{rel}$  la vitesse relative entre le fragment et le neutron, indépendante du repère choisi. Nous pouvons donc calculer l'énergie de décroissance du système  $f+n$  en exprimant les vitesses dans le repère lié au laboratoire :

$$E_d = M_{inv} - M_f - M_n \approx \frac{1}{2} \mu v_{rel}^2 = \frac{1}{2} \mu (\vec{v}_f - \vec{v}_n)^2 \quad (3.4)$$

Dans certaines expériences, on utilise un dispositif expérimental ayant une acceptance angulaire très limitée, l'angle relatif  $f-n$  sera ainsi très faible. L'expression 3.4 se réduit alors à sa forme très simplifiée :

$$E_d = \frac{1}{2} \mu (\|\vec{v}_f\| - \|\vec{v}_n\|)^2, \quad \cos(\vec{v}_f, \vec{v}_n) \simeq 1 \quad (3.5)$$

Nous constatons par cette approximation que l'énergie de décroissance ne devient fonction que du module de la vitesse. Ce type d'analyse, dite analyse en vitesse relative, est utilisée dans plusieurs études, à titre d'exemple celle de Chen [Chen00] pour l'étude de l' $^9\text{He}$ .

Par la suite, seront détaillées l'analyse des données expérimentales et la calibration des détecteurs utilisés.

## 3.2 Temps de vol des ions incidents

Le faisceau secondaire n'est pas parfaitement pur. En effet, le spectromètre LISE laisse passer d'autres noyaux en plus du noyau incident d'intérêt. Afin de sélectionner le faisceau incident du  $^{11}\text{Be}$  et du  $^{14}\text{B}$ , nous avons utilisé le signal temporel entre le HF des cyclotrons et le TRIFOIL qui mesure le temps de vol de chaque noyau incident événement par événement. Ce temps de vol est proportionnel à  $A/Z$  (§ 2.2.3) et permet alors la sélection du noyau incident d'intérêt. La figure 3.2 représente les spectres en temps de vol du faisceau pour l'expérience E483. Les deux premiers spectres représentent le temps de vol où les réglages du spectromètre LISE sont adaptés au  $^{11}\text{Be}$ , les spectres gauche et droite correspondent respectivement au début et à la fin de l'expérience. Nous remarquons que nous avons pu accroître le pourcentage (de 72 % à 89 %) d'ions d'intérêt dans notre faisceau au cours de l'expérience. Pour le spectre du  $^{14}\text{B}$ , il ne constitue environ que la moitié (49 %). Une simple coupure en temps permet de sélectionner le faisceau désiré.

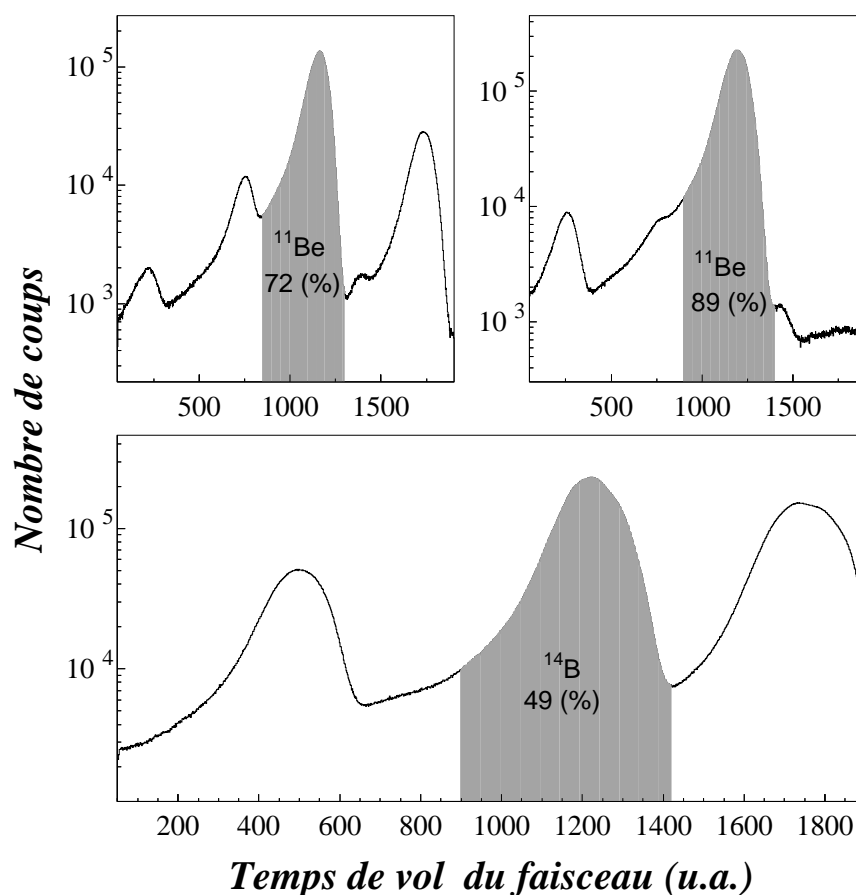


FIG. 3.2 – Spectres en temps de vol du faisceau de l'expérience E483.



### 3.3 Les Chambres à dérives

#### 3.3.1 La calibration en position

La calibration en position de chaque chambre à dérives (CAD) a été réalisée en plaçant alternativement devant chacune un masque en cuivre de 5 mm d'épaisseur capable d'arrêter le faisceau incident. Ce masque est percé de trous de 1 ou 2 mm séparés par des distances bien connues. Le faisceau éclaire ainsi le masque dont l'image est projetée sur la chambre à dérives (figure 3.3). Du fait que l'angle d'incidence du faisceau est faible, le grandissement de l'image sur la CAD est négligeable. La figure montre bien la linéarité en position du détecteur. La résolution ( $FWHM$ ) en position est de 1,5 mm.

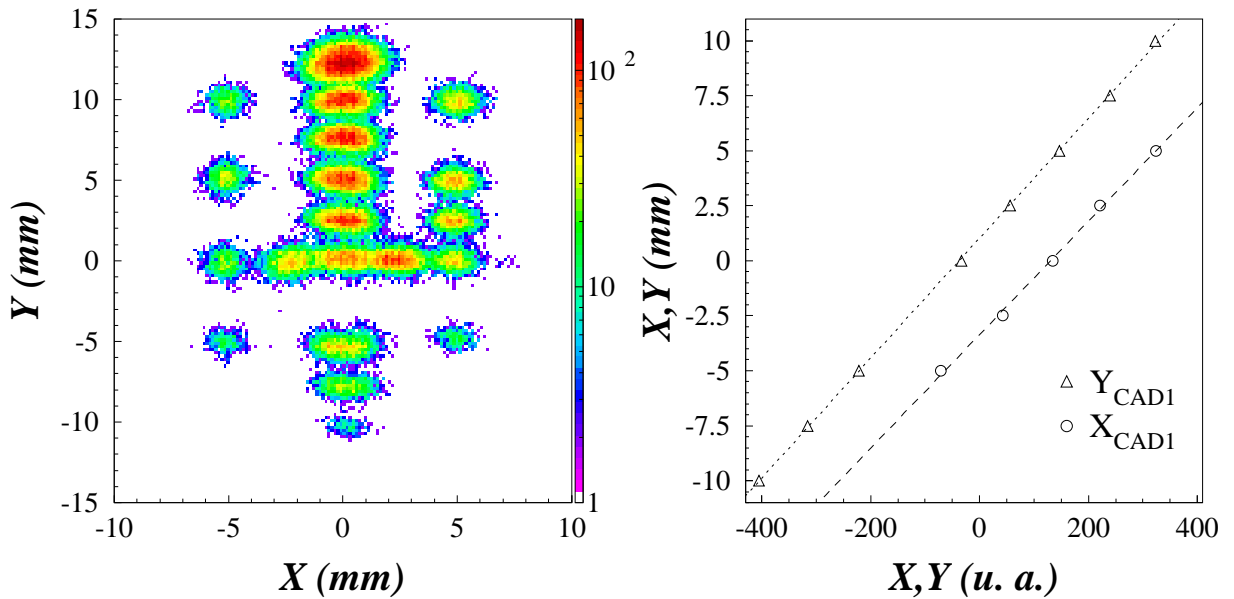
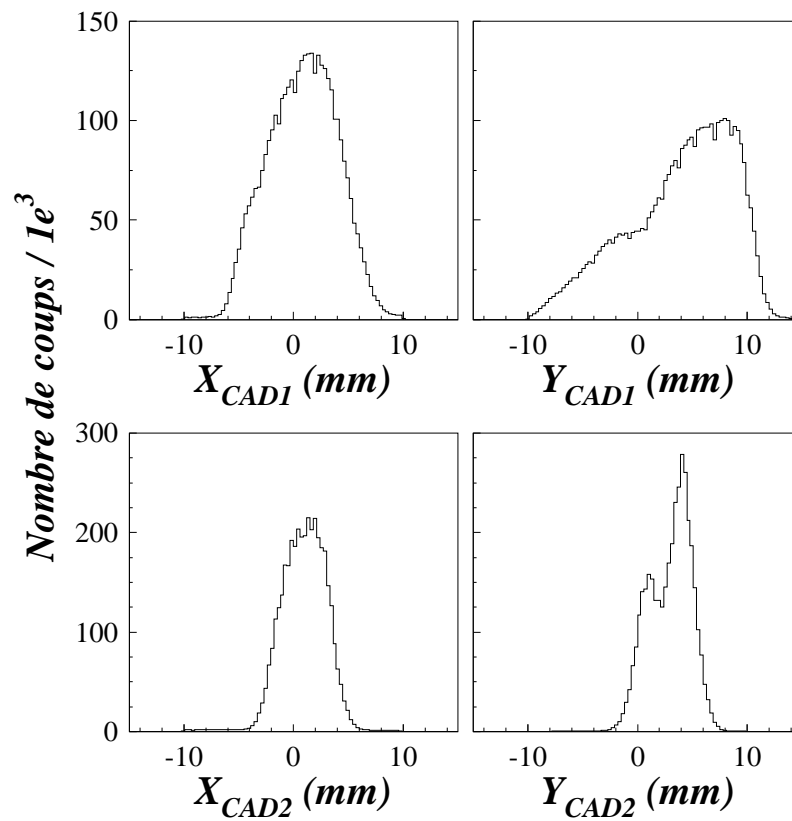
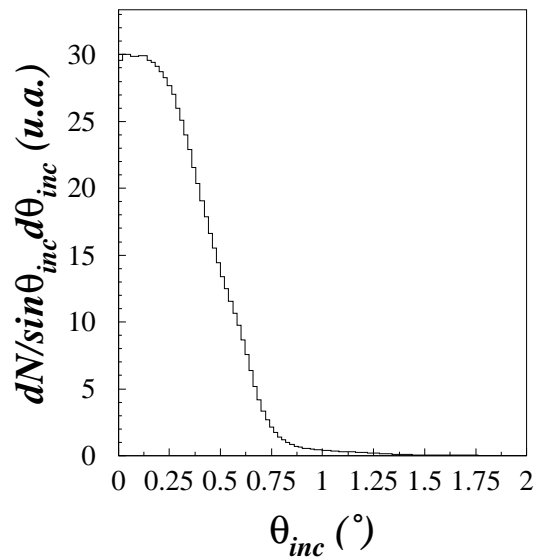


FIG. 3.3 – Image du masque éclairé par le faisceau sur la CAD1 après l'étalonnage (gauche), et les droites d'étalonnage des positions  $X$  et  $Y$  (droite).

#### 3.3.2 Le profil du faisceau

À partir de la mesure de la position sur les deux CAD, nous pouvons déduire les angles polaires  $\theta_{inc}$  et  $\phi_{inc}$  des ions incidents et déterminer la position de l'impact des noyaux incidents sur la cible ( $X_{cible}$  et  $Y_{cible}$ ), événement par événement (§ 3.6). La figure 3.4 représente le profil du faisceau du  $^{14}B$  sur les deux chambres à dérives. L'angle polaire  $\theta_{inc}$  (angle d'ouverture du faisceau) est présenté sur la figure 3.5. La largeur à mi-hauteur de cette distribution est de  $0,5^\circ$  et, compte tenu des résolutions en position des CAD, la résolution ( $FWHM$ ) en angle polaire de l'ion incident est d'environ  $0,2^\circ$ .

FIG. 3.4 – Profil du faisceau de  $^{14}\text{B}$  donné par les CAD.FIG. 3.5 – Ouverture angulaire du faisceau de  $^{14}\text{B}$ .

## 3.4 Le télescope CHARISSA

### 3.4.1 Les détecteurs silicium à pistes

Le but des détecteurs silicium à pistes utilisés dans cette expérience est de mesurer, d'une part, l'énergie perdue  $\Delta E$  d'une particule chargée issue de la réaction, et d'autre part sa position lors de son passage à travers la piste. Les 32 pistes (16 en  $X$  et 16 en  $Y$ ) sont calibrées piste par piste en plusieurs étapes :

#### 3.4.1.1 La linéarisation des codeurs (Matchsticks)

Le codage des signaux analogiques provenant des pistes de Si et des cristaux de CsI en signaux digitaux est effectué par les ADCs. Ces derniers doivent être étalonnés en premier pour assurer une réponse linéaire en fonction de l'amplitude du signal. Pour se faire, un générateur d'impulsion d'amplitude variable a été branché sur le préamplificateur de chaque piste (et CsI). En variant l'impulsion de 0,5 V à 9,5 V avec un pas de 0,5 V, nous obtenons le spectre "matchsticks" pour chaque extrémité de piste, comme le montre la partie gauche de la figure 3.6. Le centre de chaque pic correspond à une valeur de l'impulsion. La partie droite de la figure montre bien la linéarité des ADCs. Le gain des préamplificateurs est ainsi normalisé par son équivalent en Volt en utilisant un fit linéaire pour chaque ADC.

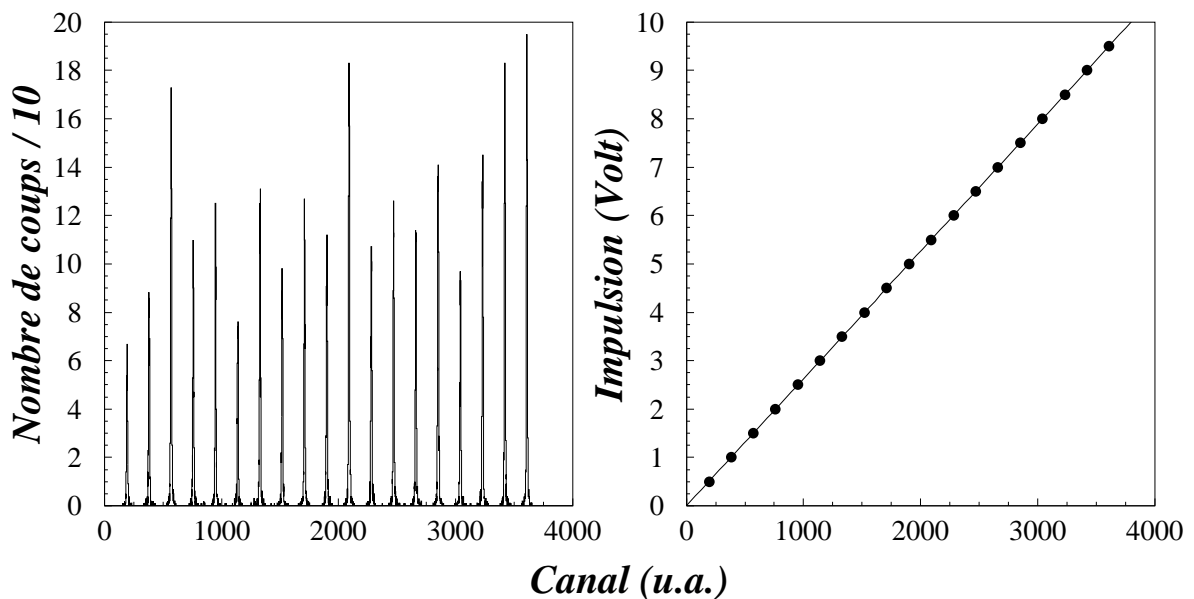


FIG. 3.6 – Réponse à un générateur d'impulsion du codeur ADC pour le Si.

### 3.4.1.2 L'équilibrage des gains (Gain Matching)

En utilisant la linéarisation des codeurs, la deuxième étape consiste, à harmoniser la réponse de ses extrémités pour chaque piste. Pour cela, une source AMR33, dite source trois  $\alpha$  (Pu, Am et Cm), dont les énergies respectives sont 5,157, 5,486 et 5,806 MeV, a été placée devant chaque silicium afin d'irradier toutes les pistes. Ces particules  $\alpha$  s'arrêtent dans le détecteur et y déposent toute leur énergie.

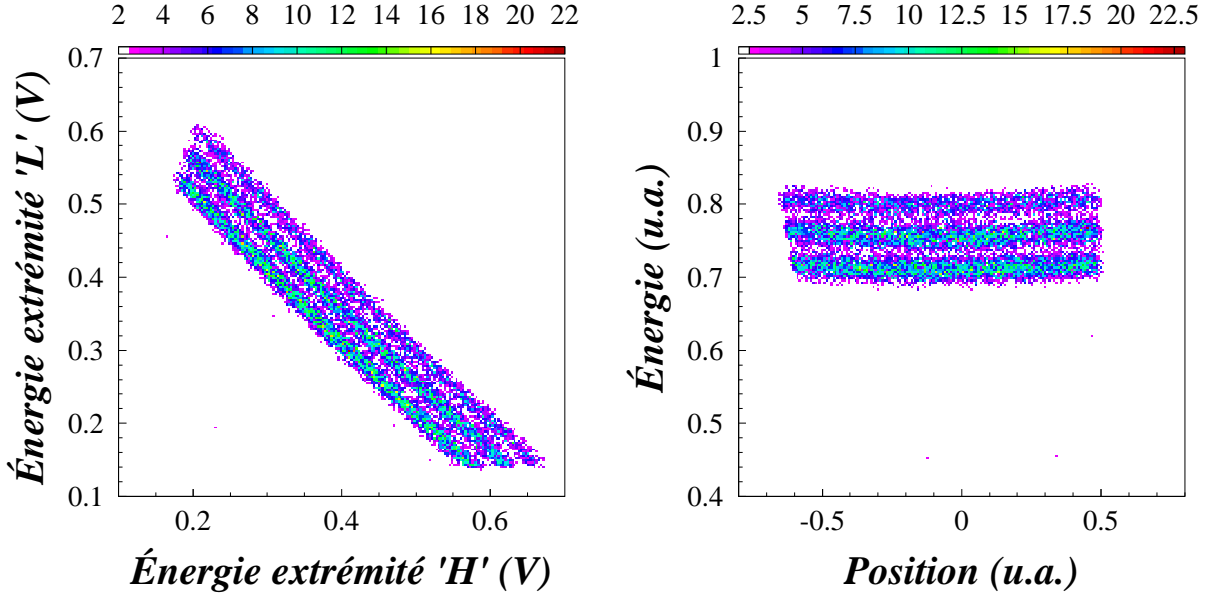


FIG. 3.7 – Lignes trois  $\alpha$  sur une piste de Si calibrée.

La partie gauche de la figure 3.7 représente l'énergie déposée dans une des deux extrémités d'une piste par rapport à l'autre. Les trois lignes correspondent aux trois énergies alpha. Puisque des particules chargées de même énergie doivent déposer la même quantité d'énergie dans la piste, indépendamment de l'endroit de leur passage, un ajustement de la pente liant les deux extrémités de la piste est nécessaire afin de rendre les trois lignes parallèles à la seconde bissectrice. Corriger pour chaque piste la pente de ces droites revient donc à ajuster la réponse d'une extrémité par rapport à l'autre. Une fois corrigée, la partie droite de la figure 3.7 montre bien que l'énergie déposée est indépendante de la position (équation 3.6) de l'impact sur la piste.

### 3.4.1.3 L'étalonnage des pistes en position

La position sur une piste s'exprime par :

$$X = \frac{E_H - E_L}{E_H + E_L} k_1 + k_0 \quad (3.6)$$

où  $E_H$  et  $E_L$  sont les signaux recueillis aux deux extrémités, préalablement corrigés par les deux étapes précédentes.

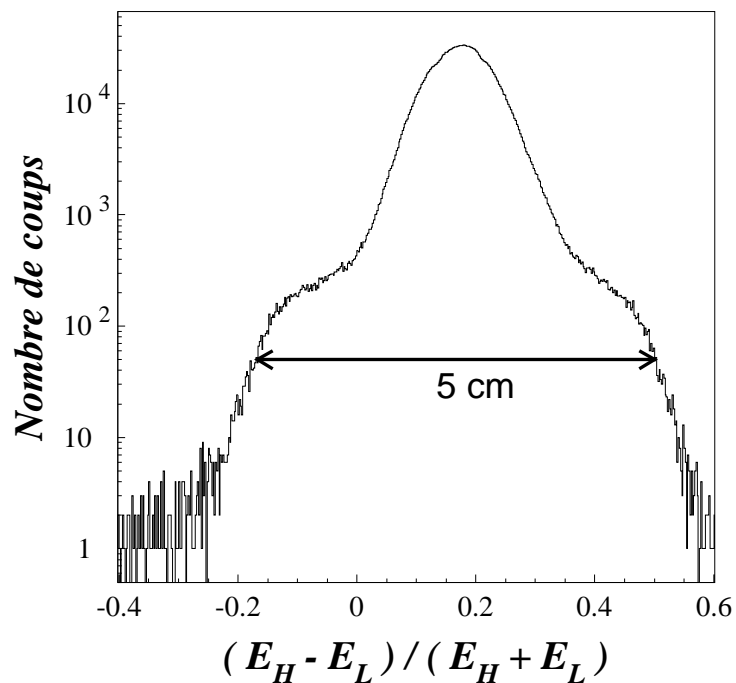


FIG. 3.8 – Spectre en position pour une piste de Si (expérience E483).

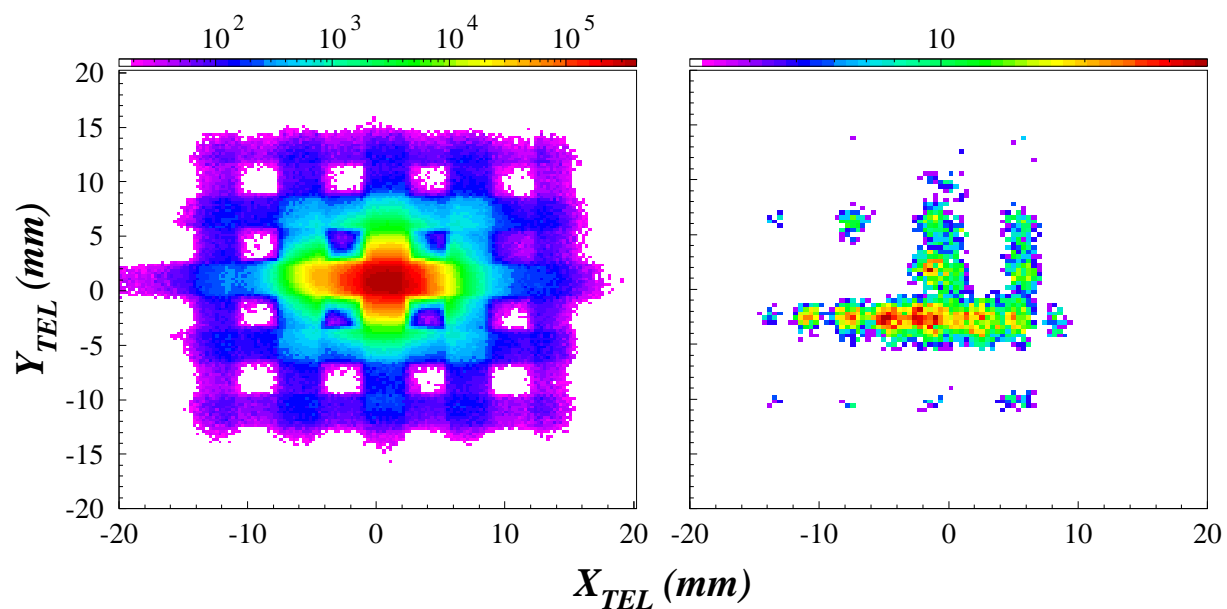


FIG. 3.9 – Image sur les détecteurs Si, des pistes impaires (gauche) et du masque de la CAD2 (droite).

Pour déterminer le coefficient  $k_1$ , le spectre en position a été reconstruit en utilisant les événements de l'expérience. La descente de deux côtés du spectre marque bien les frontières de la piste. Connaissant la longueur de chaque piste (5 cm), il est possible d'en déduire les coefficients  $k_1$  pour toutes les pistes (figure 3.8). Ensuite, la projection d'une piste d'un étage sur les pistes croisées de l'autre étage permet de déduire les coefficients  $k_0$  pour obtenir le profil linéaire de chaque piste (figure 3.9). Enfin, la position sur toutes les pistes doit être corrigée par rapport au centre du masque de la deuxième chambre à dérive. La résolution ( $FWHM$ ) en position des détecteurs silicium est de l'ordre de 1,5 mm.

#### 3.4.1.4 L'étalonnage des pistes en énergie

L'énergie déposée  $\Delta E$  par un ion est donnée par la somme des signaux aux deux extrémités d'une piste ( $\Delta E = E_H + E_L$ ). Ces signaux sont indépendants de la charge et de la masse de la particule chargée. Pour calibrer ces voies, nous avons utilisé un "cocktail" d'ions contenus dans le faisceau secondaire, avec plusieurs réglages de rigidité magnétique de LISE et sans cible.

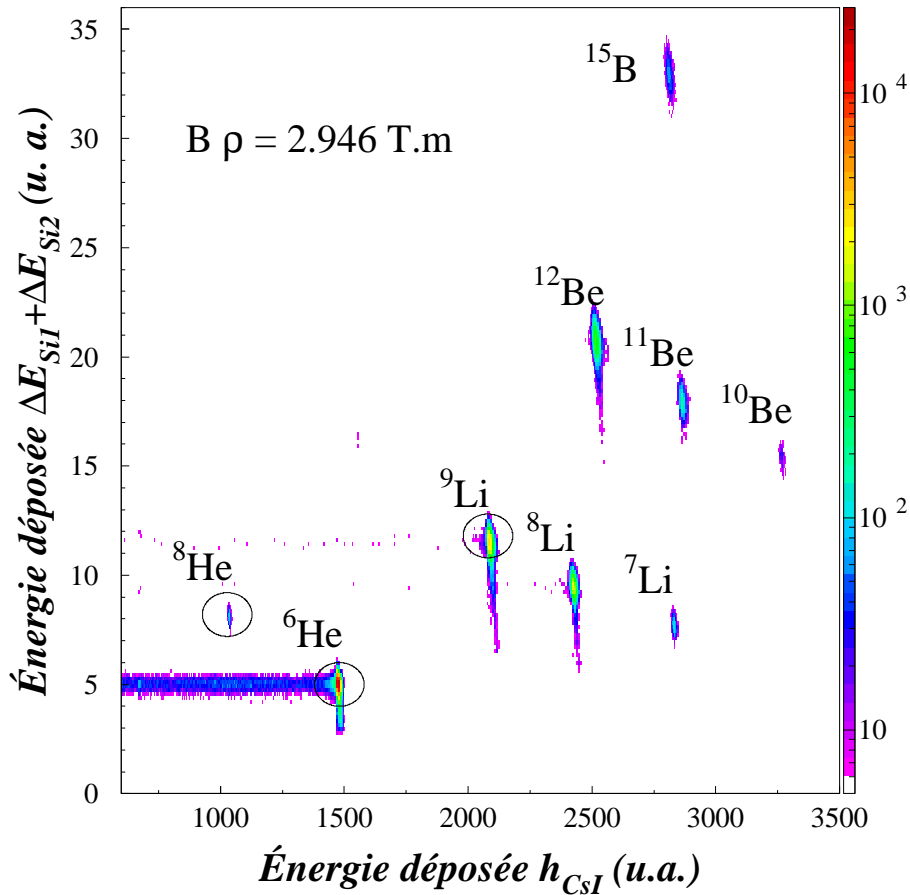


FIG. 3.10 – Spectre des noyaux présents dans le faisceau de calibration pour  $B\rho = 2.946$  T.m.

Pour calibrer les siliciums, il faut d'abord identifier les ions. Pour ce faire, nous avons reconstruit pour chaque piste le spectre bidimensionnel non calibré de l'énergie déposée dans le silicium en fonction de l'énergie déposée dans le CsI. Un exemple de ce spectre est présenté sur la figure 3.10 qui montre clairement la séparation des ions.

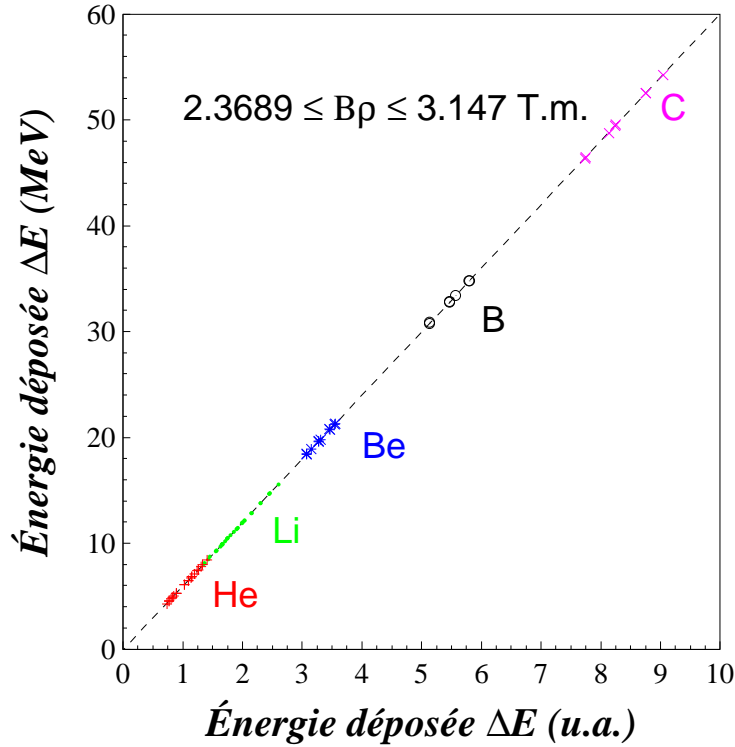


FIG. 3.11 – Droite d'étalonnage en énergie d'une piste de silicium construite avec plusieurs noyaux (He, Li, Be, B et C) et pour plusieurs rigidités magnétiques.

En utilisant le programme de simulation du spectromètre LISE [Bazi05], nous avons pu identifier les noyaux et calculer l'énergie déposée par chaque ion dans les siliciums et les CsI pour chaque valeur de la rigidité magnétique. Ensuite, en reconstruisant le spectre de l'énergie déposée dans le Si en fonction du signal recueilli sur chaque piste (figure 3.11), et en faisant un ajustement linéaire, nous obtenons les coefficients ( $a$  et  $b$ ) de calibration de chaque piste selon l'équation suivante :

$$\Delta E_{[MeV]} = a.\Delta E_{[Canaux]} + b \quad (3.7)$$

### 3.4.2 Les cristaux d'iodure de césium (CsI)

Les ions s'arrêtent dans les CsI en déposant le reste de leur énergie. La réponse est plus compliquée que celle pour les siliciums. La quantité de lumière produite par le CsI n'est pas linéaire par rapport à l'énergie déposée, et dépend de la charge  $Z$  ainsi que de la masse

$A$  de l'ion détecté. C'est pourquoi un étalonnage spécifique à chaque nucléide d'intérêt est nécessaire.

Pour paramétriser la dépendance en charge et en masse de l'ion incident, plusieurs expressions d'origine physique pourraient être utilisées [Parl02, Horn92]. La figure 3.12 représente la lumière produite dans un cristal de CsI en fonction de l'énergie déposée par un fragment d' $^8\text{He}$ . Les différents points viennent de plusieurs rigidités magnétiques. L'expression utilisée pour notre calibration est celle donnée par nos collaborateurs CHARISSA [Pain04, Jone00] :

$$L_{[Canaux]} = a_0 + a_1 \left[ E_{[MeV]} - a_2 AZ^2 \ln \left\{ 1 + \frac{E_{[MeV]}}{a_3 AZ^2} \right\} \right] \quad (3.8)$$

où  $L$  est la lumière émise recueillie sur chaque CsI,  $a_0, a_1, a_2, a_3$  sont les coefficients à déterminer,  $A$  et  $Z$  représentent le nombre atomique et la charge du fragment détecté, et  $E$  l'énergie de celui-ci.

Notons enfin que pour les fragments légers auxquels nous nous intéressons, à savoir l' $^6,8\text{He}$  et le  $^9\text{Li}$ , et aux énergies utilisées, la non-linéarité de la réponse des scintillateurs n'est pas très critique. La résolution ( $FWHM$ ) en énergie du télescope a été mesurée : elle est d'environ 2 % pour des noyaux légers comme l'hélium et le lithium.

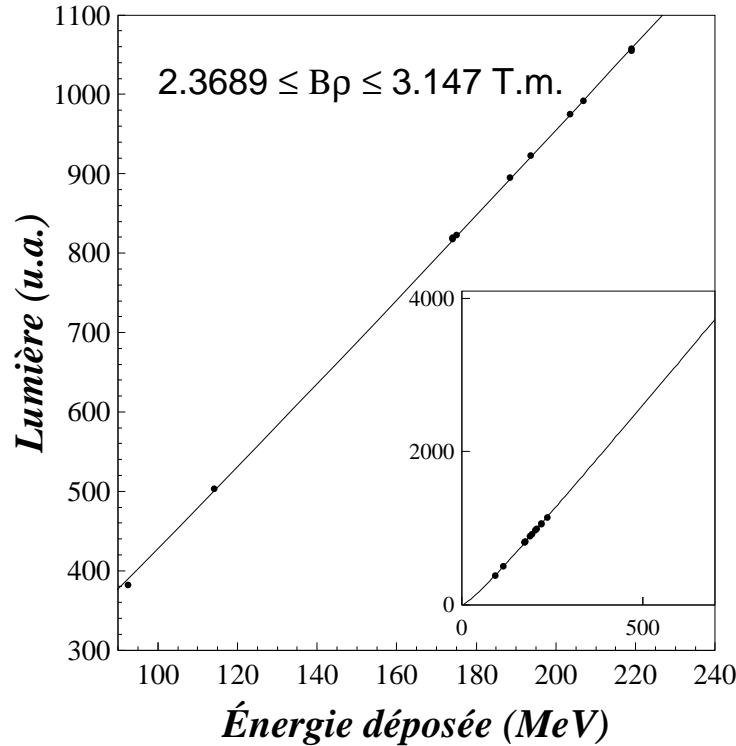


FIG. 3.12 – Fonction de calibration en énergie du détecteur CsI pour l' $^8\text{He}$ .



### 3.4.3 La validation de l'événement dans le télescope

Un ion, lors de son passage dans le télescope, doit déposer une partie de son énergie dans chaque silicium avant de s'arrêter dans le CsI en déposant le reste. Nous avons donc deux pistes de Si touchées et un cristal de CsI. Pour un détecteur idéal, cela induit un signal sur chaque extrémité d'une même piste et un signal sur le cristal touché (4 signaux sur le silicium et 1 signal sur le CsI). En réalité, la multiplicité des siliciums est différente de 4. En examinant les signaux recueillis à chacune des 64 extrémités de piste, nous avons pu définir des seuils haut et bas pour chacune d'entre elles. Il est aussi possible de définir des seuils pour les cristaux de CsI. La validation d'un événement à un seul fragment dans la voie finale demande donc de satisfaire les conditions suivantes :

- le nombre de signaux émis pour les Si (au-dessus du seuil bas et en-dessous du seuil haut) doit être égale à 4.
- la même chose pour les CsI sauf que le nombre doit être égale à 1.

Ces critères éliminent les événements pour lesquels l'ion n'a pas été bien détecté, ainsi que ceux où un ion a diffusé entre les CsI, et ceux pour lesquels plusieurs ions ont été détectés.

### 3.4.4 Mesure de l'épaisseur de la cible

En utilisant des mesures pour la même rigidité magnétique du spectromètre, avec et sans cible, il est possible de mesurer l'épaisseur de la cible. En effet, la différence entre l'énergie totale mesurée (la somme de la perte d'énergie dans les siliciums et l'énergie résiduelle dans le CsI) d'un isotope du faisceau avec et sans cible, reflète une mesure indirecte de l'épaisseur de la cible. L'épaisseur en fonction de cette différence en énergie a été calculée en utilisant le code LISE [Bazi05], et le tableau 2.2 regroupe les valeurs obtenus pour nos expériences.

### 3.4.5 Analyse des produits de réaction dans le télescope

Hormis la mesure de l'énergie et de la position, le télescope doit permettre d'identifier les fragments chargés issus de la réaction, afin de pouvoir sélectionner le fragment d'intérêt en coïncidence avec un neutron. Ici, la méthode employée est illustrée avec des données principales de l'expérience E483 et la sélection en vol d'un faisceau de  $^{11}\text{Be}$ .

#### 3.4.5.1 Identification

L'ion chargé, produit par la réaction de cassure du faisceau sur la cible, sera identifié grâce à sa perte d'énergie  $\Delta E$  dans les deux détecteurs silicium à pistes et à son énergie résiduelle  $E$  mesurée dans l'un des scintillateurs CsI (toutes les particules chargées de  $Z > 1$  s'arrêtent dans le CsI). Du fait de la très faible épaisseur des deux détecteurs de silicium (500  $\mu\text{m}$ ) par rapport aux cristaux de CsI (25 mm), l'énergie perdue  $\Delta E$  pourrait être liée à  $E$  par la formule de Bethe-Bloch suivante [Beth53] :

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E} \quad (3.9)$$

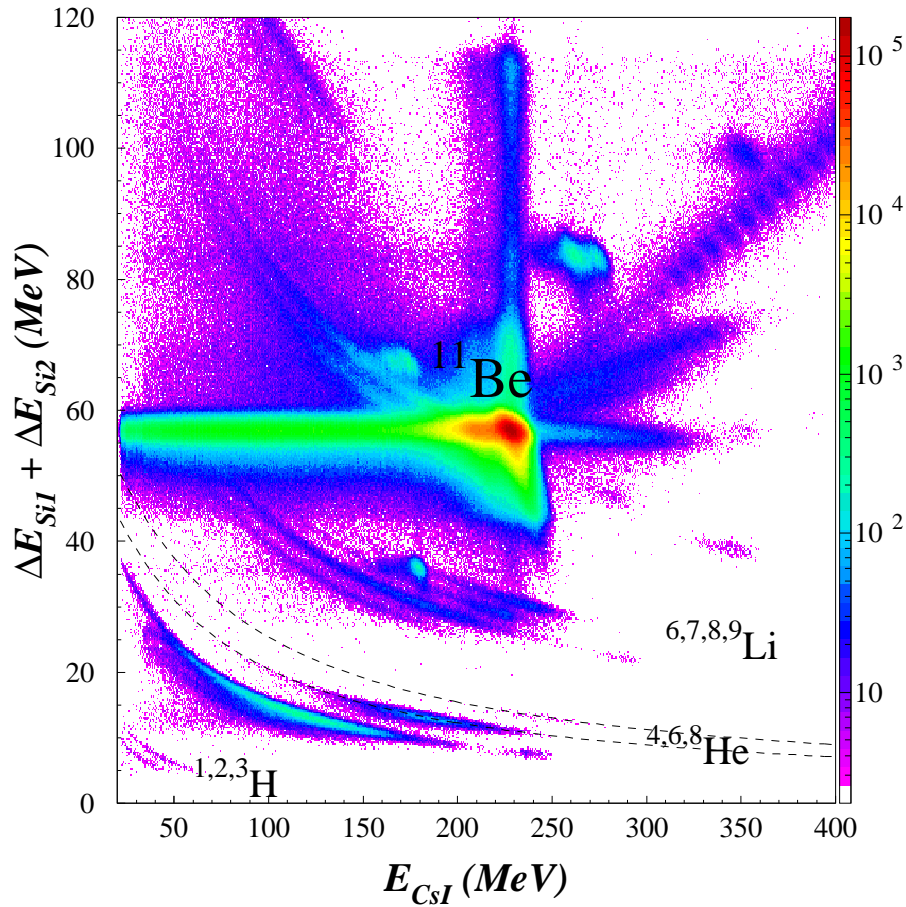


FIG. 3.13 – Spectre d'identification brut  $\Delta E-E$  du télescope. Les enregistrements sont avec un faisceau de  $^{11}\text{Be}$  et une cible de C.

Le spectre 3.13 représente la somme de la perte d'énergie des deux Si en fonction de l'énergie perdue dans le CsI. La relation de Bethe-Bloch se traduit par de lignes hyperboliques, chacune attachée à un noyau de  $Z$  et  $A$  bien définis, permettant ainsi d'identifier tous les produits chargés de la réaction. Parmi ces fragments, nous pouvons ainsi distinguer de bas en haut les isotopes de l'hydrogène  $^{1,2,3}\text{H}$ , de l'hélium  $^{3,4,6,8}\text{He}$ , du lithium  $^{6,7,8,9}\text{Li}$  et enfin ceux du béryllium  $^{10,11}\text{Be}$ . Le pic principal, le plus intense, correspond aux noyaux du faisceau de  $^{11}\text{Be}$  n'ayant pas interagis, quant aux autres points d'accumulation, ils correspondent aux noyaux présents dans le faisceau ayant le même temps de vol que le faisceau de  $^{11}\text{Be}$  (proportion des événements très faible).

En dehors de ces hyperboles et de ces taches, nous pouvons distinguer plusieurs structures de part et d'autre du pic du faisceau. La bande horizontale à gauche du pic correspond à la perte de neutrons des isotopes du faisceau à la suite de réactions dans le CsI. Ces neutrons s'échappent alors du détecteur et emportent avec eux la différence d'énergie. La partie

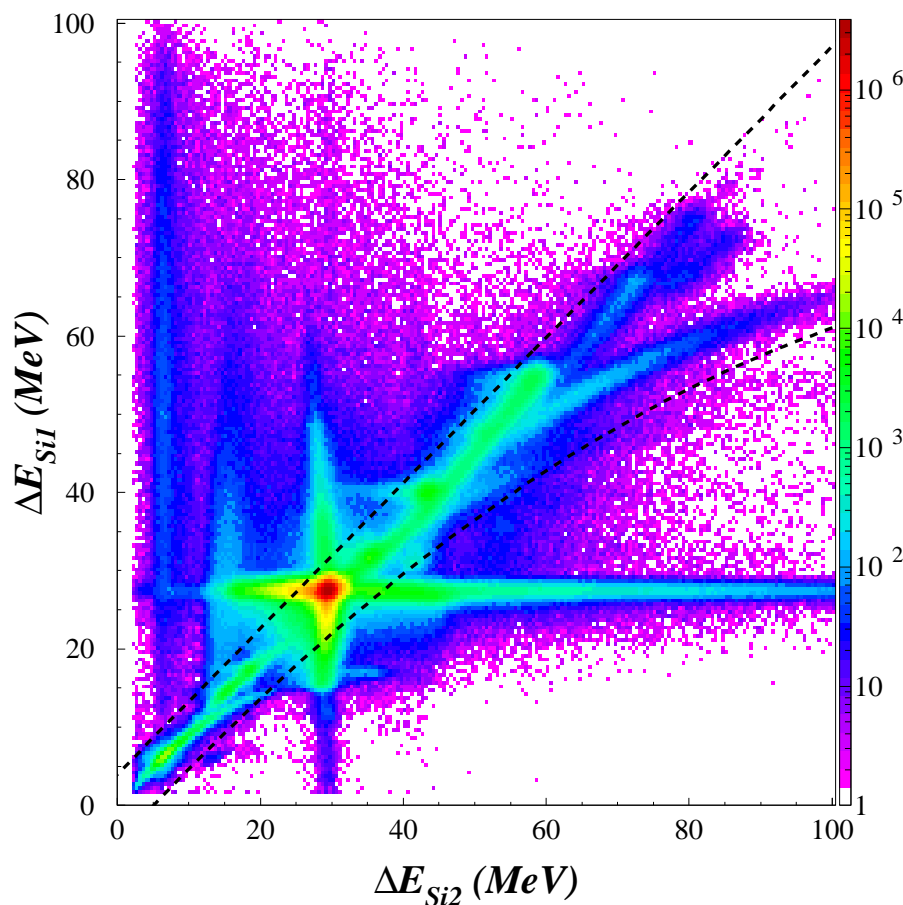


FIG. 3.14 – Énergie déposée dans le Si1 en fonction du Si2 (faisceau de  $^{11}\text{Be}$ , cible de C).

droite de cette bande, ainsi que la bande verticale au-dessus du pic du faisceau proviennent d'un phénomène d'empilement électronique dans le CsI et le Si respectivement.

Enfin, la tache qui s'étire obliquement sous le pic principal provient du phénomène de "Channeling". Celui-ci est dû à des événements pour lesquels la particule chargée a traversé le silicium parallèlement aux mailles du réseau cristallin, ce qui conduit à un moindre dépôt d'énergie.

Pour nettoyer les spectres d'identification et mieux extraire les bons événements, nous avons effectué des sélections basées sur l'allure théorique de la perte d'énergie dans les deux siliciums. La figure 3.14 représente l'énergie déposée dans le *Si1* en fonction du *Si2*. Une coupure polynomiale simple permet de rejeter les événements mal détectés dans les siliciums, au-delà de la zone entre les deux traits en pointillés.

En appliquant ces conditions et en demandant un neutron d'énergie supérieure à 15 MeV (la détection des neutrons est exposée dans la section suivante), nous avons pu obtenir un spectre plus propre pour les événements fragment+n (figure 3.15). Les courbes en tirets le long des hyperboles sont déduites d'un code de calcul de perte d'énergie pour

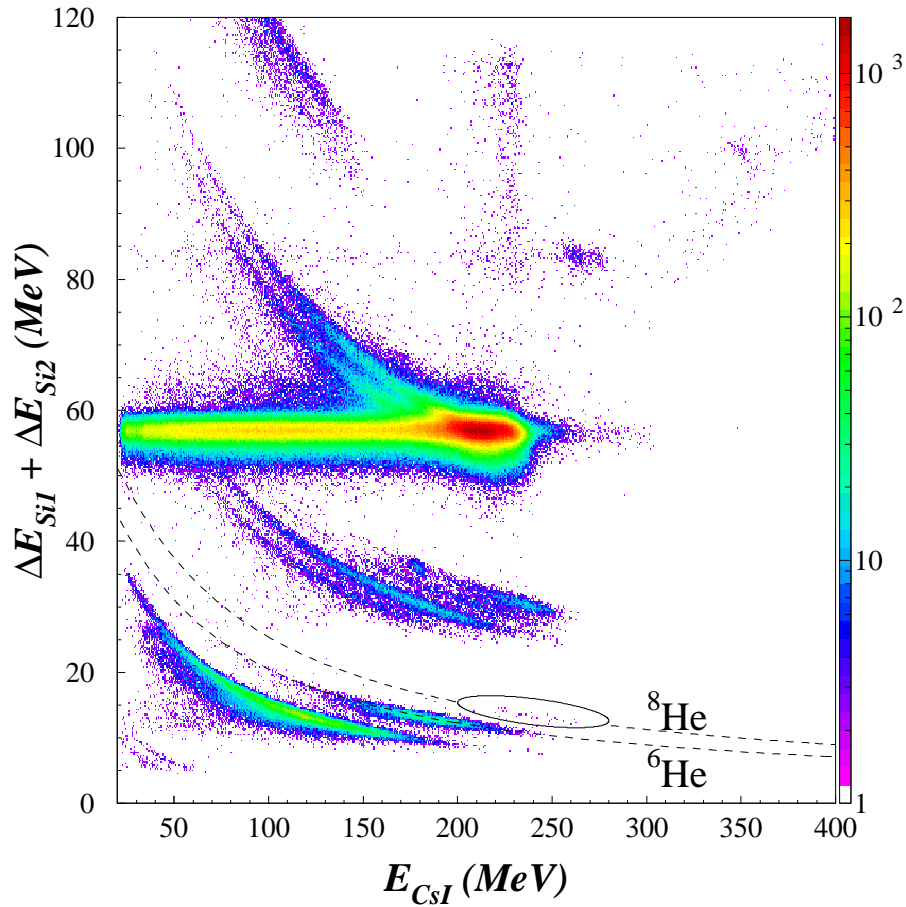


FIG. 3.15 – Spectre d'identification (brut)  $\Delta E-E$  du télescope en coïncidence avec un neutron (faisceau de  $^{11}\text{Be}$ , cible de C).

$^{6,8}\text{He}$  [Bazi05]. Elles s'ajustent toutes les deux correctement aux données expérimentales, ce qui nous assure une bonne calibration en énergie du télescope.

Un problème d'identification s'ajoute à chaque fois que nous étudions des produits de la réaction de même charge atomique que celle du faisceau, comme dans l'expérience E378 (faisceau de  $^8\text{He}$  et fragment de  $^6\text{He}$ ). En effet, la bande correspondant à l'interaction du faisceau dans les CsI (figure 3.16) se mélange aux hyperboles des produits de réaction de l'hélium. L'unique solution pour s'en affranchir est de supprimer toute la bande, mais en revanche, cette méthode fait chuter la statistique concernant la détection des fragments  $^6\text{He}$ .

Enfin, toutes ces coupures se révèlent parfois impuissantes à sélectionner proprement le noyau d'intérêt, comme pour le  $^9\text{Li}$  de la figure 3.15, où une tache de faisceau du  $^9\text{Li}$  (la coupure en temps de vol faisceau n'a pas permis de la rejeter) reste présente dans le

télescope. Nous sommes donc obligés d'imposer une coupure sur chaque tache de ce genre et de la rejeter.

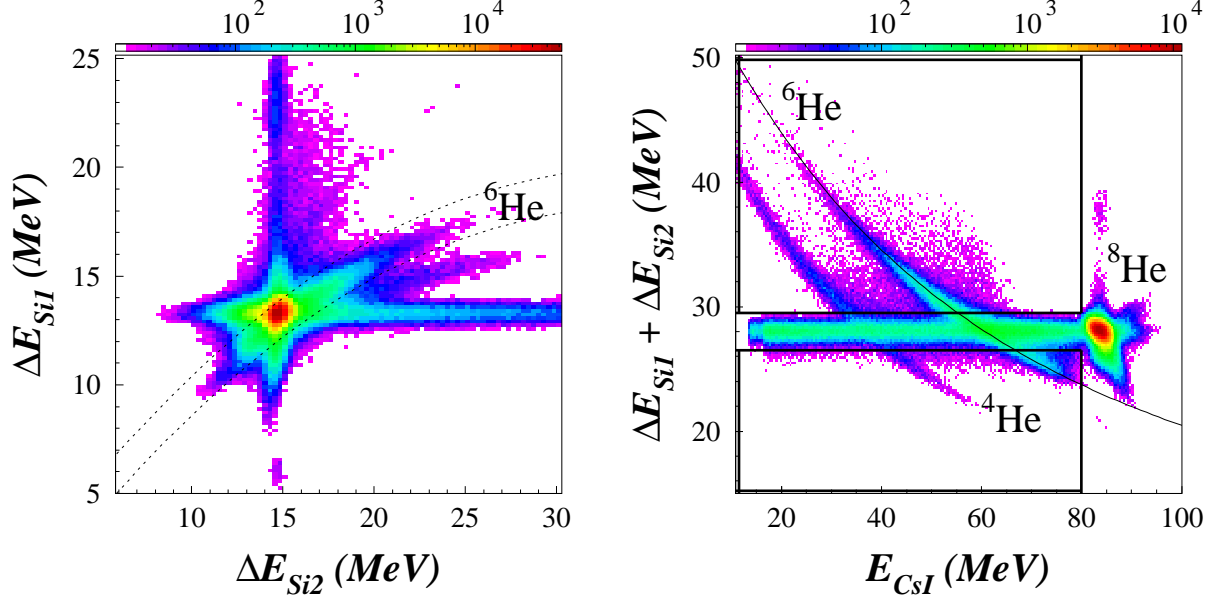


FIG. 3.16 – Gauche : Spectre  $\Delta E_1 - \Delta E_2$  pour les siliciums. Droite : Spectre d'identification  $\Delta E - E$  du télescope en coïncidence avec un neutron du faisceau d' $^8\text{He}$  (E378).

### 3.4.5.2 Sélection

A partir de ces matrices d'identification, nous avons ensuite cherché à isoler les isotopes d'intérêt, à savoir le cœur du noyau non lié étudié. La méthode consiste à projeter la matrice d'identification selon une direction définie par une fonction analytique [TG02] basée sur la formule 3.9 de Bethe-Bloch, dont les paramètres sont ajustés afin d'épouser les hyperboles pour un nucléide donné. Le calcul du *PID* "Particle IDentification" est effectué ainsi :

$$\Delta E_{Si} = ((gE_{CsI})^{\mu+1} + PID)^{1/(\mu+1)} - gE_{CsI} \quad (3.10)$$

et le *PID* est défini par la relation suivante :

$$PID = (\lambda Z^{2/(\mu+1)} A^{(\mu/(\mu+1))})^{(\mu+1)} \quad (3.11)$$

où les paramètres  $g$ ,  $\mu$  et  $\lambda$  dépendent de la charge du noyau.

La figure 3.17 illustre les résultats concernant les isotopes de l'hélium pour le faisceau d' $^8\text{He}$  et du lithium pour le faisceau de  $^{14}\text{B}$ . Il suffit alors de fixer des limites inférieures et supérieures à chaque pic pour isoler les différents fragments d'intérêt (par exemple entre 8,5 et 9,5 pour le  $^9\text{Li}$ ).

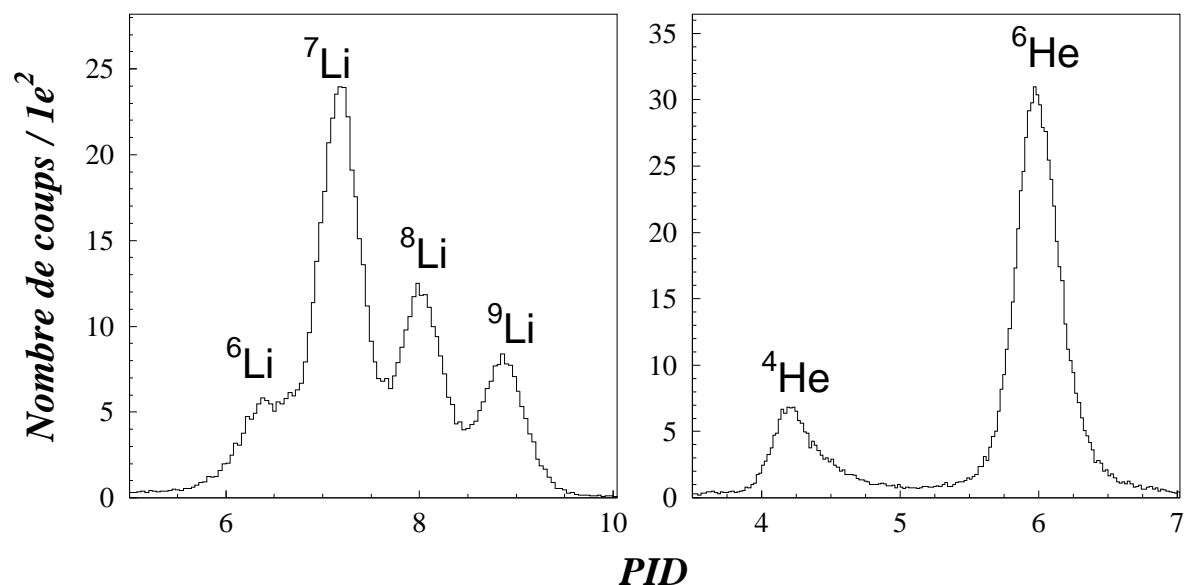


FIG. 3.17 – Spectres *PID* construits à partir du CsI et de deux siliciums pour les isotopes du lithium (gauche, E483) et de l'hélium (droite, E378).

## 3.5 Le multidétecteur DéMoN

Le multidétecteur DéMoN, détecteur utilisé pour identifier et mesurer l'impulsion des neutrons issus de la réaction, fournit deux types d'informations : l'angle d'émission et l'énergie. L'angle est celui du module touché et l'énergie est déduite du temps de vol du neutron entre la cible et le module.

L'analyse des neutrons correspond aux données pour lesquelles nous détectons un seul neutron dans un module DéMoN en coïncidence avec un seul fragment chargé dans le télescope.

### 3.5.1 La calibration en temps de vol des neutrons

Le neutron étant émis au moment de la réaction dans la cible, le temps de vol est mesuré entre le TRIFOIL et le module touché. Le START est donné par le signal rapide du module DéMoN touché, et le STOP par un signal retardé provenant de TRIFOIL (§ 2.3.1.1) qui sert de trigger.

Le spectre en temps de vol brut (à gauche sur la figure 3.18) ainsi obtenu est inversé et présente deux structures : un pic très étroit correspondant aux  $\gamma$  de la réaction (dits " $\gamma$  prompts"), et une distribution plus large attribuée aux neutrons. Le fond plat aléatoire qui balaie l'étendue du spectre est produit par des coïncidences fortuites dues à la radioactivité ambiante (photons et rayonnements cosmiques).

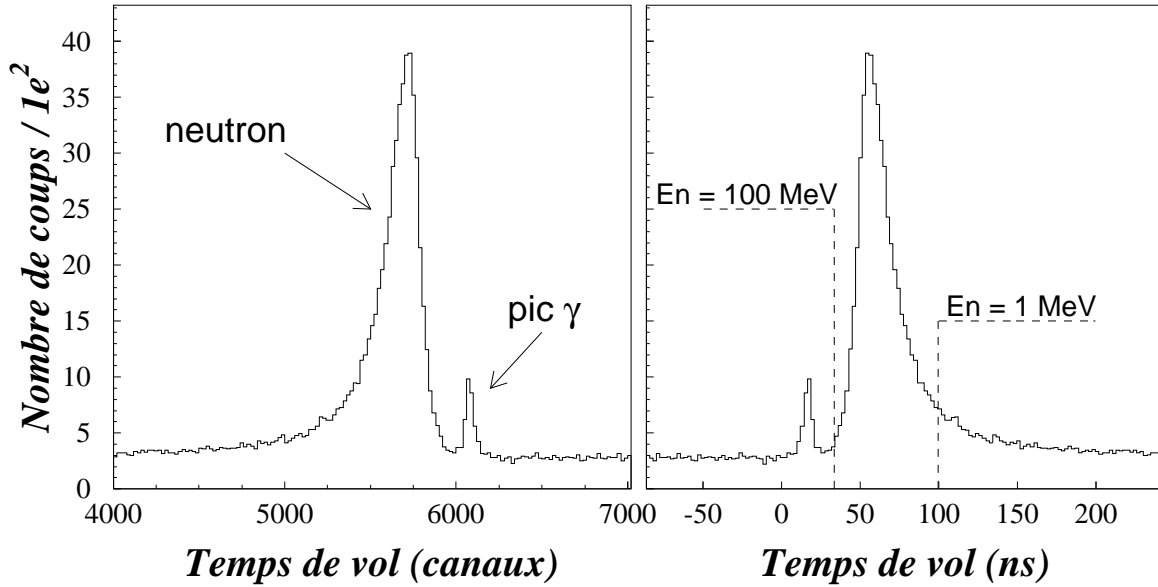


FIG. 3.18 – Temps de vol avant (à gauche) et après étalonnage (à droite) d'un module DéMoN. Le  $^{11}\text{Be}$  a été sélectionné comme faisceau.

Le pic  $\gamma$  prompts est utilisé comme référence pour la calibration en temps de vol des neutrons. Le temps de vol de ces  $\gamma$  est en effet calculable à partir de la distance  $d$  entre la chambre de réaction et le module DéMoN considéré ( $T_\gamma = d/c$ ,  $c$  étant la vitesse de la lumière). Le temps de vol neutron (en ns) peut s'exprimer par :

$$T_n = k_{TDC} \times (C_\gamma - C_n) + T_\gamma \quad (3.12)$$

où  $C_\gamma$  et  $C_n$  sont respectivement le numéro de canal du pic  $\gamma$ , le temps de vol du neutron exprimé en canaux, et le coefficient de conversion  $k_{TDC}$  de l'ordre de 0,11 ns/canal correspond à la pente du codeur TDC étalonné au moyen d'un générateur d'impulsion.

Les photons prompts présents dans le pic proviennent majoritairement du CsI du télescope [Jone00] (le CsI est beaucoup plus épais que la cible ; le parcours possible est donc plus important). Le temps  $T_\gamma$  est donc la somme de trois termes : le temps de vol du faisceau entre la cible et les siliciums, le temps de vol du faisceau entre les siliciums et le CsI et le temps de vol du  $\gamma$  entre le CsI et le module touché (les  $\gamma$  parcourent 10 cm en moyenne avant d'interagir dans le scintillateur).

La partie droite de la figure 3.18 représente le spectre en temps de vol calibré, les  $\gamma$  prompts sont situés à 20 ns en moyenne. Les événements d'origine aléatoire présents sur toute la gamme du spectre (même à des valeurs négatives en temps de vol) vont être éliminés par la méthode de discrimination en signaux. La résolution ( $FWHM$ ) en temps de vol est d'environ 1,5 ns.

### 3.5.2 L'identification des neutrons : discrimination $n$ - $\gamma$

Outre les neutrons, nous venons de voir sur les spectres en temps de vol que les modules DéMoN sont également sensibles aux gammas ( $\gamma$ ). Ces derniers constituent un bruit dont nous devons nous affranchir.

En fixant un seuil minimal en énergie (ou en temps de vol pour chacun des modules DéMoN), les  $\gamma$  prompts sont automatiquement éliminés. Quant aux  $\gamma$  dus à la radioactivité ambiante, seule une analyse en forme du signal permet de les éliminer. Les neutrons diffusent sur des particules hadroniques (surtout des protons) et ce sont ces particules de recul qui, en ionisant le milieu scintillant, sont détectées alors que les  $\gamma$  (et les rayonnements cosmiques) diffusent sur les électrons par effet Compton. La forme du signal en sortie dépend de la particule du recul, comme le montre la figure 3.19. Il est donc possible de faire la discrimination entre les neutrons et les  $\gamma$  en utilisant la forme du signal.

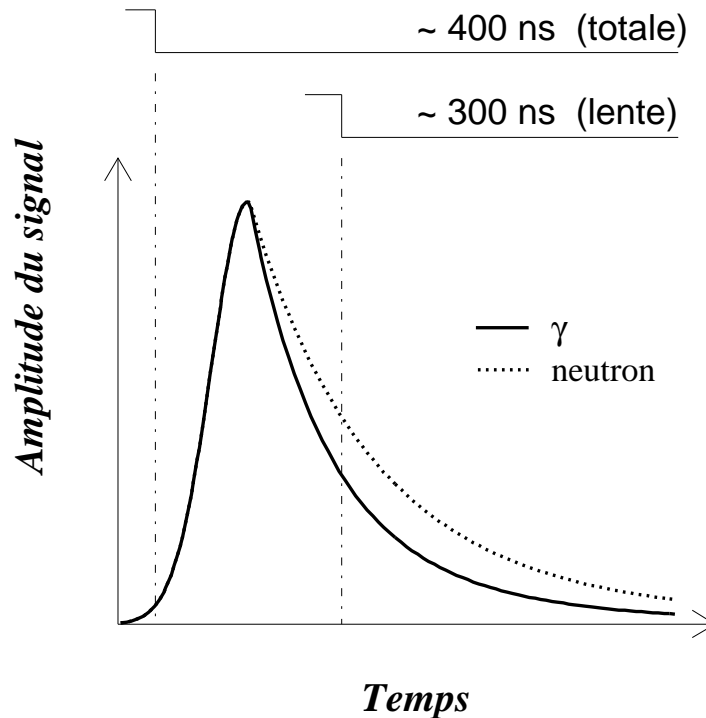


FIG. 3.19 – Forme schématique du signal correspondant à la lumière émise par un module DéMoN.

Le signal en sortie de chaque module est intégré et divisé en deux composantes [Moua94], charge lente  $Q_{lente}$  et charge totale  $Q_{totale}$ . La construction du spectre à deux dimensions (figure 3.20) à partir de la charge totale et de la charge lente permet d'observer principalement deux branches. La plus basse correspond aux  $\gamma$  et la plus haute correspond aux neutrons [Tilq95]. Pour sélectionner les neutrons, il suffit d'imposer :

$$Q_{lente} > a_0 + a_1 Q_{totale} + a_2 Q_{totale}^2 + a_3 Q_{totale}^3 \quad (3.13)$$



où les  $a_i$  sont les coefficients du polynôme qui sépare les branches neutron de la branche  $\gamma$  dans le plan  $(Q_{lente}, Q_{totale})$ . Ils sont déterminés pour chacun des modules DéMoN.

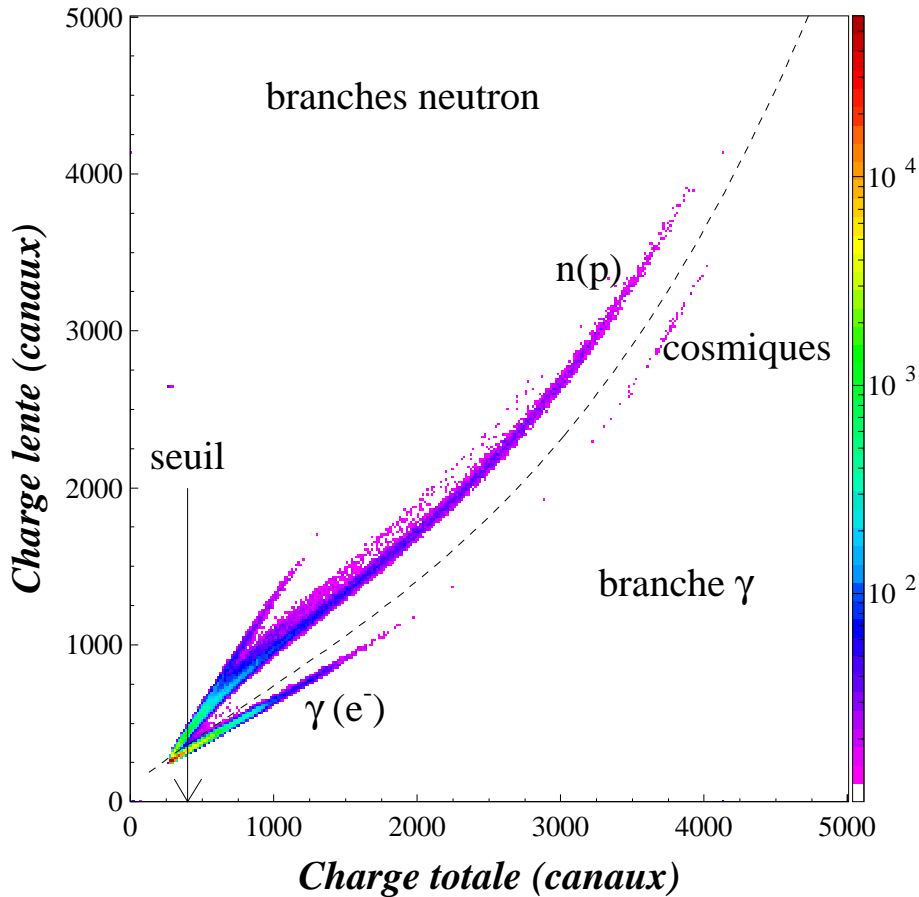
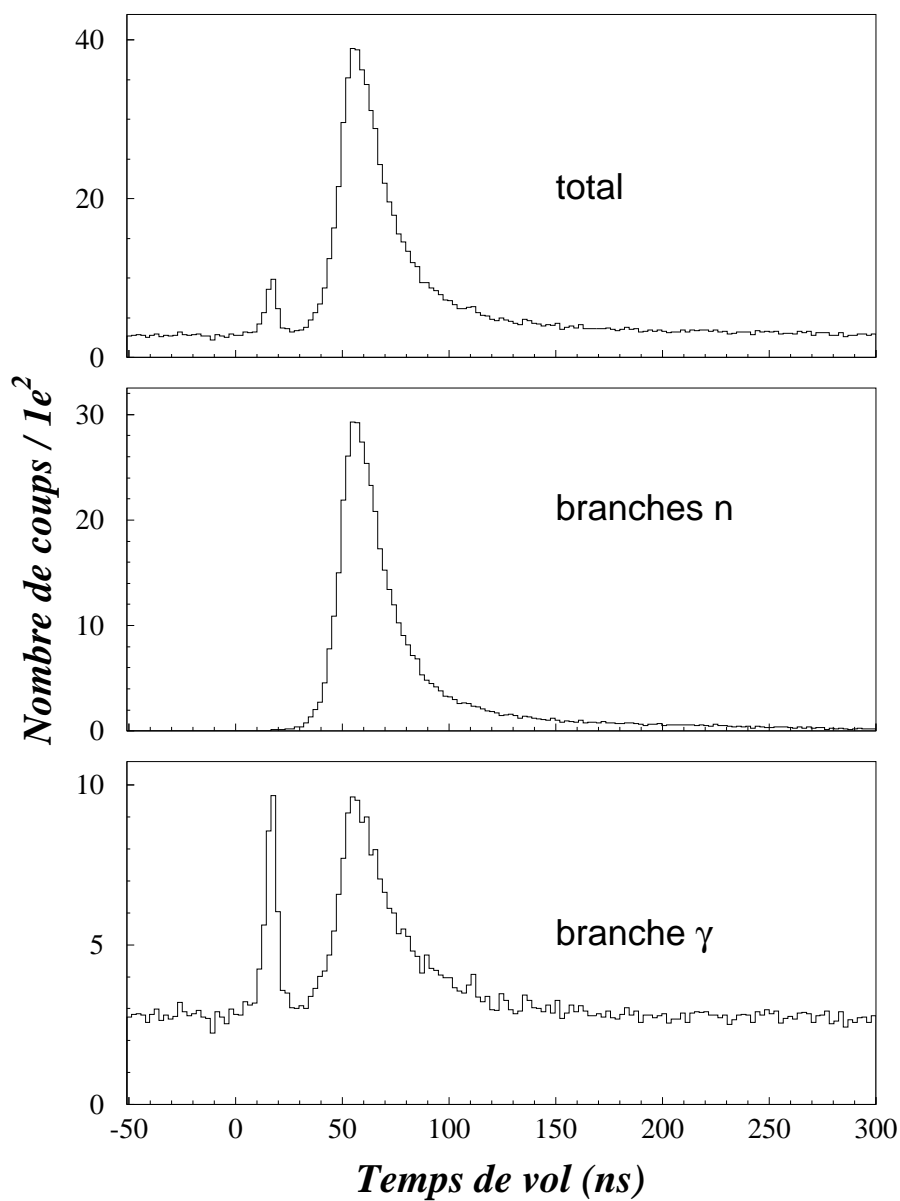


FIG. 3.20 – Charge lente en fonction de la charge totale collectée dans un module DéMoN.

Malheureusement, cette séparation reste impossible dans la région à faible charge collectée. C'est pourquoi, un seuil minimal en charge totale a été fixé afin de rejeter tous les événements inférieurs à ce seuil. Dans le but de fixer le même seuil pour tous les modules, une calibration en énergie est nécessaire (§ suivant).

La figure 3.21 présente l'effet de la discrimination pour le spectre brut en temps de vol d'un des modules DéMoN. Nous pouvons remarquer qu'après la discrimination les  $\gamma$ , prompts et aléatoires, ont totalement disparus. Par contre, le troisième spectre révèle la présence de neutrons dans la branche  $\gamma$ . Ils constituent environ 20 % de la totalité des neutrons, leur présence dans la branche  $\gamma$  est due à des interactions avec les matériaux entourant les scintillateurs. Le reste provient de l'interaction  $C(n, n'\gamma)C$  qui produisent des événements ayant un temps de vol neutron mais une énergie lumineuse correspondant à un  $\gamma$  [Labi99].

FIG. 3.21 – Effets de la discrimination  $n/\gamma$  sur le spectre en temps de vol.

### 3.5.3 L'étalonnage des modules en énergie

Chaque module doit être étalonné en énergie afin de pouvoir fixer un seuil en lumière commun dont dépend l'efficacité intrinsèque de détection des modules. Pour se faire, nous avons utilisé des sources  $\gamma$  radioactives de  $^{137}\text{Cs}$  et de  $^{22}\text{Na}$  dont les énergies sont présentées dans le tableau 3.1.

Source	$E_\gamma$ (keV)	$E_e^{max}$ (keV)
$^{22}\text{Na}$	511	341
$^{137}\text{Cs}$	662	478
$^{22}\text{Na}$	1275	1061

TAB. 3.1 – Énergie des photons émis par les sources d'étalonnage, et énergie maximale emportée par l'électron.

Lorsqu'on irradie un module DÉMoN avec une source  $\gamma$ , le photon interagit essentiellement par effet Compton avec les électrons de milieu scintillant. L'énergie maximale que peut emporter l'électron correspond à la rétrodiffusion du  $\gamma$  et vaut :

$$E_e^{max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} \quad (3.14)$$

avec  $m_e c^2$  valant 511 keV.

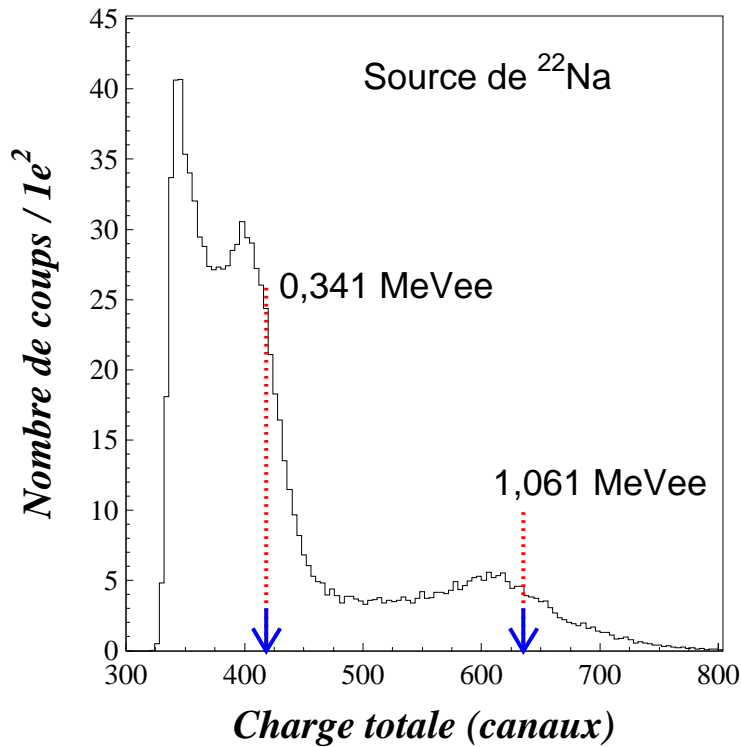


FIG. 3.22 – Spectre en charge obtenu avec une source de  $^{22}\text{Na}$ .

La figure 3.22 représente le spectre obtenu pour un module irradié par une source de  $^{22}\text{Na}$ . Les deux structures présentes sur le spectre correspondent aux deux  $\gamma$  émis par cette

source. Une simulation faite à l'aide du code GEANT par Labiche montre que la charge mesurée aux deux tiers de la hauteur du pic correspond à la position du front Compton [Labi99].

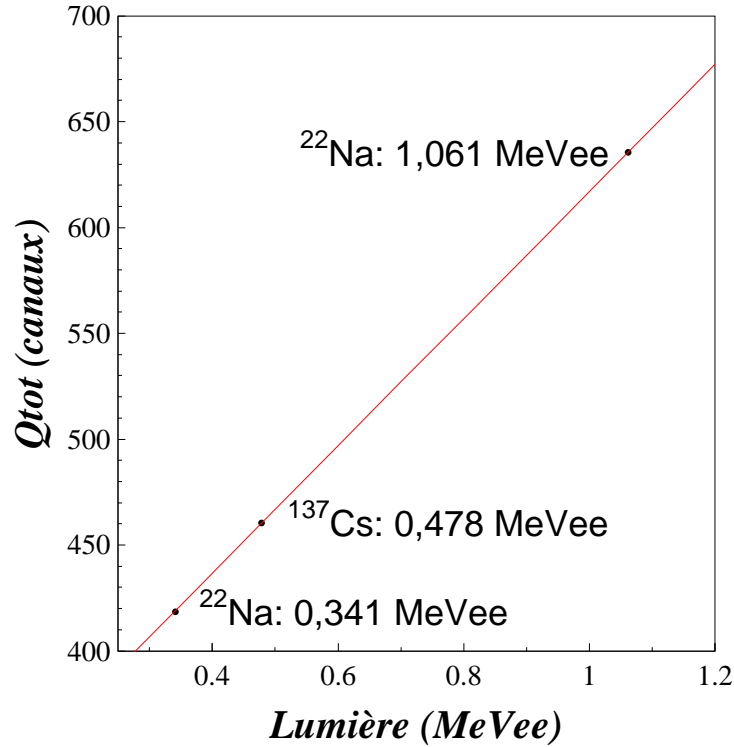


FIG. 3.23 – Calibration en énergie d'un module DéMoN.

Une calibration linéaire en énergie pour chacun des modules DéMoN nous permet de construire la courbe de correspondance entre la charge en canaux et l'énergie lumineuse en MeVee (figure 3.23). Le seuil de détection a ensuite pu être fixé à 500 keVee afin d'éliminer la totalité des  $\gamma$ . Il est dicté par le module ayant le seuil le plus haut.

### 3.5.4 La mesure de l'énergie cinétique des neutrons

Après avoir isolé les neutrons et calibré les modules DéMoN en temps de vol, nous pouvons calculer l'énergie cinétique  $E_n$  des neutrons à partir de leur temps de vol par la relation suivante :

$$E_n = \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{d + d_{int}}{c t_n}\right)^2}} - 1 \right) m_n c^2 \quad (3.15)$$

où  $d$  est la distance entre la cible et le module touché,  $d_{int}$  est la distance moyenne d'interaction dans le module,  $m_n$  correspond à la masse du neutron (939,565 MeV/ $c^2$ ) et  $c$  la

célérité de la lumière ( $\sim 30$  cm/ns). Des simulations réalisées par Mouatassim [Moua95] et Labiche [Labi99] donnent une distance moyenne d'interaction de 8,5 cm. La résolution en énergie est déduite de la résolution en temps de vol. Ainsi, elle varie selon la base du temps de vol  $d$ , et elle est évaluée en moyenne à 5 %.

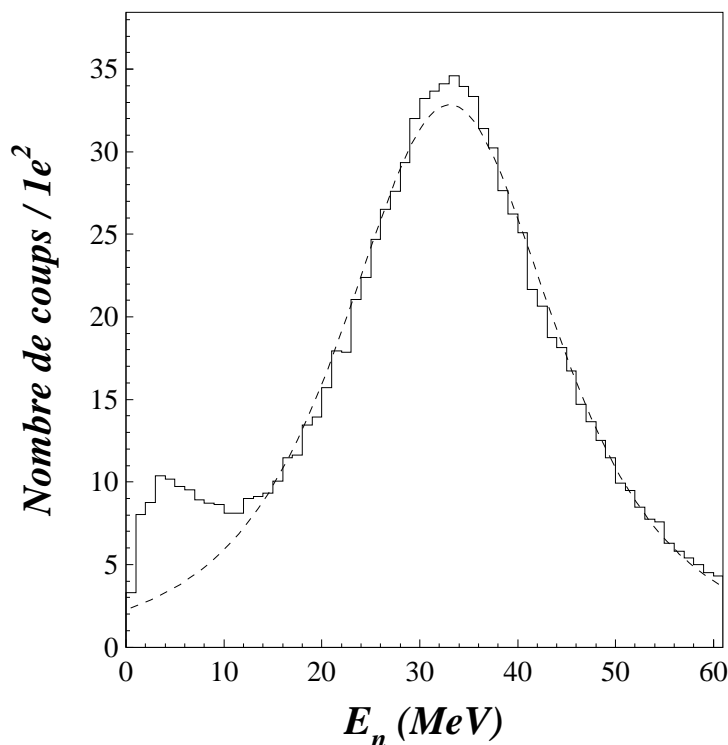
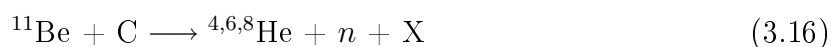


FIG. 3.24 – Spectre en énergie cinétique des neutrons en coïncidence avec les isotopes d'hélium, le faisceau est le  $^{11}\text{Be}$  à une énergie d'environ 35 MeV/nucléon (E483).

La figure 3.24 représente le spectre en énergie cinétique des neutrons issus de la réaction :



Cette courbe a été corrigée par l'efficacité intrinsèque en énergie de DéMoN pour un seuil de 500 keVee (figure 2.10). Nous distinguons aisément, autour de l'énergie du faisceau, les neutrons issus de la dissociation du projectile (ajustement avec une lorentzienne). La partie à basse énergie représente les neutrons évaporés par la cible excitée. Ces neutrons constituent une source de bruit de fond pour notre analyse. Par la suite, nous allons rejeter les neutrons d'énergie cinétique inférieure à 15 MeV.

## 3.6 Reconstruction de la cinématique

L'identification et la localisation du noyau incident, ainsi que la détection en coïncidence d'un fragment chargé  ${}^A_Z X$  dans le télescope et d'un neutron dans DÉMoN, nous permettent de reconstruire la masse invariante du système  ${}^{A+1}_Z X$  (figure 3.25).

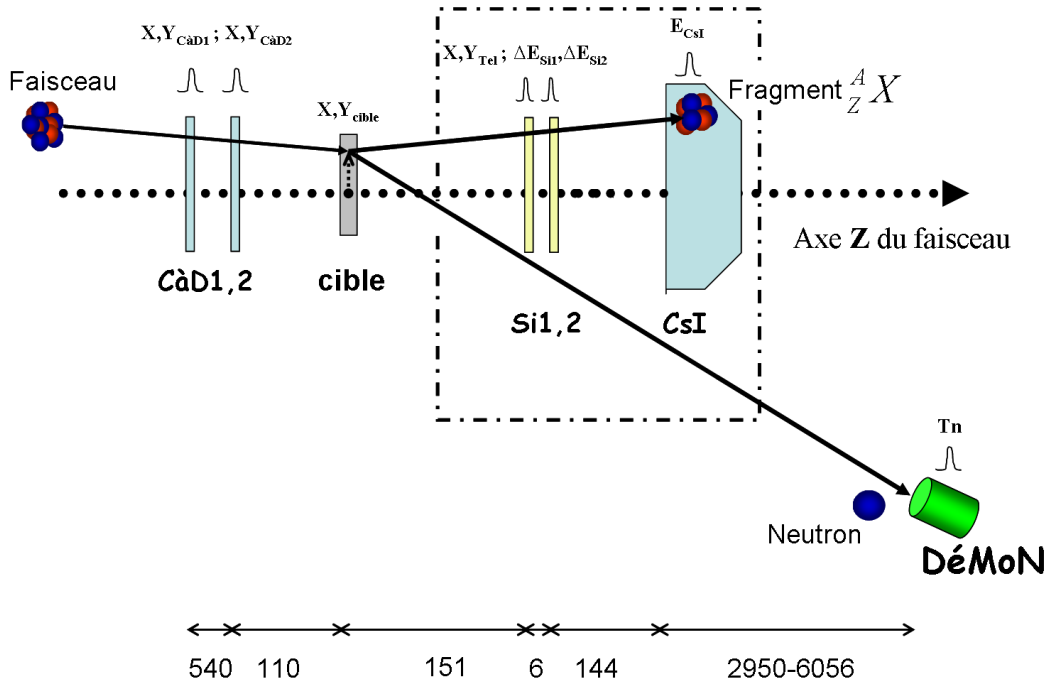


FIG. 3.25 – Reconstruction de la cinématique. La règle en bas de la figure indique la distance en millimètre entre les différents éléments du dispositif expérimental (les schémas ne sont pas à l'échelle).

### 3.6.1 Corrections de l'énergie perdue dans la cible

La réaction se produit à une épaisseur aléatoire dans la cible, c'est une grandeur non mesurable pour chaque évènement. De ce fait, nous supposons que la décroissance intervient à mi-cible (valeur moyenne). L'énergie du faisceau (définie à partir de la rigidité magnétique) a été corrigée par soustraction de la perte subie dans une demi-cible. Ainsi pour le fragment  ${}^A_Z X$ , l'énergie au moment de la formation de l'éventuel système  ${}^A_Z X + n$  est calculée à partir de la somme de l'énergie déposée dans le télescope ( $\Delta E_{Si1} + \Delta E_{Si2} + E_{CsI}$ ) et de l'énergie perdue par le fragment dans la deuxième demi-cible. Aucune correction n'est nécessaire pour le neutron du fait de sa charge neutre. Enfin, l'erreur induite sur l'énergie perdue demeure acceptable puisque la cible utilisée est de faible épaisseur.

### 3.6.2 Angles polaire de l'ion incident

Les angles polaire  $\theta_{inc}$  (figure 3.5) et azimutal  $\phi_{inc}$  de l'ion incident peuvent être calculés événement par événement :

$$\theta_{inc} = \arccos \left( \frac{d_1}{\sqrt{(X_{CAD2} - X_{CAD1})^2 + (Y_{CAD2} - Y_{CAD1})^2 + d_1^2}} \right) \quad (3.17)$$

$$\phi_{inc} = \arctan \left( \frac{Y_{CAD2} - Y_{CAD1}}{X_{CAD2} - X_{CAD1}} \right) \quad (3.18)$$

où  $d_1$  est la distance entre les deux chambres à dérives.

### 3.6.3 Point d'impact sur la cible

Pour connaître la direction de l'impulsion du fragment et du neutron, il faut connaître la position de l'impact de l'ion incident sur la cible qui est calculée à partir de sa trajectoire à l'aide des deux chambres à dérive (CAD1 et CAD2). La mesure de la position selon  $X$  et  $Y$  pour deux positions  $Z$  différentes nous permet de calculer la position de l'impact du faisceau sur la cible à partir de la relation suivante :

$$X_{cible} = -\frac{d_2}{d_1} X_{CAD1} + \left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right) X_{CAD2} \quad (3.19)$$

$$Y_{cible} = -\frac{d_2}{d_1} Y_{CAD1} + \left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right) Y_{CAD2} \quad (3.20)$$

où  $d_2$  est la distance qui sépare la seconde CAD de la cible.

A partir du point d'impact, du centre du module DÉMoN et du point d'impact sur le silicium, les directions des impulsions  $\vec{p}_f$  et de  $\vec{p}_n$  sont définies sans ambiguïté.

### 3.6.4 Impulsion du fragment

L'énergie cinétique  $E_f$  du fragment chargé au moment de la réaction est la somme des énergies perdues dans le télescope (où le fragment s'arrête), et de l'énergie moyenne perdue dans la moitié de la cible  $E_{cible/2}$  :

$$E_f = \Delta E_{Si1} + \Delta E_{Si2} + E_{CsI} + E_{cible/2} \quad (3.21)$$

En raison de la vitesse du faisceau, l'énergie du fragment doit être calculée en utilisant les formules relativistes :

$$E_{tot_f} = E_f + m_f c^2 \quad (3.22)$$

où  $m_f$  est la masse au repos du fragment et  $c$  la célérité de la lumière dans le vide. Le module du vecteur impulsion  $\vec{p}_f$  est calculé selon l'expression suivante :

$$\|\vec{p}_f\| = \sqrt{E_f(E_f + 2m_f)} \quad (3.23)$$

Le vecteur position  $\vec{r}_f$  du fragment est calculé à partir du point d'impact sur la cible et sur les siliciums :

$$\vec{r}_f = \begin{pmatrix} X_{TEL} - X_{cible} \\ Y_{TEL} - Y_{cible} \\ D_{cible-TEL} \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

où  $X_{TEL}$  et  $Y_{TEL}$  sont mesurées par les siliciums,  $D_{cible-TEL}$  est la distance entre la cible et le premier silicium. Enfin, nous reconstruisons le quadrivecteur impulsion  $\vec{P}_f$  du fragment selon la formule suivante :

$$\vec{P}_f = \begin{pmatrix} (\vec{r}_f(1)/\|\vec{r}_f\|)\|\vec{p}_f\| \\ (\vec{r}_f(2)/\|\vec{r}_f\|)\|\vec{p}_f\| \\ (\vec{r}_f(3)/\|\vec{r}_f\|)\|\vec{p}_f\| \\ Etot_f \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

### 3.6.5 Impulsion du neutron

L'énergie du neutron est mesurée à partir du temps de vol (§ 3.5.4). Le vecteur position  $\vec{r}_n$  du neutron est défini par le point d'impact du faisceau sur la cible et la position du centre du module touché par rapport à la cible selon l'expression suivante :

$$\vec{r}_n = \begin{pmatrix} X_{Module} - X_{cible} \\ Y_{Module} - Y_{cible} \\ Z_{module} \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

où  $X, Y, Z_{Module}$  sont les coordonnées du module de DéMoN touché.

Ainsi, nous obtenons le quadrivecteur impulsion  $\vec{P}_n$  du neutron de la même façon que pour le fragment selon la formule suivante :

$$\vec{P}_n = \begin{pmatrix} (\vec{r}_n(1)/\|\vec{r}_n\|)\|\vec{p}_n\| \\ (\vec{r}_n(2)/\|\vec{r}_n\|)\|\vec{p}_n\| \\ (\vec{r}_n(3)/\|\vec{r}_n\|)\|\vec{p}_n\| \\ Etot_n \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

### 3.6.6 Mesure de l'énergie de décroissance du noyau non lié

La sélection d'un neutron dans DéMoN en coïncidence avec un fragment  ${}^A_ZX$  permet la reconstruction complète de l'énergie de décroissance  $E_d$  du système  ${}^A_ZX+n$  (figure 3.26, § 3.1). Dans notre analyse, nous avons utilisé la formule relativiste 3.2 qui définit l'énergie de décroissance en fonction de l'impulsion du fragment et du neutron. Cette méthode s'appelle la "mesure en cinématique complète"<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>L'expression est un peu abusive du fait que nous ne détectons pas le noyau cible/les fragments de la cible.



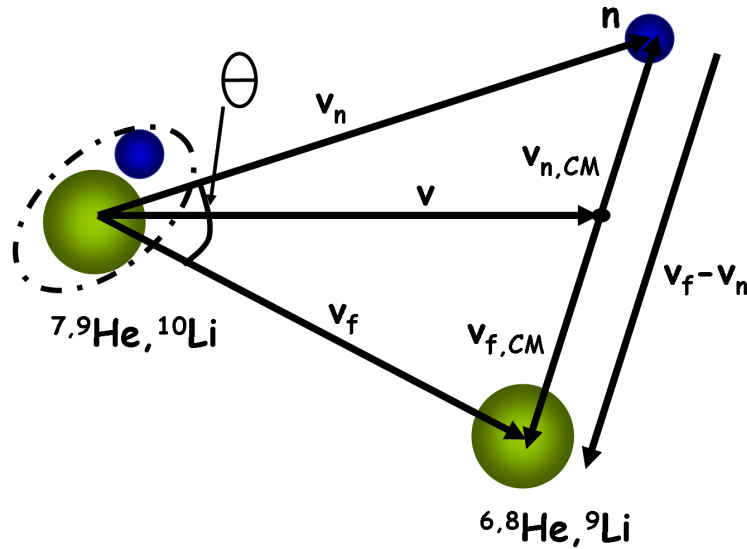


FIG. 3.26 – Vitesse relative fragment-neutron.

Nous avons vu auparavant dans ce chapitre toutes les résolutions de chaque détecteur. Il reste à calculer la résolution finale et l'efficacité de détection en fonction de l'énergie de décroissance. En fait, à cause de la complexité de notre dispositif expérimental, celle-ci ne peut être déduite qu'à partir d'une simulation qui prend en compte la géométrie de notre dispositif ainsi que toutes les autres caractéristiques et les résolutions mesurées. Notre code de simulation utilisé pour l'analyse des données expérimentales sera exposé ci-dessous.

## 3.7 Simulation

Dans le but de tenir compte de l'effet du dispositif sur les mesures, il est indispensable de recourir à des codes de simulation pour interpréter correctement les résultats expérimentaux. En effet, les détecteurs peuvent être à l'origine d'artefacts susceptibles de fausser notre étude. En outre, notre simulation génère des événements qui seront analysés de la même manière que les données expérimentales.

### 3.7.1 KALAMOUN

KALAMOUN est un code Monte Carlo écrit en FORTRAN dans le but de simuler nos expériences. Le but est d'écrire un programme simple, efficace et rapide. Les résultats de ce code sont comparés à ceux obtenus par GEANT3 [Labi99, Brun87] et BELZEBUTH [Leco02b] afin de montrer sa fiabilité.

La simulation est basée sur la décroissance d'un système non lié en fragment et neutron. L'efficacité du télescope est supposée être de 100 %. L'interaction entre les neutrons et les modules DéMoN est modélisée très simplement :

- nous retenons le neutron si son vecteur impulsion pointe sur la face d'entrée d'un des modules ;
- s'il est retenu, nous utilisons la courbe d'efficacité des modules en fonction de l'énergie cinétique du neutron obtenue avec le code de simulation DECOI [Leco02a] pour calculer la probabilité que le neutron soit détecté ;
- Enfin, nous tirons un nombre aléatoire selon la méthode de la chaînette pour décider si le neutron est détecté ou non.

Notre algorithme néglige tous les effets de diaphonie et de diffusion mais les simulations GEANT ont déjà montré qu'ils ne représentaient qu'un pourcentage des événements négligeable. Par contre, nous introduisons dans la simulation toutes les résolutions en énergie et en position des détecteurs de faisceau, du télescope et de DéMoN qui ont été déterminées expérimentalement.

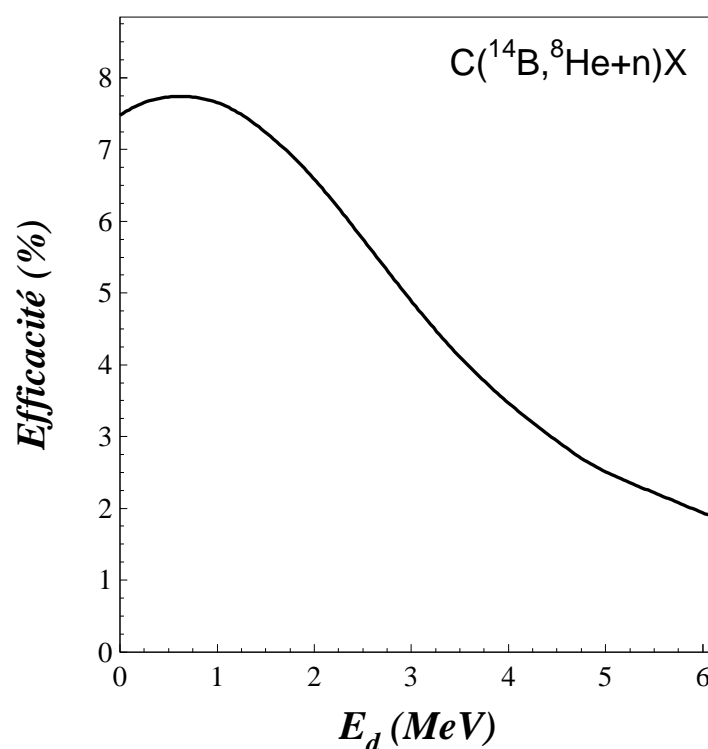


FIG. 3.27 – Efficacité du dispositif expérimental en énergie de décroissance simulée avec KALAMOUN pour la réaction  $(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)X$ .

L'interprétation des données expérimentales nécessite principalement d'estimer la résolution et l'efficacité du dispositif expérimental en fonction de l'énergie de décroissance du système non lié. Les résultats obtenus pour ces deux grandeurs sont illustrés selon deux exemples sur les figures 3.27 et 3.28 pour la réaction ( $^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n$ )X :

- La première représente l'efficacité en fonction de l'énergie de décroissance ( $E_d$  est tirée selon une distribution isotrope entre 0 et 10 MeV). L'efficacité du dispositif est directement liée à celle de la détection des neutrons dans DéMoN (d'environ 30 % géométrique et 30 % en énergie en moyenne). La baisse de l'efficacité en fonction de l'énergie  $E_d$  est essentiellement due à l'ouverture angulaire limitée de DéMON (l'augmentation de  $E_d$  a pour effet de défocaliser les neutrons par rapport à l'axe du faisceau).
- La deuxième représente la résolution en énergie de décroissance ( $E_d$  est tirée selon une fonctionnelle de Dirac pour deux valeurs 0,4 et 1 MeV). La contribution principale à la résolution vient de l'angle solide fini des modules de DéMoN.

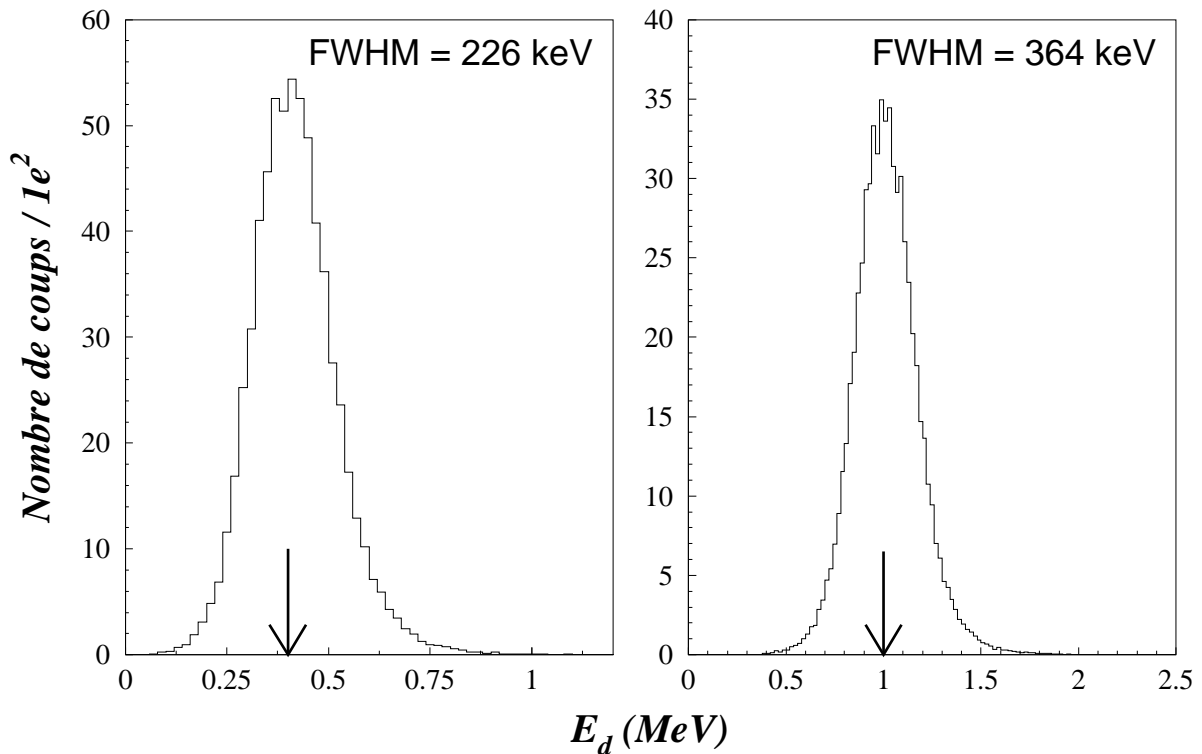


FIG. 3.28 – Résolution du dispositif expérimental pour une énergie de décroissance de  $^9\text{He}$  de 0,4 (gauche) et de 1 (droite) MeV, simulée avec KALAMOUN pour la réaction ( $^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n$ )X.

La figure 3.29 présente l'évolution de la résolution en énergie  $E_d$  en fonction de  $E_d$ , sa forme est approximativement proportionnelle à  $\sqrt{E_d}$ . En effet, l'expression  $E_d = \frac{1}{2} \mu v_{rel}^2$  implique une résolution directement proportionnelle à  $\sqrt{E_d}$  pourvu que la résolution sur la vitesse relative soit à peu près constante.

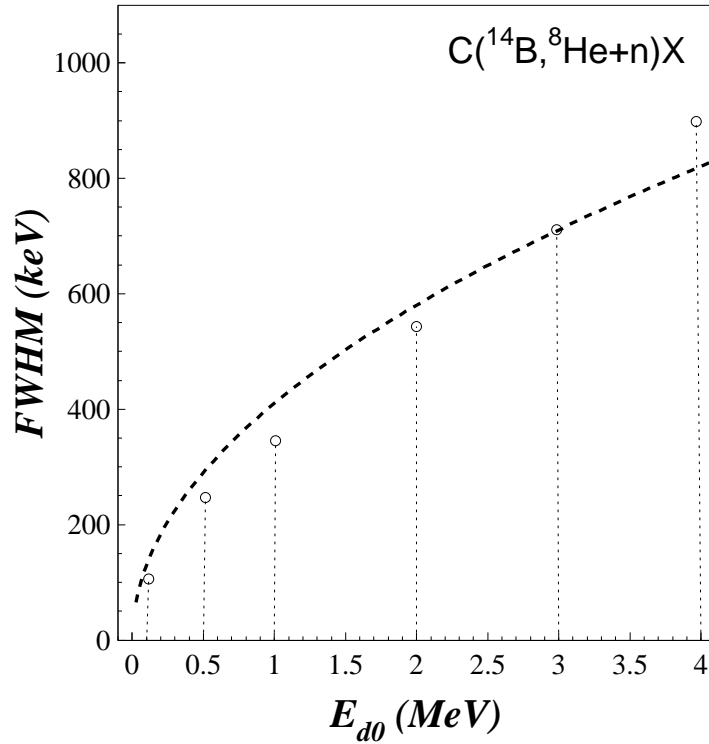


FIG. 3.29 – Résolution en énergie de décroissance du dispositif expérimental pour la réaction expérience  $(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)$ . Les courbes en trait discontinu correspondent à un ajustement de la forme  $y = a\sqrt{x}$  aux résultats de KALAMOUN ( $a(^9\text{He}) = 0,410 \text{ MeV}^{1/2}$ ). Les droites en pointillé connectent les résultats de KALAMOUN sur  $^9\text{He}$  aux valeurs introduites dans la simulation.

Enfin, nous trouverons en annexe A les principaux éléments concernant notre code de simulation KALAMOUN.



# Chapitre 4

## Résultats

Les résultats obtenus à partir des données brutes sont présentés dans ce chapitre. Les événements de coïncidence fragment-neutron collectés lors des deux expériences pour les différentes réactions étudiées ont permis la reconstruction des différentes observables physiques recherchées, à savoir la distribution angulaire des neutrons, l'énergie cinétique des neutrons, les moments cinétiques parallèle et transverse et l'énergie de décroissance des systèmes non liés. L'interprétation de ces données fera l'objet du chapitre 6.

### 4.1 Statistiques

La statistique exploitable des données obtenues pour chaque réaction est indiquée dans le tableau 4.1. La sélection de chaque fragment a été faite à partir de la projection *PID* des spectres d'identification en coïncidence avec un neutron dans DéMoN (§ 3.4.5.2). La figure 4.1 représente la sélection de l' $^8\text{He}$  pour les deux réactions  $\text{C}(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)\text{X}$  et  $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$ . Tous les spectres en *PID* sont similaires, sauf pour l' $^6\text{He}$  provenant de la réaction  $\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$  où une coupure supplémentaire sur le spectre  $\Delta E-E$  a été imposée afin d'éliminer les événements correspondants à la réaction de l' $^8\text{He}$  dans le télescope (figure 4.2).

Réaction	Nombre d'événements
$\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$	1407
$\text{C}(^{11}\text{Be}, ^6\text{He}+n)\text{X}$	4033
$\text{C}(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)\text{X}$	4928
$\text{C}(^{11}\text{Be}, ^9\text{Li}+n)\text{X}$	1671
$\text{C}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$	312
$\text{C}(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)\text{X}$	315

TAB. 4.1 – Nombre d'événements de coïncidence fragment-neutron.

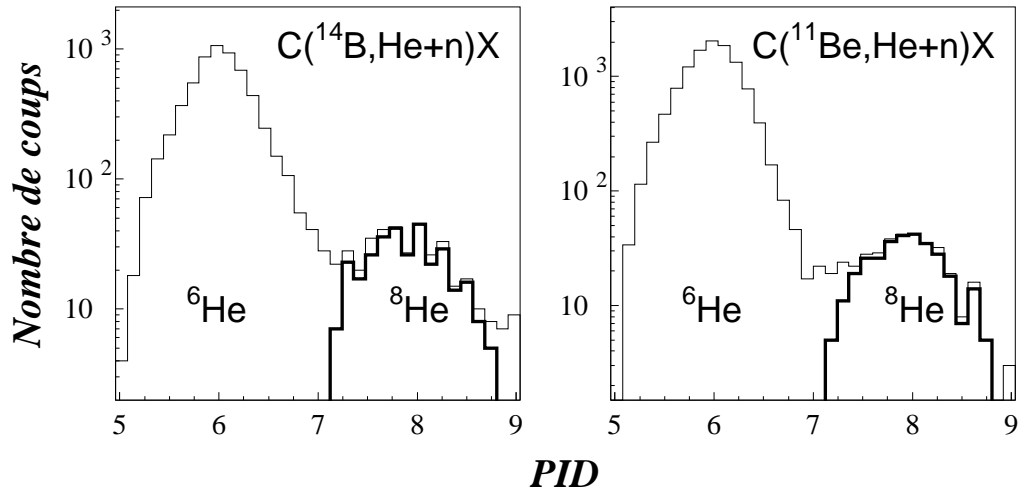


FIG. 4.1 – Sélection de l' $^8\text{He}$  pour les réactions  $\text{C}(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)\text{X}$  et  $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$ . Le spectre représente le résultat de la projection  $PID$ , en coïncidence avec un neutron dans DéMoN.

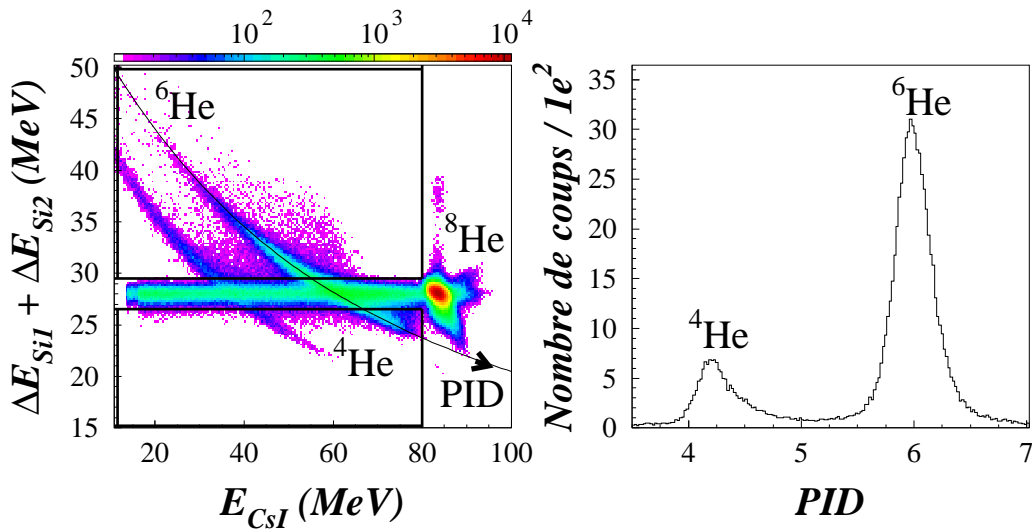


FIG. 4.2 – Spectre  $\Delta E-E$  (gauche) pour la réaction  $\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ . La bande située entre les deux rectangles a été éliminée dans la projection  $PID$  (droite) pour la sélection de l' $^6\text{He}$  (§ 3.4.5.2).

Le nombre de noyaux incidents pour l'expérience E483 a été mesuré en utilisant le Trifoil : il est d'environ  $1,4 \times 10^9$  noyaux pour le faisceau de  $^{11}\text{Be}$ , et  $3,5 \times 10^2$  noyaux pour le faisceau de  $^{14}\text{B}$ . Pour l'expérience E378, nous avons utilisé le télescope pour mesurer le nombre de noyaux incidents qui était de  $3,0 \times 10^9$  noyaux pour le faisceau de  $^8\text{He}$ .

## 4.2 Les Neutrons

### 4.2.1 Énergie

L'énergie des neutrons détectés pour chaque voie de réaction est présentée sur le spectre 4.3. Une coupure à basse énergie a été imposée (4 MeV pour le faisceau de  $^8\text{He}$  et 11 MeV pour le  $^{11}\text{Be}$  et le  $^{14}\text{B}$ ) afin d'éliminer les neutrons provenant de la cible (§ 3.5.4). Les distributions sont centrées aux environs de l'énergie du faisceau à mi-cible indiquant de ce fait leur provenance de ce dernier.

### 4.2.2 Distributions angulaires

La distribution angulaire  $dN/d\Omega$  des neutrons détectés dans DéMoN en coïncidence avec un fragment chargé dans le télescope est présentée sur la figure 4.4. Elle est calculée pour chaque module de DéMoN comme le rapport entre le nombre d'événements  $N_{corr}$  détectés corrigé par l'efficacité intrinsèque en énergie (§ 2.3.3.3) et l'angle solide  $d\Omega$  couvert par le détecteur :

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{N_{corr}d^2}{\pi r^2} \quad (4.1)$$

où  $\pi r^2$  représente la surface du détecteur de rayon  $r = 8$  cm et  $d$  la distance cible-module.

Les différentes distributions sont ajustées en utilisant une fonction qui est la somme d'une gaussienne et d'une lorentzienne. La largeur à mi-hauteur en angle  $\theta_{1/2}$  pourrait être convertie en MeV/ $c$  par la relation :

$$FWHM = 2p_0 \tan(\theta_{1/2}) \quad (4.2)$$

où  $p_0$  est le moment par nucléon à mi-cible du noyau incident. La  $FWHM$  représente la largeur à mi-hauteur de la distribution en moment transverse : cette conversion permet de s'affranchir de la dépendance de la distribution en fonction de l'énergie du faisceau. L'étroitesse de la largeur des distributions en moment perpendiculaire des neutrons en coïncidence avec le  $^9\text{Li}$  et  $^8\text{He}$  provenant du  $^{11}\text{Be}$  est notable. Elle permet déjà de prévoir la forme du spectre en énergie de décroissance correspondant : la statistique devrait être concentrée à très basse énergie (§ 4.6). Pour les autres réactions, plusieurs neutrons sont présents dans la voie finale. En effet, le mécanisme est plus complexe et ne peut pas être interprété uniquement à partir de la distribution angulaire.

Enfin, à partir de la distribution angulaire, nous pouvons estimer la section efficace totale  $\sigma$  de chaque voie de la réaction [Leco02b] tout en tenant compte de l'efficacité du télescope (73 %). Ces estimations sont résumées dans le tableau 4.2. Pour la réaction  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)X$ , nous n'avons pas pu estimer  $\sigma$  à cause de la coupure imposée sur le spectre  $\Delta E-E$  de la figure 4.2 qui a fait chuter la statistique. Nous remarquons que le rapport entre les sections efficaces de "knockout" d'un et de deux protons pour le faisceau du  $^{11}\text{Be}$  est de l'ordre de 10. Ainsi, la section efficace pour la réaction de "knockout" d'un proton du  $^{11}\text{Be}$  est beaucoup plus faible que celle de "knockout" d'un neutron (1,5 b) du même faisceau mesuré par [Anne94].



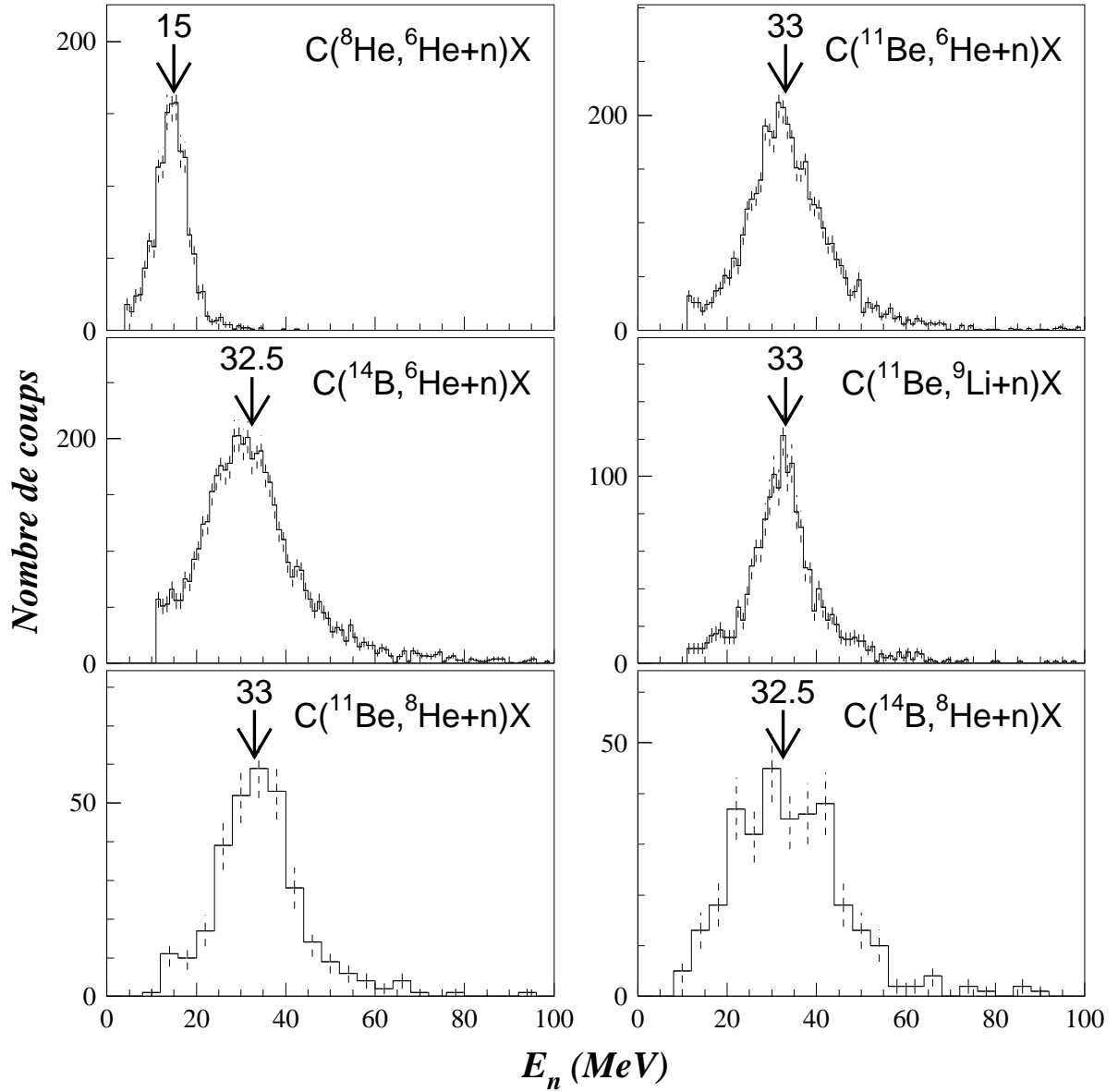


FIG. 4.3 – Énergie des neutrons issus des différentes réactions. La valeur au-dessus des flèches indique l'énergie à mi-cible du faisceau en MeV.

Réaction	$\sigma$ (mb)
$C(^{11}\text{Be}/^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)X$	0,4/0,16
$C(^{11}\text{Be}/^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)X$	12/2,9
$C(^{11}\text{Be}, ^9\text{Li}+n)X$	4,5

TAB. 4.2 – Sections efficaces estimées à partir de la distribution angulaire de neutrons.

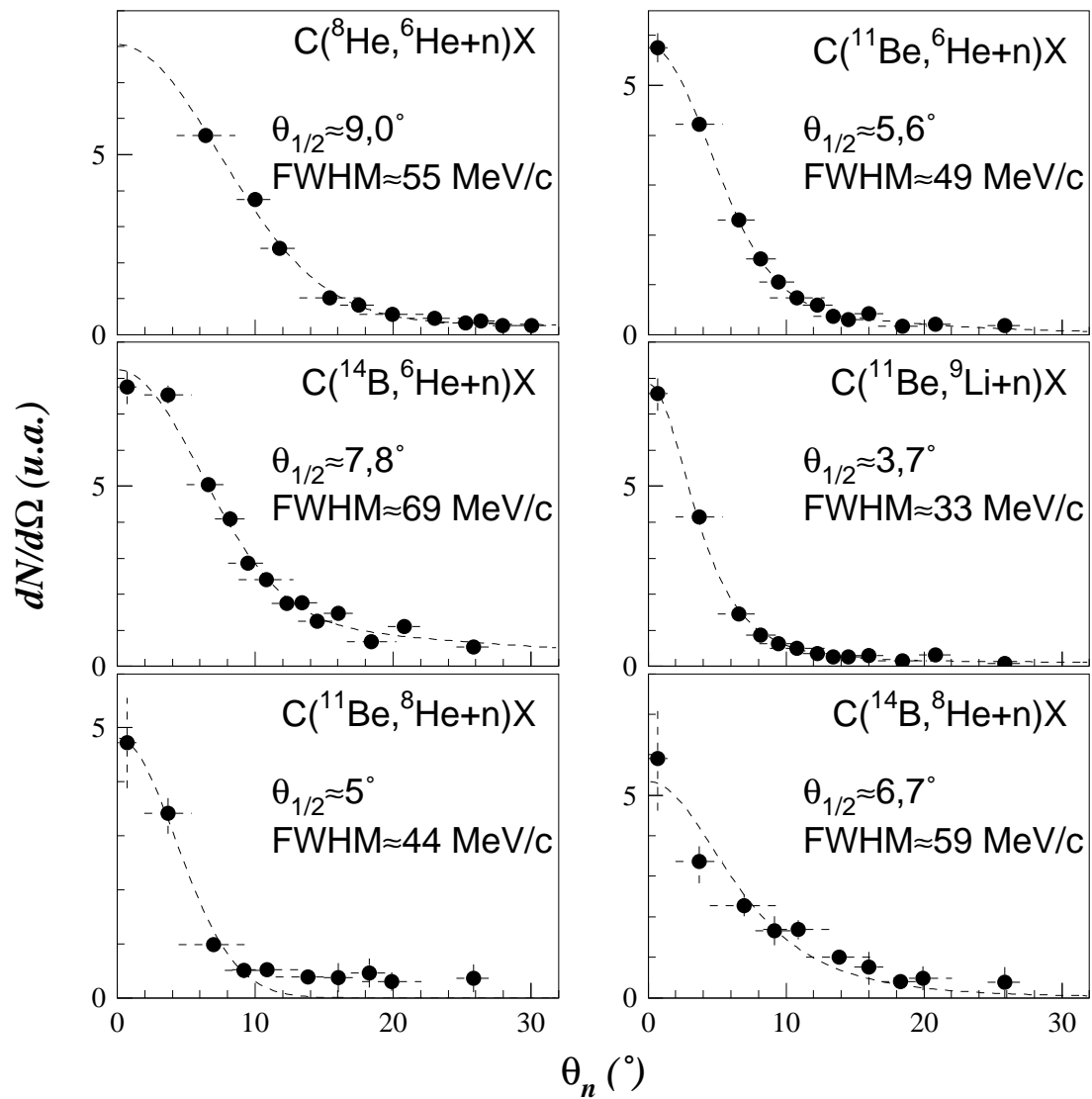


FIG. 4.4 – Distributions angulaires de neutrons issus des différentes réactions.  $\theta_{1/2}$  et  $FWHM$  indiquent la largeur à mi-hauteur en  $^\circ$  et MeV/c respectivement (voir texte).

## 4.3 Énergie de décroissance

### 4.3.1 Énergie d'excitation du faisceau de ${}^8\text{He}$

Avant de passer à l'énergie de décroissance des systèmes fragment-neutron, nous abordons à présent le spectre en énergie de décroissance du faisceau de  ${}^8\text{He}$  utilisé dans l'expérience E378. La détection de deux neutrons dans DéMoN et un fragment d' ${}^6\text{He}$  dans le télescope nous permet de reconstruire l'énergie d'excitation  $E_x$  de  ${}^8\text{He}$ . Celle-ci ne diffère de l'énergie de désintégration  $E_d$  que par la quantité d'énergie nécessaire pour libérer les deux neutrons de valence  $S_{2n}$  :  $E_x = E_d + S_{2n}$  ( $S_{2n} = 2,14$  MeV). L'énergie de désintégration  $E_d$  est calculée de la même façon que pour le système fragment-neutron mais à partir de la masse invariante des trois particules selon la formule suivante :

$$E_d = \sqrt{(E_f + E_{n1} + E_{n2})^2 - (\vec{p}_f + \vec{p}_{n1} + \vec{p}_{n2})^2} - M_f - M_n - M_n \quad (4.3)$$

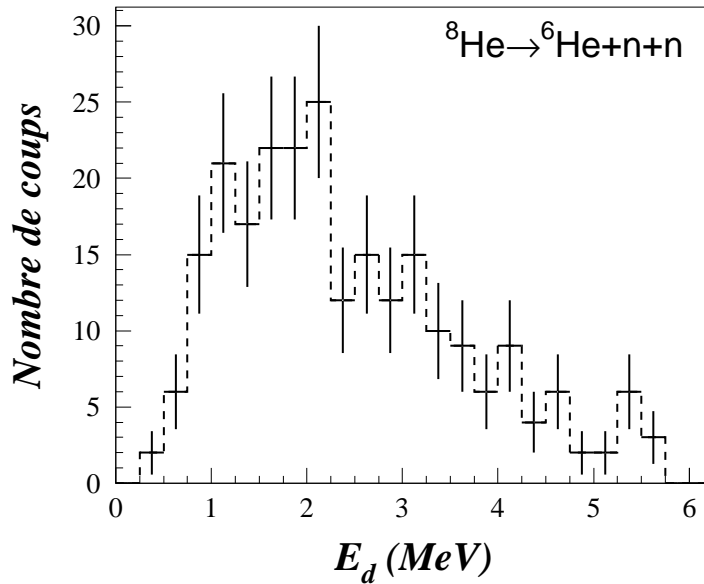


FIG. 4.5 – Énergie d'excitation du faisceau de  ${}^8\text{He}$  par rapport au seuil de l'émission de deux neutrons.

Le spectre 4.5 représente l'énergie de décroissance  $E_d$  de  ${}^8\text{He}$  après l'application du filtre de diaphonie [Labi99]. Une distribution relativement similaire a été observée par [Mark01] pour la même réaction à plus haute énergie (227 MeV/nucléon) et interprétée par deux états résonants ( $I^\pi = 2^+$ ,  $E_x = 2,9 \pm 0,2$  MeV,  $\Gamma = 0,3 \pm 0,3$  MeV et  $I^\pi = 1^-$ ,  $E_x = 4,15 \pm 0,20$  MeV,  $\Gamma = 1,6 \pm 0,2$  MeV).

Cette énergie d'excitation sera utilisée comme entrée dans la simulation pour la réaction  $C({}^8\text{He}, {}^6\text{He} + n)X$  car elle définit l'énergie disponible pour dissocier  ${}^8\text{He}$  en  ${}^6\text{He} + n + n$ .

## 4.3.2 Énergie de décroissance

Le spectre en énergie de décroissance des noyaux non liés calculé selon la formule relativiste 3.2 constitue l'objectif principal de notre étude. La figure 4.6 montre les résultats bruts (sans correction de l'efficacité) des données expérimentales obtenues à partir de la reconstruction de la cinématique pour toutes les voies de réactions étudiées.

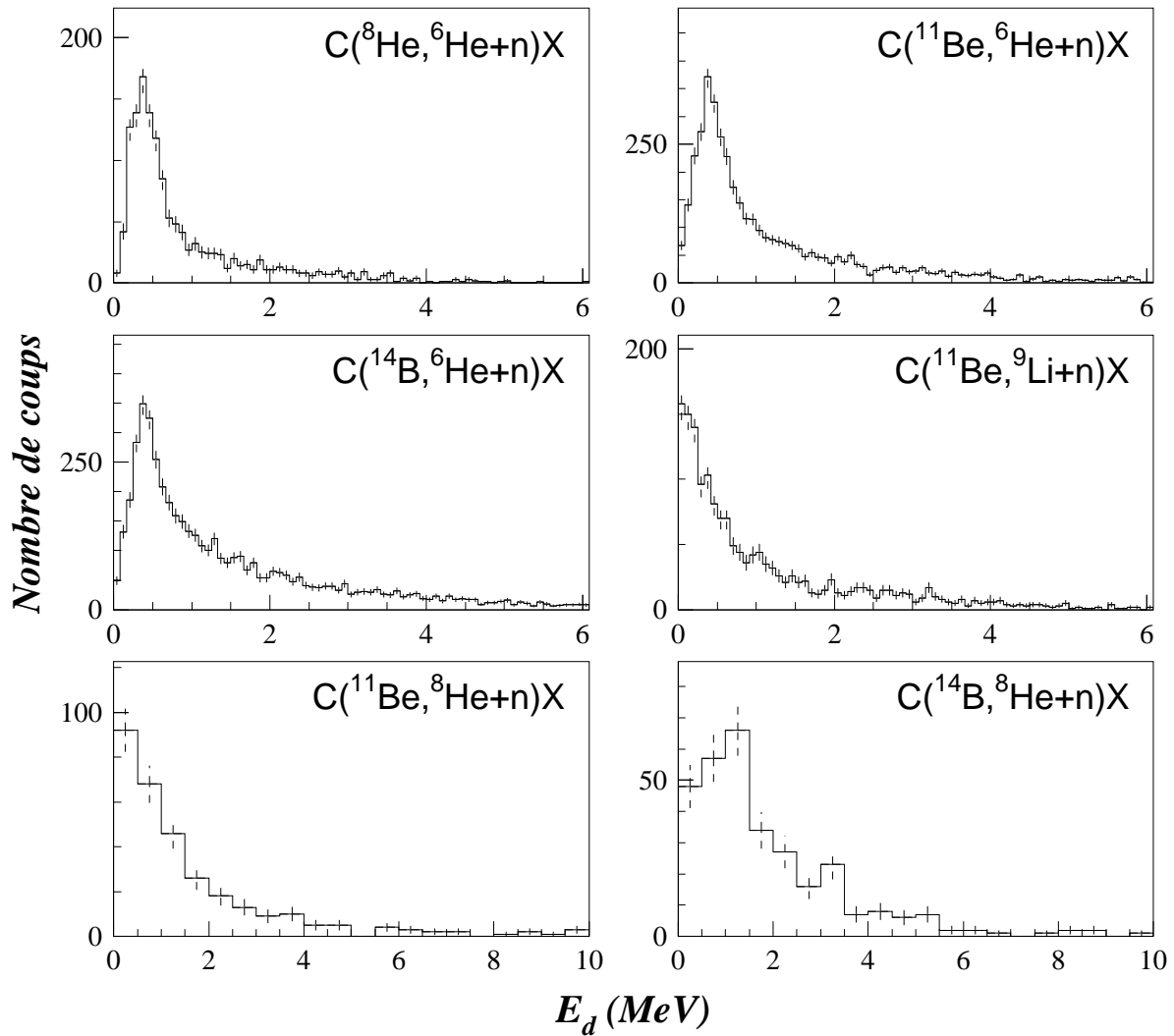


FIG. 4.6 – Énergie de décroissance des systèmes non liés issus des différentes réactions. Les barres d'erreur sont d'origine statistique.

Pour chaque noyau, la structure est clairement différente. La présence d'un pic aux alentours de 500 keV pour les réactions menant à l' ${}^7\text{He}$  est due au peuplement de son état fondamental résonant bien connu ( $J^\pi = 3/2^-$ ,  $E_r = 440$  keV,  $\Gamma = 160$  keV). À l'étroitesse de la distribution angulaire des neutrons en coïncidence avec le  ${}^9\text{Li}$  répond une distribution

très près du seuil  ${}^9\text{Li}+n$ . La forme qui ressemble à une fonction exponentielle décroissante pourrait être attribuée à un état  $s$  virtuel (§ 1.4.3). Il en est de même pour  ${}^8\text{He}+n$  provenant du faisceau de  ${}^{11}\text{Be}$  (§ 1.4.2). La distribution est différente pour le même noyau avec la réaction  $C({}^{14}\text{B}, {}^8\text{He}+n)X$ , ce qui peut marquer le peuplement des autres états dans  ${}^9\text{He}$ . La figure 4.7 représente l'énergie de décroissance de  ${}^7\text{He}$  pour les trois différents faisceaux. Ces spectres sont normalisés à haute énergie. Nous observons clairement un peuplement de l'état fondamental plus important lorsque le nombre de nucléons enlevés du faisceau est plus faible, et inversement pour le fond. Cela est dû à la présence de plusieurs neutrons dans la voie finale ; nous allons discuter de ce point dans le paragraphe suivant.

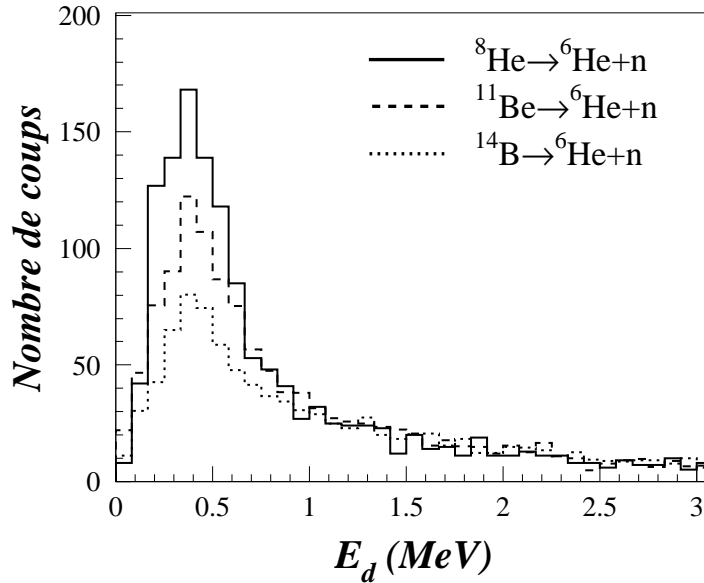


FIG. 4.7 – Énergie de décroissance de  ${}^7\text{He}$  pour les différents faisceaux.

Dans un premier temps, nous avons pu déduire plusieurs structures bien définies. Il reste alors à vérifier si les effets de l'acceptance et de la résolution de notre dispositif expérimental peuvent créer artificiellement des structures dans les spectres en énergie de décroissance.

### 4.3.3 Efficacité et résolution du dispositif

Afin de calculer l'efficacité de notre dispositif expérimental, nous avons utilisé notre code de simulation (annexe A) qui tient compte des résolutions et de l'efficacité (intrinsèque et géométrique) de tous les détecteurs. Nous tirons l'énergie de décroissance  $E_d$  aléatoirement selon une distribution uniforme entre 0 et 15 MeV même si l'énergie qui nous intéresse ne s'étend pas au-delà de 10 MeV. Cette limite de 15 MeV permet de ne pas diminuer artificiellement l'efficacité autour de 10 MeV. Le rapport entre la distribution obtenue et la distribution initiale (plate) fournit l'efficacité de notre dispositif.

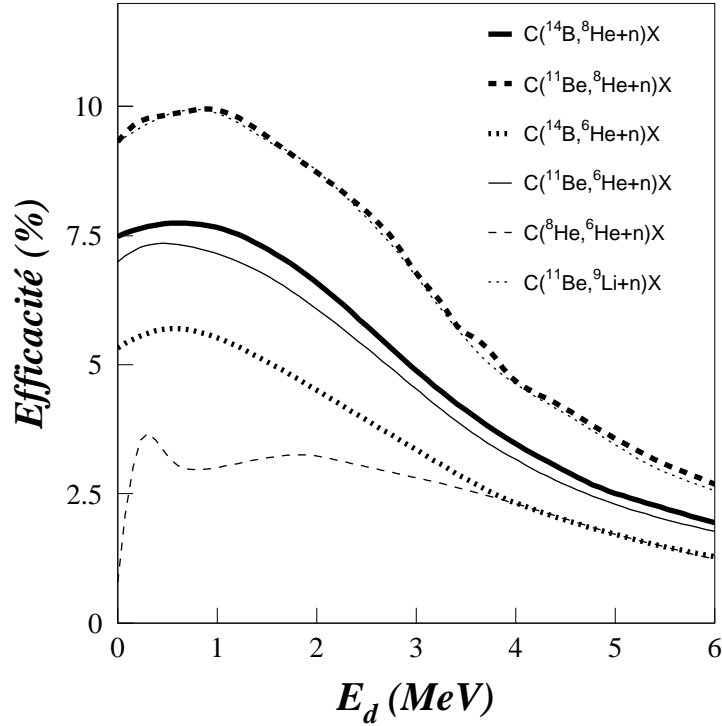


FIG. 4.8 – Efficacité en énergie de décroissance.

La figure 4.8 représente l'efficacité en énergie de décroissance du dispositif expérimental pour chacune des réactions. Nous pouvons remarquer qu'elles ne présentent aucune variation brusque et diminuent de façon continue à plus grande énergie ce qui exclut tout risque des structures artificielles. Cette diminution à plus haute énergie est due à l'ouverture angulaire limitée de DéMoN. Une énergie de décroissance plus élevée a pour effet de défocaliser les neutrons (angle d'émission plus élevé) par rapport à l'axe du faisceau, ainsi la probabilité de ne pas les détecter augmente. A noter que pour une énergie relative  $E_d$  donnée, l'efficacité de détection des neutrons est plus élevée quand le fragment dans la voie finale est plus léger, du fait de la cinématique de la réaction (le neutron est moins énergétique). Cette différence est visible en comparant entre les réactions  $C(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)\text{X}$  et  $C(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ . Enfin, l'efficacité est très faible pour la réaction  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$  à cause de la coupure imposée sur le spectre  $\Delta E$ - $E$  de la figure 4.2 et de l'énergie du faisceau plus faible ( $\sim 15$  MeV/nucléon) par rapport aux autres réactions ( $\sim 35$  MeV/nucléon).

## 4.4 Fond non résonant

Dans les réactions étudiées, les principaux mécanismes qui peuvent aboutir à des couples fragment-neutron non-corrélés sont :

- Continuum non résonant : le continuum du système fragment-neutron contient une diversité des "états" très larges autre que les états résonants relativement étroits.
- Neutrons "évaporés" du PLF ("Projectile-Like Fragment") excité : la réaction pourrait exciter ou fragmenter le faisceau qui ensuite se désexcite thermiquement en évaporant des neutrons ayant une vitesse proche de celle du faisceau.
- Neutron diffracté ou provenant d'une excitation inélastique : lors de la dissociation séquentielle du faisceau d' $^8\text{He}$  pour la réaction  $\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ , un premier neutron pourrait être diffracté suivi par la formation du système résonant  $^7\text{He}$ . D'une façon quasi-similaire, l'excitation inélastique du faisceau de  $^8\text{He}$  pourrait être suivie par l'émission d'un premier neutron en même temps que la formation de  $^7\text{He}$ .

Par la suite, nous détaillerons les différentes méthodes utilisées pour modéliser le fond et estimer sa contribution sur les spectres en énergie de décroissance.

#### 4.4.1 Mélange d'événements

Même si les différentes distributions en énergie présentent le peuplement des résonances, un fond non résonant devrait être déconvolué du spectre afin de déterminer les caractéristiques de cette résonance. Plusieurs réactions peuvent mener à une situation où l'interaction entre le neutron et le fragment mesurés en coïncidence ne produit pas la résonance mais construit des paires non corrélées de particules indépendantes. Pour s'affranchir du fond, la technique généralement utilisée dans notre groupe est la méthode du mélange des événements qui consiste à isoler les effets des FSI [Marq00b, Leco02b]. L'idée essentielle est de combiner des données issues de deux couples fragment-neutron des différents événements. Cette combinaison simule des données qui ne présentent aucune corrélation physique. Ainsi, elle pourrait être utilisée comme modèle du fond pour notre expérience. Nous espérons ainsi nous affranchir des corrélations entre neutron et fragment tout en prenant en compte l'acceptance du dispositif expérimental [Zajc84].

L'interaction entre le fragment et le neutron dans l'état final les laissent corrélés. La fonction de corrélation est définie en fonction de leur moment cinétique  $\vec{p}$  par :

$$C(\vec{p}_f, \vec{p}_n) = \frac{d^2n/d\vec{p}_f d\vec{p}_n}{(dn/d\vec{p}_f)(dn/d\vec{p}_n)} \quad (4.4)$$

Cette fonction représente le rapport entre la distribution mesurée et le produit des distributions indépendantes à une particule (qui apparaissent si le fragment n'est pas influencé par le neutron et vice versa). Comme la formation d'états non liés se traduit par l'apparition d'une résonance en énergie relative  $f$ - $n$   $E_d$ , nous pouvons faire l'approximation suivante :

$$C(\vec{p}_f, \vec{p}_n) \cong C(E_d) \quad (4.5)$$

La fonction de corrélation est alors calculée comme le rapport entre la distribution de fragment et de neutron  $N(E_d)$ , et la distribution de fragment et de neutron non corrélés  $D(E_d)$  :

$$C(E_d) = \frac{N(E_d)}{D(E_d)} \quad (4.6)$$

Enfin,  $N(E_d)$  n'est que la distribution en énergie de décroissance expérimentale mesurée et  $D(E_d)$  est la distribution des événements mélangés.

Pour produire la distribution non corrélée  $D(E_d)$  à partir des paires réelles neutron-fragment, nous avons créé des paires virtuelles, le neutron et le fragment composant chaque paire étant choisis aléatoirement dans deux événements différents. Le résultat d'un tel mélange est représenté par la courbe en trait continu mince de la figure 4.9. Mais ce mélange ne suffit pas toujours, surtout dans le cas d'une résonance étroite présentant une forte corrélation pour certaines valeurs de  $E_d$ . Ainsi, des corrélations résiduelles après un simple mélange peuvent apparaître. L'origine de ce phénomène apparaît clairement dans le cas de l' ${}^7\text{He}$ , où la probabilité de choisir un neutron et un fragment appartenant à la région en énergie de décroissance définie par l'état fondamental est très forte.

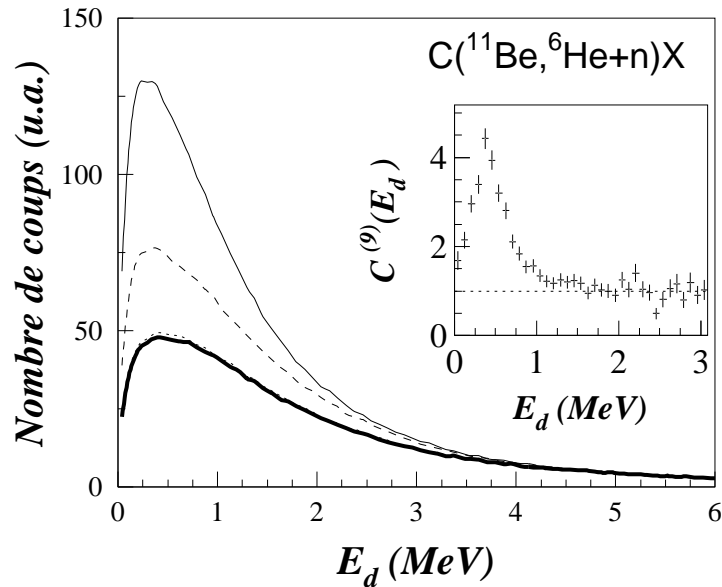


FIG. 4.9 – Énergie de décroissance des événements  ${}^6\text{He}+n$  mélangés après 0 (trait continu mince), 1, 7 et 9 (trait continue épais) itérations. Le spectre mélangé converge rapidement vers une forme stable qui représente le fond non résonant. L'insert montre la fonction de corrélation convergée.

Pour supprimer les corrélations résiduelles, nous avons utilisé une méthode itérative développée dans notre groupe [Marq00b] qui permet, après chaque itération, d'estimer cette corrélation résiduelle et de l'éliminer totalement une fois que les itérations convergent (comme le montre la courbe en trait continu épais de la figure 4.9). Le mélange itératif a pour effet principal de diminuer la contribution du fond dans la zone de la résonance. La fonction de corrélation finale en fonction de l'énergie de décroissance  $E_d$  est représentée dans l'insert de la figure 4.9. Elle présente un pic à la position de l'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$  reflétant la corrélation entre le fragment et le neutron dans cette zone d'énergie. Nous observons également une distribution plate à plus haute énergie où les effets de la résonance s'annulent.



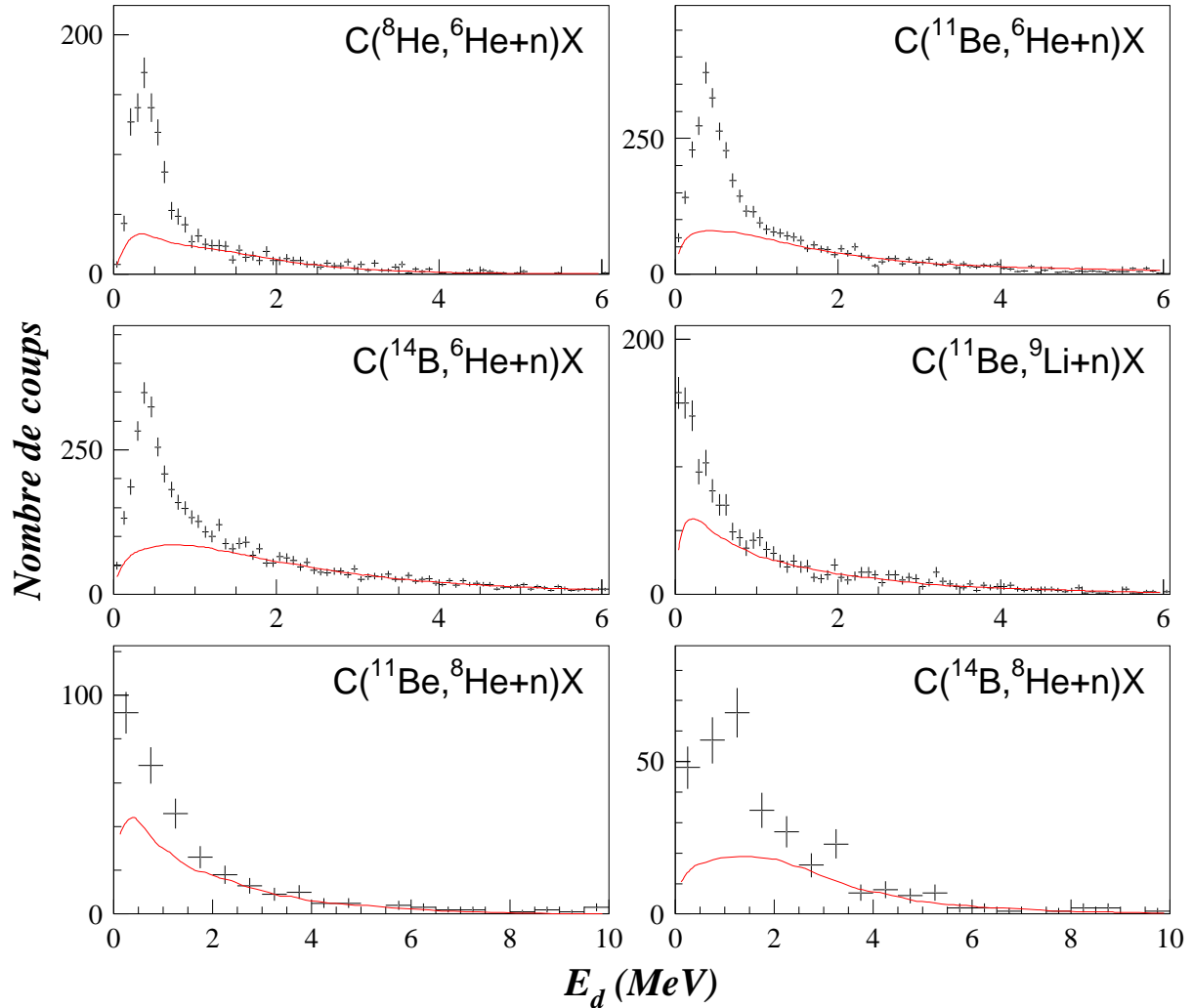


FIG. 4.10 – Énergie de décroissance (points) des systèmes non liés issus des différentes réactions. Les courbes correspondent à un fond (voir texte).

La figure 4.10 montre une comparaison du fond obtenu par mélange<sup>1</sup> avec les données. Nous observons que les structures obtenues pour chaque réaction comportent des corrélations qui ne peuvent pas être expliquées par un fond non résonant (voir chapitre 6).

#### 4.4.2 Fond thermique

La cassure d'un noyau incident en fragment et plusieurs neutrons pourrait être à l'origine d'un fond non résonant important. En effet, même si la probabilité de formation de la résonance est assez élevée, le neutron détecté en coïncidence avec le fragment a une

<sup>1</sup>Sauf pour la réaction  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)X$  (§ 6.1).

forte probabilité de ne pas provenir de la décroissance du noyau résonant. La réaction  $C(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)X$  illustre bien cet effet où cinq neutrons sont libérés à partir du faisceau au cours de la réaction (figure 4.11).

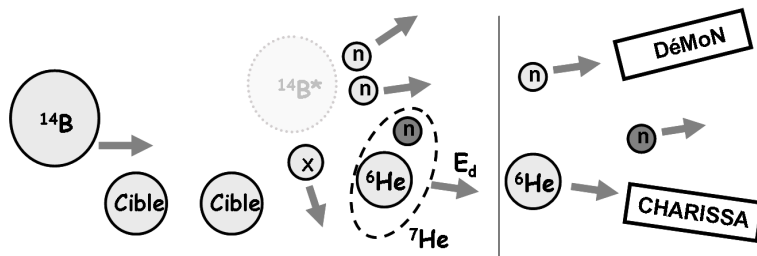


FIG. 4.11 – Origine des neutrons détectés en coïncidence avec un  $^6\text{He}$  lors de la cassure du noyau incident  $^{14}\text{B}$ . Les neutrons détectés en coïncidence avec un fragment de l'  $^6\text{He}$  peuvent provenir de la désexcitation d'autres fragments produits lors de la réaction ou de la décroissance de l'  $^7\text{He}$ .

L'origine physique de l'émission de ces neutrons est le continuum du faisceau qui comporte un paquet de plusieurs états très larges [Deak87]. Ce paquet pourrait être modélisé selon une distribution de Maxwell thermique  $\sqrt{E}.exp(-E/T)$  ( $T$  est la température de la source). L'émission est supposée isotrope en angle dans le référentiel du projectile. Comme l'énergie et l'angle d'un tel neutron ne sont pas corrélés à ceux du fragment détecté en coïncidence, la distribution en énergie de décroissance entre le neutron thermique et le fragment est large, et se présente sous la forme d'un fond sur le spectre.

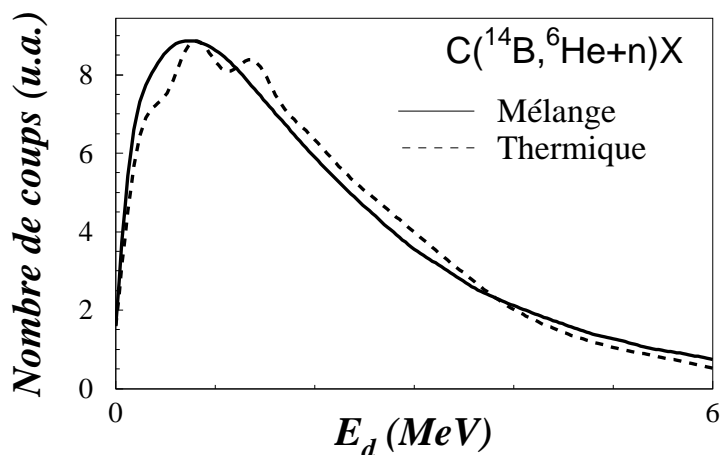


FIG. 4.12 – Spectre en énergie de décroissance d'événements  $^6\text{He}+n$  mélangés (convergé), et émis thermiquement ( $T = 2,2$  MeV).

La figure 4.12 présente une comparaison entre un fond obtenu par des événements  $^6\text{He}+n$  mélangés et un fond thermique filtré par KALAMOUN. Nous remarquons que les deux méthodes donnent un résultat similaire pour une température  $T = 2,2$  MeV.

### 4.4.3 Fond provenant d'une dissociation séquentielle

La dissociation de l' $^8\text{He}$  est majoritairement séquentielle dans la voie  $^6\text{He}+n+n$  pour les réactions nucléaires (sur une cible légère) [Iwat00, Mark01]. Après la diffraction d'un premier neutron ou l'excitation inélastique de l' $^8\text{He}$  suivie d'une émission d'un premier neutron<sup>2</sup>, le sous-système  $^6\text{He}+n$  entrerait en résonance avant de se dissocier définitivement à l'image de la figure 4.13. Le neutron diffracté ou émis le premier dans la décroissance de l' $^8\text{He}^*$  a le même moment cinétique que l' $^7\text{He}$  dans le référentiel du projectile mais de sens opposé ( $\vec{p}_{ndiff} = -\vec{p}_{^7\text{He}}$ ). Donc, le moment du neutron diffracté est moyennement plus large que celui provenant de la résonance  $^7\text{He}$ .

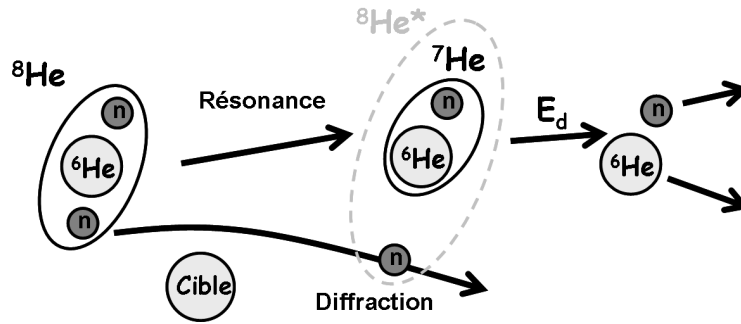


FIG. 4.13 – Décroissance séquentielle de l' $^8\text{He}$  via une résonance  $^7\text{He}$ . La première étape est une perte d'un neutron par diffraction. La seconde étape est la décroissance de l' $^7\text{He}$  en  $^6\text{He}+n$ .

L'énergie d'excitation de l' $^8\text{He}$  est distribuée entre les deux neutrons et l' $^6\text{He}$ . Pour le neutron diffracté ou émis en premier lors de la décroissance de l' $^8\text{He}$ , il est moins corrélé en énergie et en angle avec l' $^6\text{He}$  et pourrait former un fond pour la distribution en énergie de décroissance du système  $^6\text{He}+n$ .

Enfin, dans un cas extrême, l' $^8\text{He}^*$  peut décroître directement vers  $^6\text{He}+n+n$  sans former la résonance d' $^7\text{He}$ . Ce type de décroissance pourrait être décrit par l'espace de phases à trois corps.

## 4.5 Moments perpendiculaire et parallèle

Par la mesure en coïncidence du moment cinétique du fragment et du neutron, nous avons accès aux composantes perpendiculaire et parallèle du moment des systèmes non liés. La forme et la largeur de la distribution en moment permettent d'estimer le moment transféré pendant la cassure du noyau incident au système non lié étudié qui sera pris en compte dans la simulation afin de reproduire au mieux les données expérimentales. Du fait

<sup>2</sup>Les deux descriptions sont essentiellement équivalentes. L'excitation inélastique pourrait bien décrire le spectre  $E_d$  de l' $^8\text{He}^*$  (reconstruit par  $^6\text{He}+n+n$ , § 4.3.1). La section efficace  $d\sigma/d\Omega$  pourrait être décrite par un neutron diffracté dans la décroissance de l' $^8\text{He}$  plus un neutron provenant de la décroissance de l' $^7\text{He}$

de l'ouverture angulaire limitée de DéMoN, le moment transféré au neutron a une influence importante sur l'efficacité de détection.

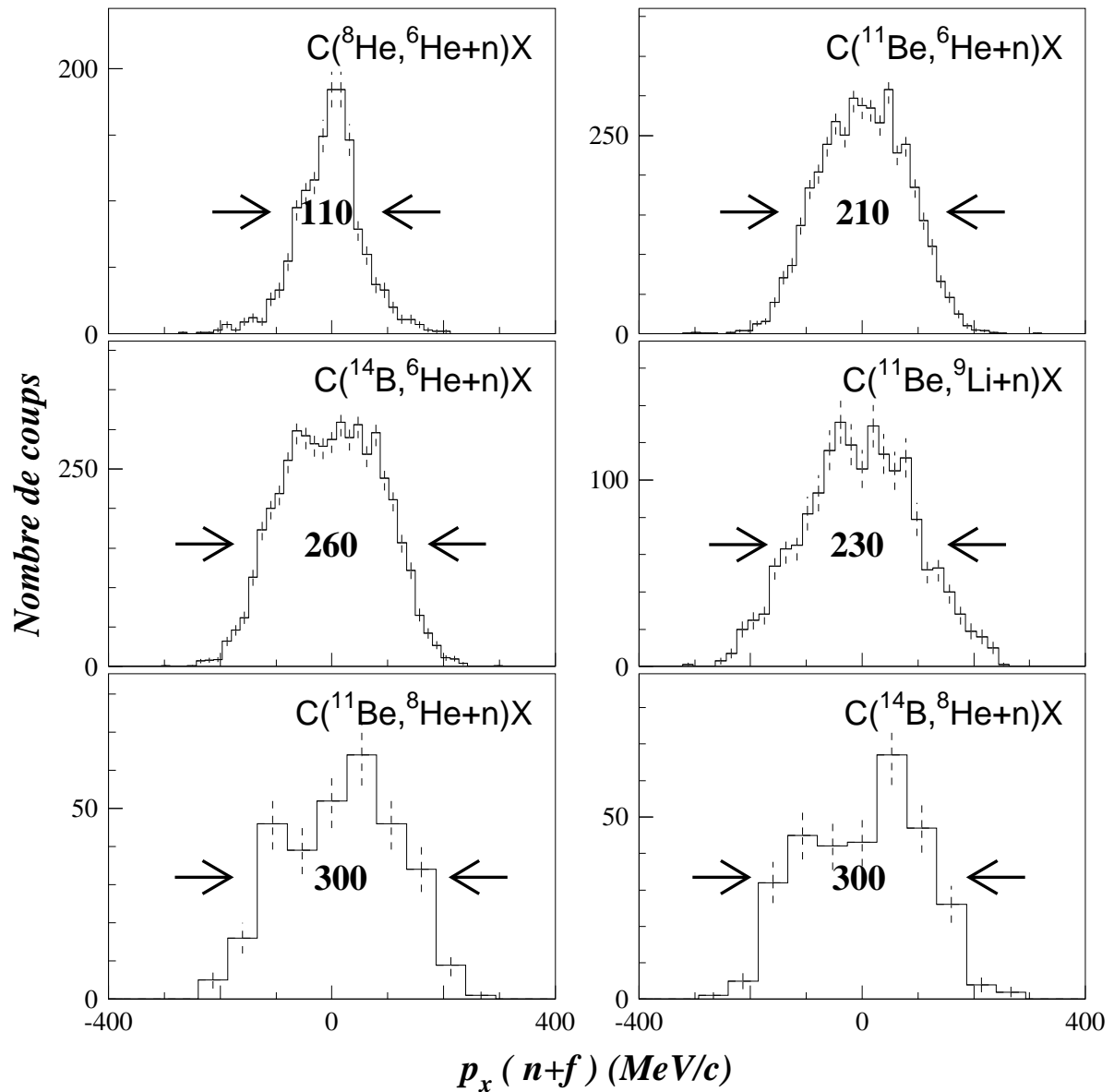


FIG. 4.14 – Distributions en impulsion  $p_x$  des systèmes non liés issus des différentes réactions. La valeur entre flèches indique la largeur à mi-hauteur en MeV/c.

Les figures 4.14 et 4.15 montrent respectivement les distributions en  $p_x$  (moment perpendiculaire à l'axe du faisceau) et  $p_z$  (moment parallèle à l'axe du faisceau). Pour les réactions où le projectile a perdu un ou plusieurs protons fortement liés, la distribution

est plus large que dans le cas des réactions où un neutron faiblement lié est arraché (la réaction  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)X$  peut être pris en exemple).

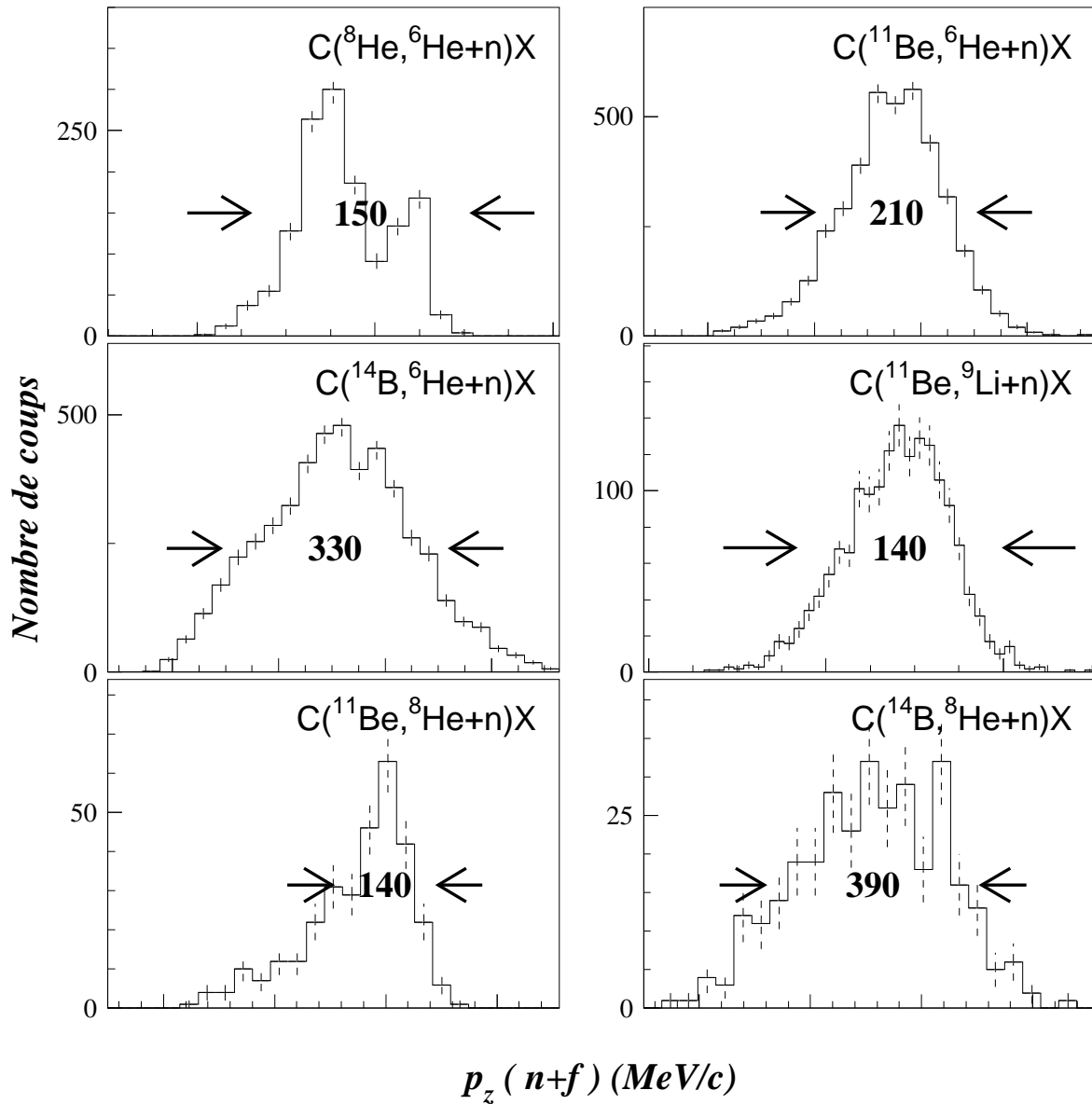


FIG. 4.15 – Distributions en impulsion  $p_z$  des systèmes non liés issus des différentes réactions. La valeur entre flèches indique la largeur à mi-hauteur en  $MeV/c$ .

Pour les distributions parallèles  $p_z$ , nous remarquons une traîne présente qui correspond à des événements ayant une vitesse inférieure à celle du faisceau. Cette traîne est alors attribuée à des interactions dissipatives [Sauv04, Tost02]. Pour la réaction  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)X$ ,

la présence d'un trou dans la distribution (à environ 1200 MeV/c) est due à la coupure en énergie pour la matrice d'identification  $\Delta E-E$  (figure 4.2).

## 4.6 Effets du moment transféré

L'étude systématique des réactions de fragmentation des faisceaux de noyaux stables avait établi que les distributions en moment des fragments suivent des lois gaussiennes de largeur  $\sigma$  [Gold74] dans le centre de masse du projectile :

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_F(A_P - A_F)}{A_P - 1}} \quad (4.7)$$

avec  $A_P$  la masse du noyau incident et  $A_F$  la masse du fragment émergeant (le système  ${}^A_ZX+n$ ).  $\sigma_0$  vaut typiquement 90 MeV/c pour des réactions à haute énergie avec des faisceaux stables.

L'équation 4.7 dérive d'un modèle qui utilise deux hypothèses : (1) Le processus de la cassure du faisceau est rapide (ainsi l'approximation soudaine est valable) ; (2) le fragment émergeant de la cassure garde son moment cinétique préformé à l'intérieur du projectile [Frie83]. Ici, la largeur  $\sigma$  représente le moment transféré au noyau non lié lors de la cassure du faisceau. Nous avons utilisé cette approximation afin de reproduire les moments des différents systèmes non liés. Cet ajout s'avère important pour une simulation fiable.

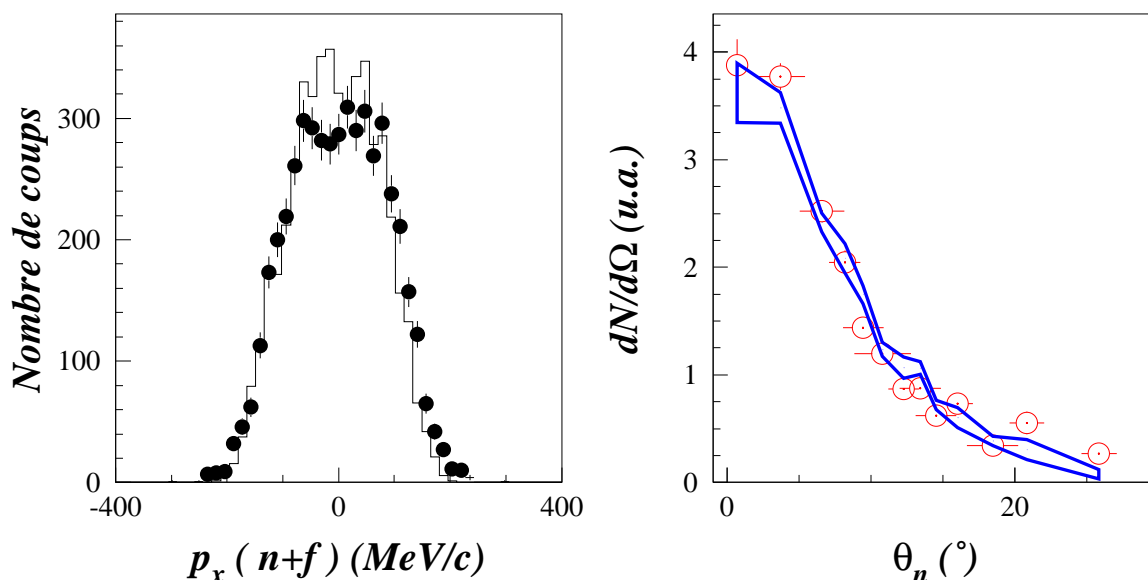


FIG. 4.16 – Gauche : distributions en  $p_x$  de  ${}^7\text{He}$  expérimentales (points) et simulées (histogramme). Droite : distributions angulaires des neutrons expérimentales (points) et simulées (ligne). La réaction est  $C({}^{14}\text{B}, {}^6\text{He}+n)X$ .

La figure 4.16 représente la distribution en moment perpendiculaire de la réaction  $C(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)X$  calculée à partir de l'équation 4.7, puis filtrée par notre code de simulation comparée aux données. Pour  $\sigma_0 = 65 \text{ MeV}/c$ , l'accord est bon pour les deux distributions en moment perpendiculaire du système fragment+neutron et angulaire des neutrons.

La figure 4.17 montre la sensibilité de la distribution angulaire des neutrons en fonction du moment transféré au noyau non lié et de l'énergie de la décroissance.

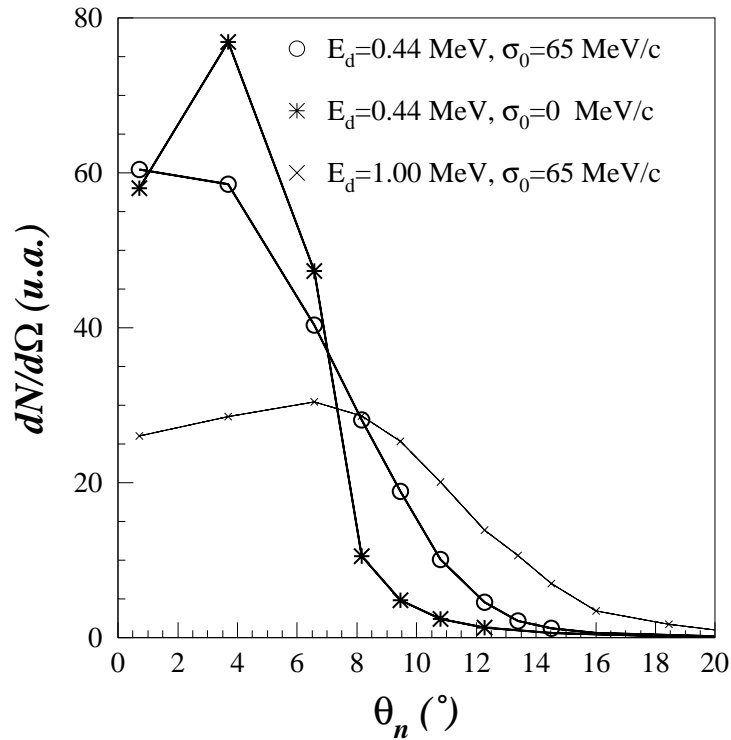


FIG. 4.17 – Distributions angulaires des neutrons simulées avec KALAMOUN avec (cercles) et sans (étoiles) tenir compte du moment transféré au système non lié ( $^7\text{He}$ ). Pour une énergie de résonance  $E_d = 440 \text{ keV}$ . L'efficacité baisse d'un facteur 2 en tenant compte de  $\sigma_0$  (de 10 à 5,5 %). Pour la même valeur de  $\sigma_0$  mais pour une énergie de résonance  $E_d = 1 \text{ MeV}$  plus élevée, l'élargissement de la distribution est fortement lié à l'énergie de la résonance. Cependant, l'efficacité est très peu sensible à  $E_d$  (de 5,5 à 5 %)

## 4.7 Conclusions

Au cours de ce chapitre, nous avons passé en revue les résultats obtenus pour six réactions :

- $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)X$
- $C(^{11}\text{Be}, ^6\text{He}+n)X$
- $C(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)X$
- $C(^{11}\text{Be}, ^9\text{Li}+n)X$
- $C(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)X$
- $C(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)X$

Pour chacune d'elles, l'énergie de décroissance, la distribution angulaire des neutrons et la distribution en moment parallèle et perpendiculaire ont été reconstruites. Une estimation de la section efficace à partir de la distribution angulaire a été faite. La simulation du dispositif expérimental à l'aide de KALAMOUN (annexe A) d'une part et l'utilisation d'une technique itérative de mélange d'événements d'autre part permettent d'écarter dès à présent l'hypothèse selon laquelle les structures observées dans les spectres en énergie seraient dues à de simples artefacts ou à un fond d'événements non corrélés.

Nous avons pu observer le peuplement de l'état fondamental de l' $^7\text{He}$  avec les faisceaux  $^8\text{He}$ ,  $^{11}\text{Be}$  et  $^{14}\text{B}$ . Pour le  $^{10}\text{Li}$ , une distribution très étroite très près du seuil d'émission neutronique a été observée. L' $^9\text{He}$  a été peuplé avec une statistique plus faible. Néanmoins, une distribution concentrée à très basse énergie a été observée avec le faisceau du  $^{11}\text{Be}$ , ce qui pourrait être attribué à son état fondamental. Quant au faisceau du  $^{14}\text{B}$ , la présence d'une montée autour de 1 MeV pourrait signer le peuplement d'un état excité dans l' $^9\text{He}$ .





# Chapitre 5

## Approche théorique des états non liés

Ce chapitre présente l'approche théorique utilisée afin d'étudier la structure des spectres en énergie de décroissance des noyaux non liés  ${}^7,9\text{He}$  et  ${}^{10}\text{Li}$ . La tentative d'interprétation des données en utilisant cette approche fera l'objet du chapitre 6.

### 5.1 Modèle pour le calcul de l'interaction dans l'état final

Le modèle du potentiel de diffusion utilisé ici, permet de modéliser les réactions (supposées directes) qui mènent à des états non liés. Le calcul de l'interaction entre le neutron et le fragment dans le noyau non lié est similaire à celui utilisé dans [Bert98, Thoe99, Chen01, Leco02b], et donne accès à la distribution en énergie de décroissance du système fragment-neutron. Essentiellement, le projectile est considéré comme un neutron lié à un cœur auquel la cible va arracher plusieurs nucléons fortement liés en un temps très court. De ce fait, le mécanisme de la réaction est décrit dans le cadre de l'approximation soudaine dans laquelle le moment transféré entre le projectile et la cible est négligé, et le moment cinétique du neutron reste donc inchangé pendant la réaction.

L'amplitude de transition de l'état initial  $|i\rangle$  du neutron lié dans le projectile, vers l'état final  $|f\rangle$  du neutron non lié dans le système  $f$ - $n$  est donnée par (notation de Dirac) :

$$a(k) = \langle f|V|i\rangle \quad (5.1)$$

Du fait que le moment transféré est négligé, la matrice de transition  $V$  est égale à l'unité, et l'amplitude est simplement donnée par le recouvrement des deux fonctions d'onde initiale et finale, qui sont solutions de l'équation de Schrödinger stationnaire. L'hamiltonien utilisé pour calculer les fonctions d'onde liées et non-liées est :

$$\mathcal{H} = T + V(r) + V_{so} \quad (5.2)$$

où  $T$  est un terme d'énergie cinétique,  $V_{so}$  l'interaction spin-orbite, et  $V(r)$  un potentiel à une particule de type Woods-Saxon :

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_v}{a_v}\right)} \quad (5.3)$$

$V_0$  est la profondeur du potentiel et  $a_v$  la diffusivité (typiquement 0,65 fm). Le rayon  $R_v$  vaut  $r_0 A_c^{1/3}$  ( $r_0$  est le rayon réduit qui vaut typiquement 1.25 fm) ;  $A_c$  est le nombre de nucléons du cœur, c'est-à-dire le nombre de nucléons du projectile diminué d'une unité (pour l'état initial) ou du fragment (pour l'état final). Lecouey a montré que les distributions en énergie de l'état final sont très peu sensibles aux paramètres du potentiel  $a_v$  et  $r_0$  [Leco02b], donc nous ne faisons varier que la profondeur du potentiel  $V_0$ . Il a ainsi démontré que la forme de la distribution en énergie de décroissance pour un neutron de moment cinétique  $\ell > 0$  est très peu sensible à l'état initial du neutron dans le projectile, de ce fait, elle pourrait bien être décrite par une fonction de type Breit-Wigner (voir figure 6.2). Ainsi, nous nous intéresserons plus par la suite à la description des états  $s$  virtuels.

Pour l'état initial, la profondeur du potentiel entre le cœur du projectile et le neutron est ajustée de manière à reproduire l'énergie de séparation du neutron de valence du noyau incident. Pour l'état final, la profondeur du potentiel entre le fragment et le neutron du système non lié est ajustée de manière à reproduire la valeur présumée de la longueur de diffusion  $a_s$  pour  $\ell=0$  ou l'énergie de résonance  $E_r$  pour  $\ell > 0$ . Il nous semble pertinent d'utiliser un potentiel purement réel dans ce modèle parce que les états en question correspondent à des états à une particule.

En sondant l'état non lié, le premier état excité du fragment est beaucoup plus élevé par rapport à l'état de diffusion. Ainsi, il n'existe pas de couplage entre l'état non lié et l'état excité du fragment, permettant ainsi un traitement d'une diffusion élastique entre les deux particules. Le premier état excité du fragment, pour les systèmes étudiés dans ce travail, figure dans le tableau 5.1.

Isotope	Énergie du premier état excité (MeV)
${}^6\text{He}$	$1,797 \pm 0,025$
${}^8\text{He}$	$2,8 \pm 0,4$
${}^9\text{Li}$	$2,691 \pm 0,005$

TAB. 5.1 – Énergie du premier état excité de  ${}^6,8\text{He}$  et  ${}^9\text{Li}$  [Fire96].

L'état non lié doit être asymptotiquement la fonction d'onde d'une particule libre pour le moment angulaire initial. La fonction d'onde du neutron lié dans l'état initial s'écrit :

$$\psi_0(\vec{r}) = \frac{\chi_{\ell_i}(r)}{r} Y_{\ell_i, m_i}(\theta, \phi) \quad (5.4)$$

où  $\vec{r}$  définit la position relative entre le neutron et le reste du projectile,  $\ell_i$  et  $m_i$  sont les moments angulaires du neutron dans le projectile,  $\chi_{\ell_i}(r)$  la partie radiale réduite de

la fonction d'onde liée et  $Y_{\ell_i, m_i}(\theta, \phi)$  une harmonique sphérique. La solution propre du continuum dans le système fragment+ $n$  non lié a pour fonction d'onde :

$$\phi_k(\vec{r}) = \frac{u_{\ell_f}^k(r)}{r} Y_{\ell_f, m_f}(\theta, \phi) \quad (5.5)$$

où  $k$  est le vecteur d'onde du mouvement relatif entre le fragment et le neutron,  $\ell_f$  et  $m_f$  sont les moments angulaires finaux,  $u_{\ell_f}^k(r)$  est la partie radiale réduite de la fonction d'onde du continuum. La probabilité de transition (équation 5.1) prend sa forme dans l'espace des  $|\vec{r}\rangle$  comme :

$$a(k) = \delta_{\ell_i, \ell_f} \delta_{m_i, m_f} \int_0^\infty \chi_{\ell_i}(r) u_{\ell_f}^k(r) dr \quad (5.6)$$

Dans le modèle présent, les effets du recul provenant de la cassure ont été négligés ( $\ell_i = \ell_f = \ell$ ,  $m_i = m_f = m$ ). Cependant, la présence du recul pourrait induire des transitions entre les états de moment cinétique différent.

La section efficace différentielle en énergie de décroissance  $\frac{d\sigma}{dE_d}$  peut être reliée à l'amplitude de transition  $a(k)$  par :

$$\frac{d\sigma}{dE_d} \propto \sqrt{E_d} |a(k)|^2 \quad (5.7)$$

avec  $E_d = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}$ ,  $\mu$  étant la masse réduite du système fragment-neutron du noyau non lié.

## 5.2 Résolution et paramétrisation des états du continuum

Dans la théorie de la diffusion, le déphasage  $\delta_\ell$  entre une onde initiale et finale résume tout l'effet du potentiel diffuseur réel sur une particule de moment cinétique  $\ell$  [Mess95]. L'équation radiale pour une particule de moment cinétique  $\ell$  plongée dans un potentiel  $V(r)$  s'écrit :

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} + V(r) - k^2 \right) y_\ell(r) = 0 \quad (5.8)$$

$y_\ell(r) = r \mathcal{R}_\ell(r)$ ,  $\mathcal{R}_\ell(r)$  étant la partie radiale de la fonction d'onde. Les solutions propres de cette équation sont des états liés pour des valeurs propres d'énergies négatives, et des états non liés pour des énergies positives.

La solution stationnaire de diffusion très loin du potentiel pour un neutron de moment cinétique  $\ell$  est :

$$u_\ell^k(r) \propto \sin\left(kr - \ell\frac{\pi}{2} + \delta_\ell\right) \quad (5.9)$$

Pour l'état lié initial, la solution asymptotique est une fonction de Hankel [Mess95] :

$$\ell = 0 \quad : \quad \chi_0(r) \propto \frac{e^{-\alpha r}}{\alpha} \quad (5.10)$$

$$\ell = 1 \quad : \quad \chi_1(r) \propto \left( \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\alpha^2 r} \right) e^{-\alpha r} \quad (5.11)$$

$\alpha$  est l'inverse de la longueur de décroissance  $\rho$ , reliée à l'énergie de séparation  $S_n$  du dernier neutron du projectile par :

$$\rho = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu_p S_n}} \quad (5.12)$$

$\mu_p$  est la masse réduite du système cœur+neutron du projectile.

Pour obtenir les solutions exactes de l'équation 5.8, nous avons utilisé l'algorithme de Numerov (résolution par récurrence). Il aboutit aux solutions asymptotiques précédemment citées pour les états liés et non liés. A partir de la fonction propre de l'état de diffusion, la valeur exacte du déphasage s'obtient alors (à  $\pi$  près)

$$\delta_\ell = \text{atan} \left( k u_\ell^k / (d u_\ell^k / dr) \right) - kr - \ell\pi/2 \quad (5.13)$$

Pour les états virtuels non liés de moment cinétique  $\ell = 0$  (état  $s$ ), et à très basse énergie ( $k \rightarrow 0$ ), l'expression analytique du déphasage  $\delta_0$  est donnée selon la théorie de la portée effective (effective range theory) par :

$$k \cot(\delta_0) = \frac{-1}{a_s} + \frac{1}{2} r_0 k^2 + O(k^4) \quad (5.14)$$

où  $r_0$  est le rayon effectif et  $a_s$  est la grandeur physique qui caractérise les états  $\ell = 0$ , nommée longueur de diffusion. Elle est définie par :

$$a_s = - \lim_{k \rightarrow 0} \frac{d\delta_0}{dk} \approx - \frac{\delta_0}{k} \quad (5.15)$$

Le premier terme de l'équation 5.14 correspond à celui du déphasage par une sphère dure.  $a_s$  s'obtient en résolvant l'équation radiale de Schrödinger correspondant à l'énergie nulle :

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} - V(r) \right) u_{\ell=0}^{k=0}(r) = 0 \quad (5.16)$$

C'est l'abscisse du point où l'asymptote de  $u_{\ell=0}^{k=0}$  coupe l'axe des  $r$ . Si  $a_s > 0$ , l'état est lié, si  $a_s < 0$ , l'état n'est pas lié. Afin d'obtenir une approximation de l'énergie  $E_r$  de l'état virtuel correspondant à  $a_s$ , et de faire une comparaison avec les états de résonance [Chen01], il faudrait combiner l'équation 5.15 et  $E_d = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}$ , d'où :

$$E_r \approx \frac{\hbar^2}{2\mu a_s^2} \quad (5.17)$$

Cette expression n'est valable qu'à très basse énergie.

Pour une résonance  $\ell > 0$ , l'expression analytique du déphasage au voisinage d'une résonance est approximativement celle donnée par la formule de Breit-Wigner :

$$\delta_\ell = \arctan \left( \frac{\Gamma_\ell}{2(E_d - E_r)} \right) \quad (5.18)$$

$$\Gamma_\ell = -2 \left( \frac{dE_d}{d\delta_\ell} \right)_{E_d=E_r} \quad (5.19)$$

$E_r$  et  $\Gamma_\ell$  sont l'énergie et la largeur de la résonance. Pour  $E_d = E_r$ , le déphasage vaut  $\pi/2$  et l'amplitude de diffusion est maximale. La forme explicite de  $\Gamma_\ell$  pour  $\ell = 1$  est :

$$\Gamma_1 = \Gamma_0 \left( \frac{E_d}{E_r} \right)^{3/2} \frac{1 + 2\mu E_r R^2 / \hbar^2}{1 + 2\mu E_d R^2 / \hbar^2} \quad (5.20)$$

Cette approximation ne tient nullement compte de la réaction qui a présidé la formation de l'état de diffusion. La section efficace en énergie s'exprime comme :

$$\frac{d\sigma_\ell}{dE_d} = \sigma_0 \frac{\Gamma(E_d)}{(E_d - E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2(E_d)} \quad (5.21)$$

L'énergie  $E_r$  et la largeur  $\Gamma_0$  sont utilisées pour paramétrer la résonance.

### 5.3 Distributions théoriques

Pour interpréter les distributions en énergie de décroissance obtenues expérimentalement, nous avons écrit un code simple dédié à la résolution de l'équation radiale de Schrödinger pour un potentiel central de courte portée. Il permet ainsi de calculer la distribution en énergie de décroissance entre le fragment et le neutron pour les états  $s$  virtuels.

Plusieurs entrées sont à spécifier dans notre code. Tout d'abord, le fragment et le projectile sont spécifiés, ainsi que leurs nombres quantiques du neutron  $\ell$  et  $n$  (nombre des nœuds). De plus, nous choisissons l'énergie de liaison  $S_n$  dans le projectile, et la longueur de diffusion  $a_s$  de l'état virtuel. Le tableau 5.2 regroupe ces valeurs, et la fonction d'onde correspondante est montrée dans la figure 5.1. Ainsi, le recouvrement entre ces états liés et les états propres du continuum du système fragment-neutron non lié donne la distribution en énergie de décroissance.

Noyau incident	État neutron	Énergie de liaison $S_n$ (MeV)	Profondeur Wood-Saxon $V_0$ (MeV)
$^{11}\text{Be}$	$1s_{1/2}$	0,503	57,58
$^{14}\text{B}$	$1s_{1/2}$	0,9698	51,88

TAB. 5.2 – Énergie de liaison  $S_n$  du dernier neutron dans le  $^{11}\text{Be}$  et le  $^{14}\text{B}$ . La profondeur du potentiel  $V_0$  est obtenue pour reproduire  $S_n$ .

Du fait de leur importance pour notre étude de  $^9\text{He}$  et du  $^{10}\text{Li}$ , nous présentons les différentes distributions calculées. La figure 5.2 montre la distribution en énergie de décroissance pour le  $^{10}\text{Li}$ . La dépendance par rapport au noyau incident est illustrée à partir de la figure 5.3, qui montre la distribution en énergie de décroissance de  $^9\text{He}$  pour les deux faisceaux utilisés dans notre expérience,  $^{11}\text{Be}$  et  $^{14}\text{B}$ . L'énergie de liaison du neutron dans le  $^{11}\text{Be}$  est plus faible que celle dans le  $^{14}\text{B}$ . Une énergie plus faible mène à une extension

spatiale plus importante, ce qui augmente la contribution à basse énergie de décroissance dans l' $^9\text{He}$ , par rapport au  $^{14}\text{B}$ .

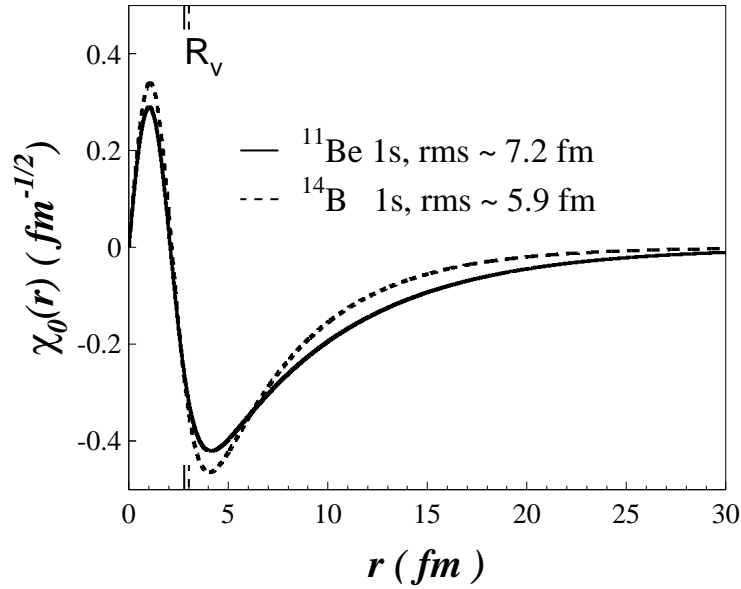


FIG. 5.1 – Fonction d'onde radiale  $\chi_0(r)$  de l'état  $s$  lié pour le  $^{11}\text{Be}$  et le  $^{14}\text{B}$ . La queue qui s'étend loin de la zone du potentiel ( $R_v$ ) est le résultat d'une très faible énergie de liaison du neutron de valence (voir tableau 5.2).

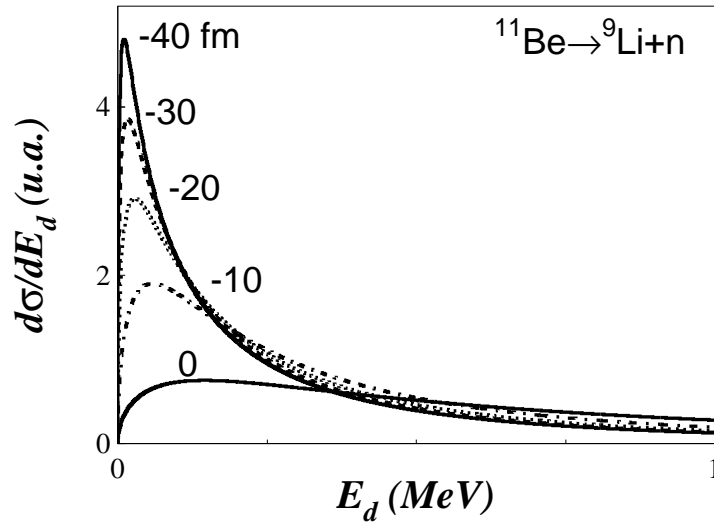


FIG. 5.2 – Énergie de décroissance théorique de l'état virtuel  $1s_{1/2}$  du  $^{10}\text{Li}$  formé à partir de la cassure d'un noyau incident de  $^{11}\text{Be}$  pour différentes valeurs de la longueur de diffusion  $a_s$ . La distribution est de plus en plus large quand  $a_s$  augmente.

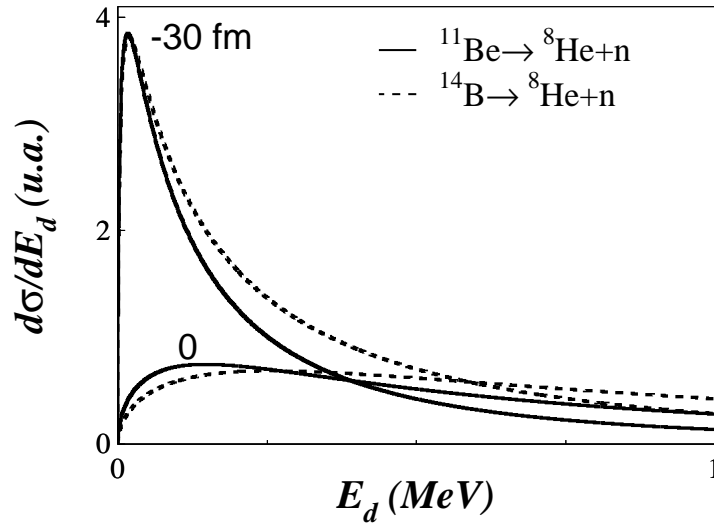


FIG. 5.3 – Énergie de décroissance théorique de l'état virtuel  $1s_{1/2}$  du  ${}^9\text{He}$  formé à partir de la cassure d'un noyau incident de  ${}^{11}\text{Be}$  et de  ${}^{14}\text{B}$  pour deux valeurs différentes de la longueur de diffusion  $a_s$ . La distribution est plus étroite avec le  ${}^{11}\text{Be}$  à cause de l'énergie de liaison du neutron de valence plus faible (voir texte).

Il est important de noter que pour les états virtuels de longueur de diffusion  $a_s = 0$  fm, aucune interaction existe dans l'état final (FSI) entre fragment et neutron. Autrement dit, le neutron de valence ( $\ell = 0$ ) du projectile est un spectateur de la réaction [Chen01].

Enfin, ces distributions en énergie de décroissance seront introduites dans le code de simulation KALAMOUN, afin d'interpréter les distributions obtenues expérimentalement. Comme indiqué plus haut pour les états de résonance  $\ell > 0$ , nous avons utilisé des distributions de type Breit-Wigner (voir figure 6.2).





# Chapitre 6

## Interprétation des données

Dans ce chapitre, nous tenterons d'expliquer la structure des spectres en énergie de décroissance correspondant aux coïncidences  ${}^6\text{He}+n$ ,  ${}^8\text{He}+n$  et  ${}^9\text{Li}+n$  (voir chapitre 4) provenant de différentes réactions par le peuplement d'états résonants et/ou d'états  $s$  virtuels de  ${}^7\text{He}$ ,  ${}^9\text{He}$  et  ${}^{10}\text{Li}$ .

### 6.1 ${}^7\text{He}$

Le noyau d' ${}^7\text{He}$  (§ 1.4.1) est non lié dans son état fondamental  $J^\pi = 3/2^-$  avec une structure  ${}^6\text{He}_{g.s.} \otimes \nu p_{3/2}$  ( $E_r = 440$  keV,  $\Gamma = 160$  keV). Le but de notre étude est de chercher l'état excité  $J^\pi = 1/2^-$  avec une structure  ${}^6\text{He}_{g.s.} \otimes \nu p_{1/2}$  ( $E_r = 1$  MeV,  $\Gamma = 0,75$  MeV) proposé par Meister et al. [Meis02]. Cet état serait le partenaire spin-orbite du fondamental, et sa présence impliquerait une réduction dramatique du potentiel spin-orbite causé par le faible gap en énergie ( $\sim 0,56$  MeV) entre les deux états.

Pour chercher les états résonants présents sur le spectre en énergie de décroissance de  ${}^7\text{He}$ , provenant des réactions  $\text{C}({}^8\text{He}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$ ,  $\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$  et  $\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$ , nous avons utilisé des distributions de type Breit-Wigner (équations 5.21 et 5.20). Le fond (§ 4.4) utilisé provient du mélange des événements<sup>1</sup> (§ 4.4.1), sauf pour la réaction  $\text{C}({}^8\text{He}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$  où un mélange ne reproduit pas la partie non corrélée dans le spectre. En effet, pour cette réaction, deux neutrons sont à priori présents dans la voie finale. Même si il y a formation du noyau non lié d' ${}^7\text{He}$ , le neutron restant est fortement corrélé en énergie avec le fragment d' ${}^6\text{He}$  et ne peut donc pas être enlevé du spectre par mélange d'événements. Cependant, connaissant les origines physiques du fond, nous avons généré ce dernier à partir de notre code de simulation KALAMOUN (annexe A). Trois différents types de fonds sont possibles :

1. le premier provient du continuum  ${}^6\text{He}-n$  non résonant (§ 4.4.1),
2. le deuxième provient de la décroissance directe à trois corps de  ${}^8\text{He}$  vers  ${}^6\text{He}+n+n$  sans formation de  ${}^7\text{He}$  (§ 4.4.2),

---

<sup>1</sup>Cette distribution reproduit bien le continuum non résonant et le fond dû aux neutrons évaporés – les deux composantes qui seront présentes pour les réactions  $\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$  et  $\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$ .

3. le troisième provient de la diffraction d'un premier neutron (ou excitation inélastique) lors de la cassure séquentielle de l' $^8\text{He}$  (§ 4.4.3).

La figure 6.1 présente une comparaison des différents fonds en énergie de décroissance avec les données expérimentales. Nous remarquons que la forme des fonds n°1 et n°2 est quasiment identique ; quant au n°3, il présente une distribution plutôt plate.

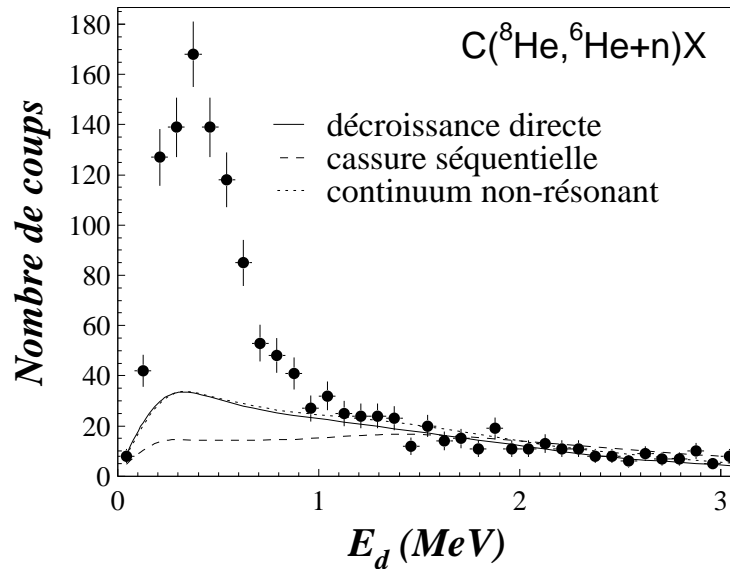


FIG. 6.1 – Fonds en énergie de décroissance simulés avec KALAMOUN pour la réaction  $\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ .

Une fois que le fond correspondant à la réaction étudiée est choisi, chaque distribution en énergie de décroissance est d'abord ajustée avec l'état fondamental uniquement, puis avec l'état fondamental et l'état excité. Cette démarche devrait nous renseigner sur le peuplement de cet hypothétique état excité. La forme des distributions en énergie issues de la formule de Breit-Wigner correspondant à l'état fondamental et à l'état excité de  $^7\text{He}$  est présentée dans la figure 6.2. Ces distributions ont été convoluées à l'aide de KALAMOUN pour tenir compte de l'effet du dispositif expérimental. Une fois le fond ajouté, nous faisons varier la proportion dans le spectre expérimental de chacun des deux (fond et fondamental) ou trois (fond, fondamental et état excité) ingrédients et nous calculons les paramètres en minimisant le  $\chi^2$ .

Nous pouvons dès lors étudier la réaction  $\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ . Les composants utilisés pour décrire les données sont les trois fonds présentés dans la figure 6.1, l'état fondamental et l'état excité. La figure 6.3 présente le meilleur ajustement obtenu pour une contribution nulle du fond diffractif et de l'état excité. Nous observons clairement que la partie autour de 1 MeV est bien reproduite en l'absence de l'état excité. Le fond tient une place importante (environ 40 %), ce qui est en accord avec nos hypothèses. Les premiers points sont légèrement sous-estimés, et ceci pour plusieurs raisons que nous exposerons plus loin.

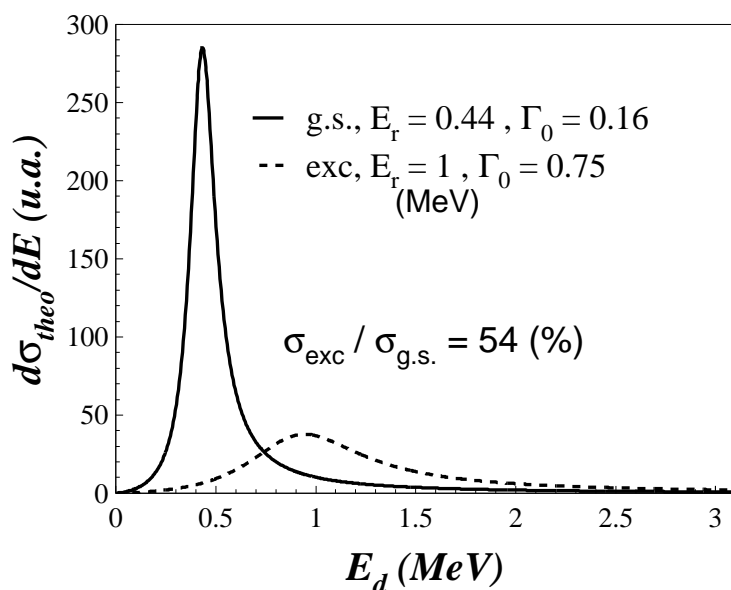


FIG. 6.2 – Distributions en énergie de décroissance théoriques de l' ${}^7\text{He}$  obtenues selon la formule Breit-Wigner (équation 5.20) pour l'état fondamental et l'état excité proposé par Meister et al., le rapport entre la contribution des deux états est de 54 % [Meis02].

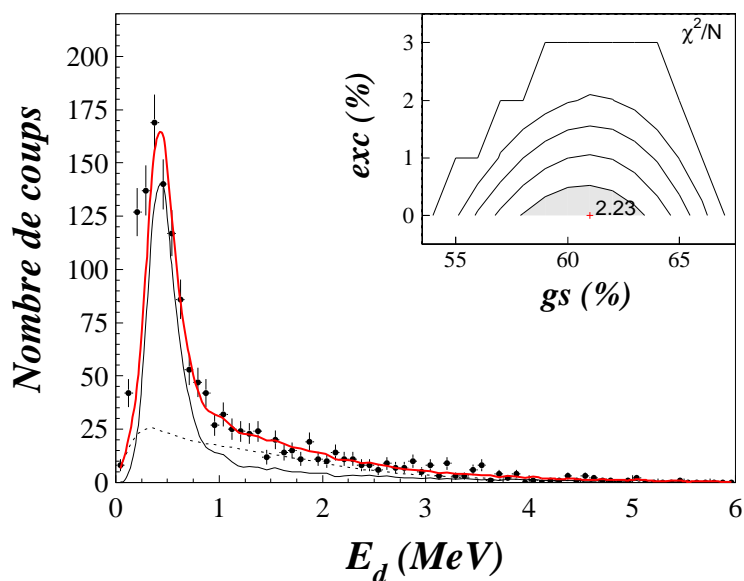


FIG. 6.3 – Énergie de décroissance  ${}^6\text{He}+n$  provenant de  $\text{C}({}^8\text{He}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$  donnée par l'état fondamental et l'état excité. La courbe en trait épais montre l'ajustement aux données (points) de l'état fondamental (trait continu mince), de l'état excité (contribution nulle) et du fond (pointillé). L'insert présente l'évolution de  $\chi^2/N$  ( $N=59$ ) en fonction de la contribution de l'état fondamental (gs) et de l'état excité (exc). Chaque contour correspond à un pas de 1 en  $\chi^2$ .

Meister et al. [Meis02] n'ont pas inclus un fond dans leur analyse, et ont interprété leurs données avec des états résonants (figure 1.16). Pour notre part, nous avons gardé la même hypothèse dans le but de confronter notre analyse à celle de Meister et al. [Meis02]. Cependant, il nous paraît important qu'un fond soit toujours présent dans l'analyse (§ 4.4). Le spectre 6.4 présente le meilleur ajustement indiquant une bonne reproduction des données vers 1 MeV, et qui montre donc la similarité entre les deux données expérimentales.

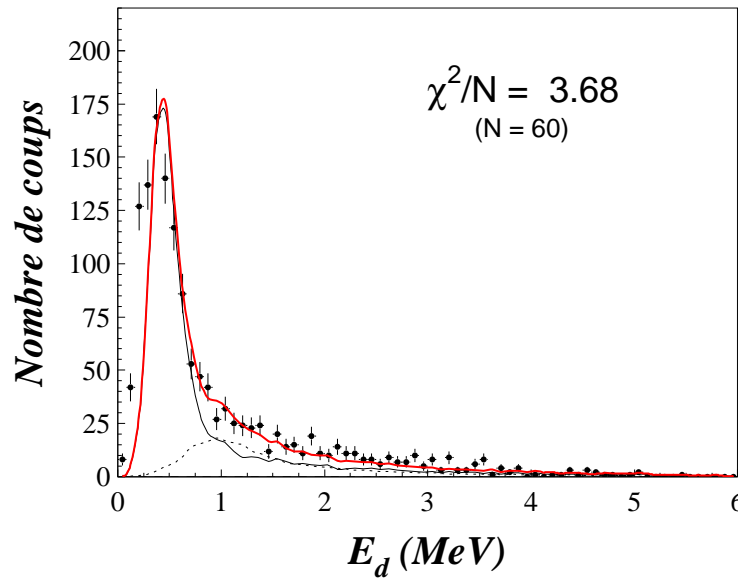


FIG. 6.4 – Énergie de décroissance  ${}^6\text{He}+n$  provenant de  $\text{C}({}^8\text{He}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$  donnée par l'état fondamental et excité sans inclure un fond. La courbe en trait épais montre l'ajustement aux données (points) de l'état fondamental (trait continu mince) et de l'état excité (pointillé).

Pour les deux réactions  $\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$  et  $\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$ , nous allons suivre la même démarche, à savoir débiter l'analyse sans l'état excité. Le résultat de l'ajustement pour les deux réactions est présenté sur le spectre 6.5. L'ajustement est moins bon avec le faisceau de  ${}^{11}\text{Be}$  que pour celui de  ${}^{14}\text{B}$ . La sous-estimation à très basse énergie est toujours présente. Par ailleurs, l'accord entre les données autour de 1 MeV et l'hypothèse d'un état fondamental seul, est suffisant. Nous notons que le fond présent sur le spectre dans le cas du faisceau de  ${}^{14}\text{B}$  est plus important que celui de  ${}^{11}\text{Be}$ . Ainsi, nous signalons que cette observation est en accord avec la présence d'un plus grand nombre de neutrons dans la voie finale.

Ensuite, nous avons inclus l'état excité dans notre ajustement et les résultats sont présentés sur le spectre 6.6. Nous observons que l'accord s'est légèrement amélioré cette fois-ci, néanmoins le peuplement de l'état excité dans les deux cas est très faible (environ 9 et 6 %) par rapport à l'observation de Meister et al. [Meis02].

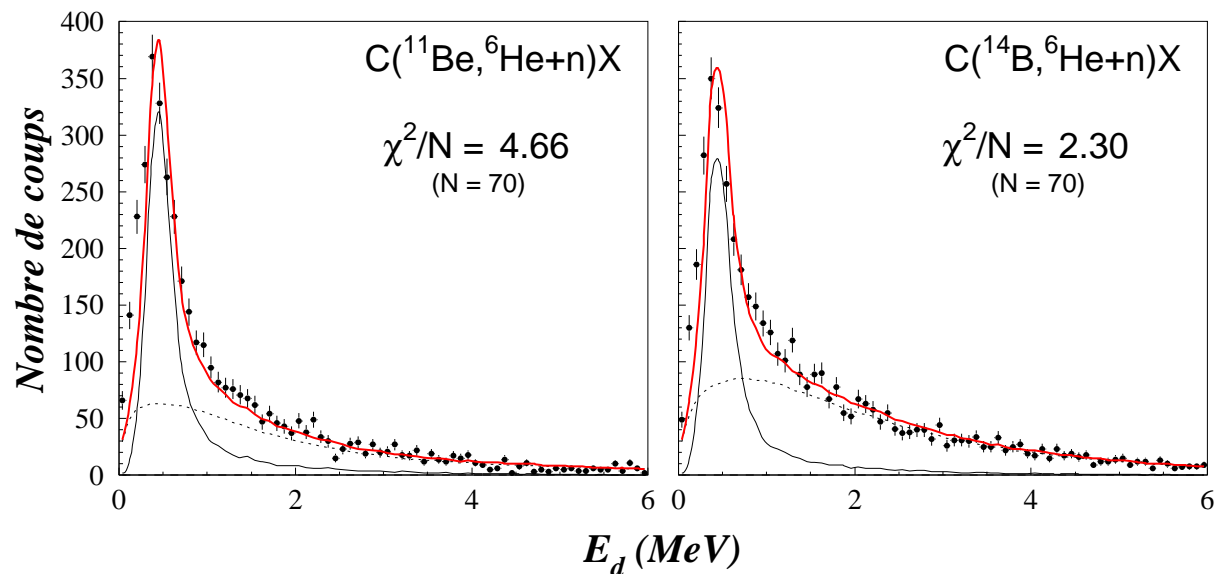


FIG. 6.5 – Énergie de décroissance  ${}^6\text{He}+n$  provenant des réactions  $\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$  et  $\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$  donnée par l'état fondamental. La courbe en trait épais montre l'ajustement aux données (points) de l'état fondamental (continu mince) et d'un fond combinatoire (pointillé).

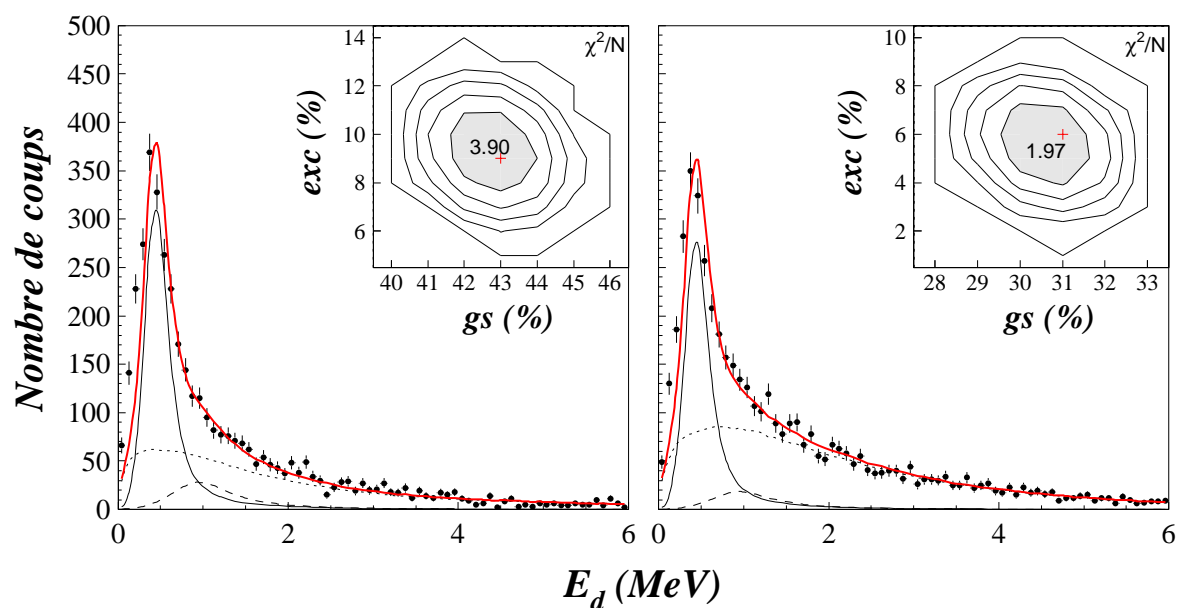


FIG. 6.6 – Énergie de décroissance  ${}^6\text{He}+n$  provenant des réactions  $\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$  (gauche) et  $\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$  (droite) donnée par l'état fondamental et l'état excité. La courbe en trait épais montre l'ajustement aux données (points) de l'état fondamental (trait continu mince), de l'état excité (trait discontinu) et d'un fond combinatoire (pointillé). L'insert présente l'évolution de  $\chi^2/N$  ( $N=70$ ) en fonction de la contribution de l'état fondamental (gs) et de l'état excité (exc). Chaque contour correspond à un pas de 1 en  $\chi^2$ .

## Conclusion sur les spectres de ${}^7\text{He}$

Le peuplement du fondamental de  ${}^7\text{He}$  est assez important dans les trois réactions. L'accord entre les données et la simulation utilisant les paramètres connus du fondamental a permis la validation de notre analyse et de notre simulation, ainsi que l'utilisation de l'approximation de type Breit-Wigner. Pour l'hypothétique état excité vers  $E_r = 1$  MeV de Meister et al. [Meis02], il s'agit selon nous du fait qu'ils aient écarté le fond non résonnant dans leur analyse.

En effet, pour la même réaction, notre étude où toutes les possibilités d'un fond ont été traitées, n'a pas confirmé la présence significative de cet état. Même pour les autres réactions où la présence de cet état améliore un peu l'ajustement, sa contribution n'excède pas 20 % ( $\sigma_{ex}/\sigma_{g.s.}$ ) et reste loin d'atteindre la valeur proposée par Meister de 54 %.

Il faut noter que la forme exacte du fond est difficile à décrire en détail. A titre indicatif, la méthode de mélange des événements n'est pas parfaite pour laver toutes corrélations. Rappelons que seule la corrélation en énergie relative  $f$ - $n$  a été prise en compte (équation 4.5) dans la fonction de corrélation. Néanmoins, loin de la résonance où nous normalisons l'ajustement, le mélange reproduit presque parfaitement les données. Pour illustrer cela, nous présentons l'exemple d'un ajustement des données provenant de la réaction  $\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$  où nous remplaçons le fond combinatoire par un fond thermique (§ 4.4.2) qui est l'origine physique d'une partie importante du fond. Le spectre 6.7 représente le meilleur ajustement en incluant l'état fondamental et l'état excité. Nous notons l'annulation du peuplement de l'état excité ainsi qu'un meilleur accord avec les données.

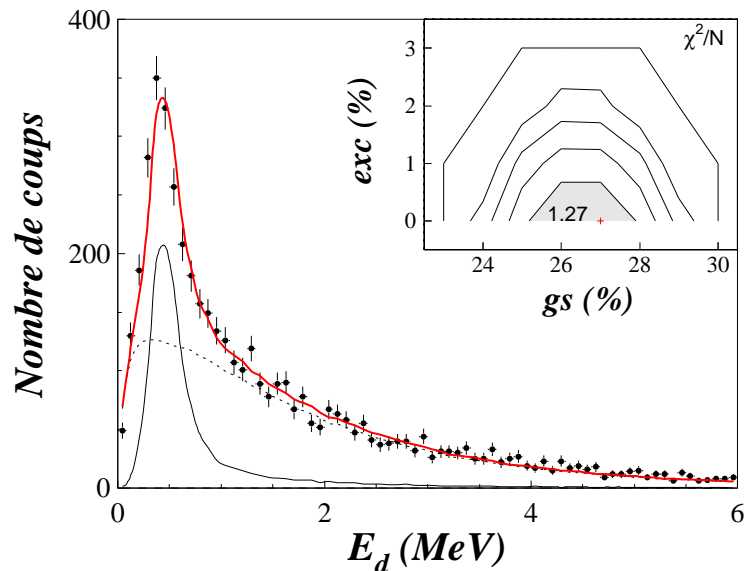


FIG. 6.7 – Énergie de décroissance  ${}^6\text{He}+n$  provenant de  $\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^6\text{He}+n)\text{X}$ . La courbe en trait épais montre l'ajustement aux données (points) de l'état fondamental (trait continu mince), de l'état excité (contribution nulle) et d'un fond thermique (pointillé). Pour l'insert, voir 6.6.

Enfin, tous nos résultats ici convergent vers l'hypothèse de l'inexistence d'un état  $J^\pi = 1/2^-$  avec une structure  ${}^6\text{He}_{g.s.} \otimes \nu p_{1/2}$  vers  $E_r = 1$  MeV, en désaccord avec Meister et al. [Meis02], mais en accord avec d'autres résultats plus récents (§ 1.4.1).

## 6.2 $^{10}\text{Li}$

Dans le premier chapitre, nous avons vu que l'état fondamental du  $^{10}\text{Li}$  est bien connu pour être un état  $s$  virtuel (§ 1.4.3). La réaction  $\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$  étudiée ici nous permet de tester notre capacité à sonder la structure de l' ${}^9\text{He}$  à très basse énergie de décroissance.

Pour former le  $^{10}\text{Li}$ , seul un proton est arraché du  ${}^{11}\text{Be}$ , laissant penser que la configuration neutronique du projectile reste conservée lors de la réaction. Le fondamental du  ${}^{11}\text{Be}$  est  $J^\pi = 1/2^+$  et sa structure est principalement  ${}^{10}\text{Be}^*(0^+) \otimes \nu s_{1/2}$  avec un facteur spectroscopique de 0,7–0,8 [Auma00, Fors00]. Comme discuté dans les chapitres 1 et 5, tout porte à croire que la sélectivité de la réaction selon l'état initial du neutron est importante. Ainsi, l'état peuplé du  $^{10}\text{Li}$  lors de notre expérience est probablement un état  $s$ . Cependant, un fond non résonant devrait être toujours présent sur le spectre en énergie de décroissance. En effet, une expérience similaire  $\text{C}({}^{17}\text{C}, {}^{15}\text{B}+n)\text{X}$  où un proton est arraché pour accéder au  ${}^{16}\text{B}$  (figure 1.14) a montré la présence d'un fond sur le spectre en énergie de décroissance, provenant très probablement du continuum non résonant [Leco02b].

Dans notre cas, deux effets peuvent aboutir à un fond [Chen01]. Le premier réside dans le fait que le fondamental du  ${}^{11}\text{Be}$  n'est pas un état  $s$  pur, mais présente aussi qu'un état  $0d_{5/2}$  ( ${}^{10}\text{Be}(2^+) \otimes \nu d_{5/2}$ ); le second provient de la faible énergie de liaison du neutron de valence dans le  ${}^{11}\text{Be}$ , ce qui implique que la règle de sélection utilisée pour déterminer  $\ell$  est violée par le recul du  ${}^9\text{Li}$ , qui est de l'ordre de 80 MeV/ $c$ . La transformation dans le centre de masse du système réduit ce moment par un ordre de grandeur, mais reste comparable à celui du halo. Basée sur les calculs de Bertsch et al. [Bert98], Chen et al. ont estimé que l'effet de recul réduit l'intensité de la composante la plus basse du spectre de l'état  $s$  final d'approximativement 10 %, ce qui se traduit par une composante plus large.

Deux hypothèses sont testées afin d'interpréter nos données provenant de la réaction  $\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$ . Dans un premier temps, nous avons essayé de savoir si la structure obtenue provient simplement des coïncidences  ${}^9\text{Li}-n$  non corrélées. La figure 6.8 représente les données comparées avec un fond provenant du mélange des événements (normalisé aux données à haute énergie de décroissance  $E_d$ ). Il paraît évident que la structure à très basse énergie n'est pas simplement due au fond, et nous sommes donc amenés à chercher les paramètres de l'état virtuel pour extraire la longueur de diffusion  $a_s$ . Pour se faire, les distributions en énergie du  $^{10}\text{Li}$  pour  $a_s$  variant de -50 à 0 fm (figure 5.2) ont été calculées dans le cadre de l'approximation soudaine, puis filtrées par KALAMOUN. Dans un second temps, le fond a été rajouté sur chaque distribution calculée. La proportion de ces deux ingrédients varie librement telle que leur somme est égale à la surface des données. La figure 6.9 présente le meilleur ajustement obtenu pour une longueur de diffusion  $a_s = -14 \pm 2$  fm (limite 1  $\sigma$ ), ce résultat est en accord avec [Thoe99, Chen01]. Toutefois, l'incertitude sur notre mesure est plus faible que celle des autres résultats.



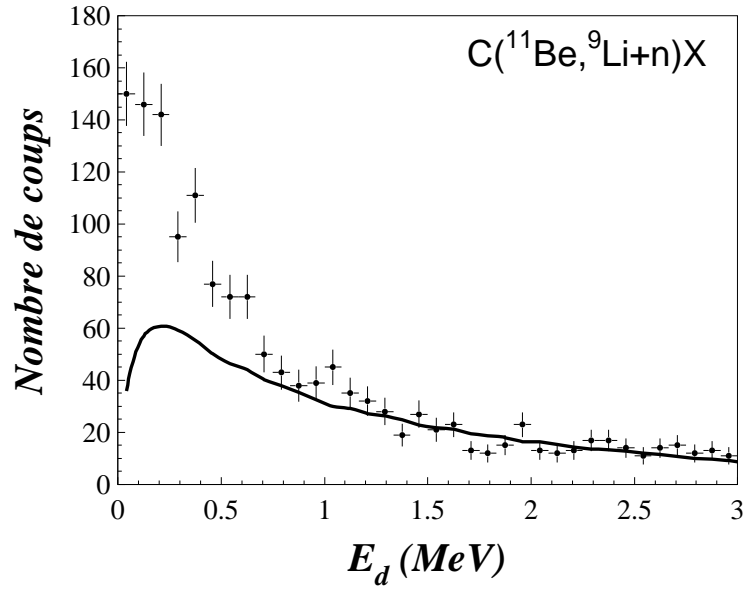


FIG. 6.8 – Énergie de décroissance du  ${}^9\text{Li}+n$  provenant de la réaction  $\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$  comparée à un fond combinatoire (ligne) (§ 4.4.1). Les barres d'erreur sont d'origine statistique.

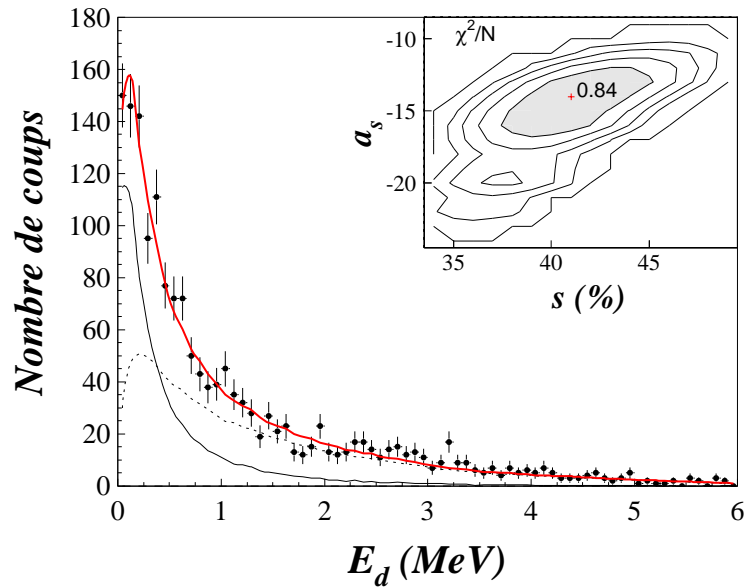


FIG. 6.9 – Énergie de décroissance du  ${}^9\text{Li}+n$  provenant de la réaction  $\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$ . La courbe en trait épais est le résultat de l'ajustement aux données (points) de la contribution de l'état  $s$  virtuel ( $a_s = -14$  fm) et du fond combinatoire (trait discontinu mince). L'insert présente l'évolution de  $\chi^2/N$  ( $N=69$ ) en fonction de la contribution de l'état  $s$  (axe des  $x$ ) et de la longueur de diffusion  $a_s$  (axe des  $y$ ). Chaque contour correspond à un pas de 1 en  $\chi^2$

## Conclusion sur le spectre du $^{10}\text{Li}$

Le but de notre étude du  $^{10}\text{Li}$  est de tester notre capacité à sonder les états  $s$  virtuels à très basse énergie, souvent très difficiles à identifier. Nous avons pu observer un état  $s$  et mesurer sa longueur de diffusion avec une bonne précision. Notre observation reflète du point de vue expérimental, la sélectivité de la réaction où l'état  $s$  a été peuplé et l'aptitude de notre dispositif expérimental à sonder les états  $s$  virtuels. De plus, la validité de l'approximation soudaine utilisée pour étudier les états  $s$ , et la maîtrise des effets du dispositif expérimental via le code KALAMOUN sont soulignées. Le très bon accord entre les données et la simulation dans laquelle figure la structure d'un état  $s$  virtuel connue du  $^{10}\text{Li}$  renforce la crédibilité de notre démarche pour étudier les états dans l' $^9\text{He}$ .

## 6.3 $^9\text{He}$

### 6.3.1 $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$

Nous abordons maintenant l'interprétation du spectre en énergie de l' $^9\text{He}$  provenant de la réaction  $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$ . Deux protons sont arrachés au faisceau pour former l' $^9\text{He}$ . En effet, les arguments que nous évoquons pour l' $^9\text{He}$  sont identiques à ceux exposés précédemment pour le  $^{10}\text{Li}$ . La formation du fond et la sélectivité de la réaction sont similaires pour les deux noyaux. Nous rappelons que la structure en vitesse relative très étroite observée par Chen et al. [Chen01] pour la même réaction (figure 6.13), a été interprétée comme un état  $s$  virtuel (§ 1.4.2) de longueur de diffusion  $a_s \leq -10$  fm.

Du point de vue théorique, les derniers calculs du modèle en couches [Chen01] avec des interactions construites pour décrire les noyaux  $0p-0d1s$  [Warb92, Saga94] prédisent pour le fondamental de l' $^9\text{He}$  un état  $s$ , ce qui implique une inversion de parité dans le modèle en couches standard.

La démarche utilisée pour  $^{10}\text{Li}$  sera suivie pour l'interprétation des données provenant de la réaction  $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$ . Comme pour le  $^{10}\text{Li}$ , un fond combinatoire ne permet pas de décrire la structure à très basse énergie de décroissance  $E_d$  (figure 6.10). Nous avons donc essayé en ajoutant un état  $s$  virtuel calculé dans le cadre de l'approximation soudaine (§ 5.1), et formé à partir du  $^{11}\text{Be}$ . Les distributions obtenues pour une longueur de diffusion  $a_s$  comprise entre -50 et 0 fm (figure 5.3) ont été filtrées par le code de simulation, et comparées aux données tenant compte de l'ajout du fond. Le spectre 6.11 représente le meilleur ajustement obtenu pour une longueur de diffusion  $a_s = 0$  fm avec un peuplement d'environ 58 %, et une valeur de  $\chi^2/N = 1,05$ . Avec un niveau de confiance de  $3\sigma$  ( $\chi^2 \leq \chi_{min}^2 + 3$ ), nous obtenons donc une limite inférieure de  $a_s = -2$  fm ( $-2 \text{ fm} \leq a_s \leq 0 \text{ fm}$ ). Il est évident qu'une longueur de diffusion  $a_s = -10$  fm, qui est la valeur maximale donnée par [Chen01], dépasse la limite de  $\chi^2 \leq \chi_{min}^2 + 5$  (insert de la figure 6.11).

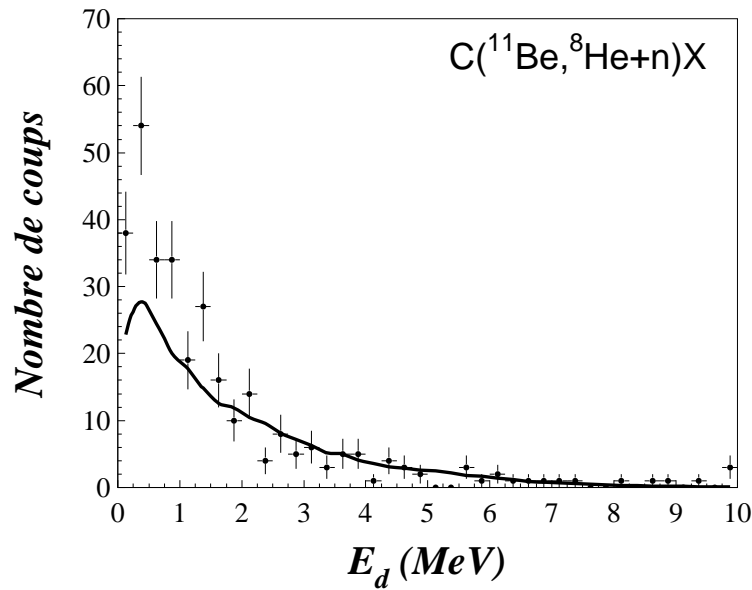


FIG. 6.10 – Énergie de décroissance de l' ${}^8\text{He}+n$  provenant de la réaction  $\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^8\text{He}+n)\text{X}$  comparée à un fond combinatoire (ligne) (§ 4.4.1). Les barres d'erreur sont d'origine statistique.

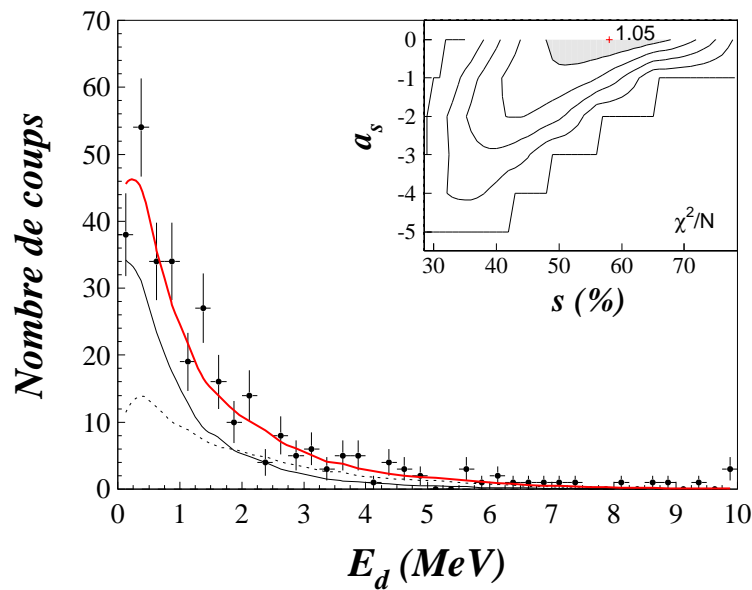


FIG. 6.11 – Énergie de décroissance de l' ${}^8\text{He}+n$  provenant de la réaction  $\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^8\text{He}+n)\text{X}$ . La courbe en trait épais est le résultat de l'ajustement aux données (points) de la contribution d'un état  $s$  virtuel (trait mince continu) et du fond combinatoire (trait discontinu). L'insert présente l'évolution de  $\chi^2/N$  ( $N=31$ ) en fonction de la contribution de l'état  $s$  et de la longueur de diffusion  $a_s$ . Chaque contour correspond à un pas de 1 en  $\chi^2$ .

## Conclusion

Alors que la structure à très basse énergie de décroissance de l' $^9\text{He}$  provenant de la réaction  $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$  ne peut pas être expliquée par un fond non corrélé, l'interprétation avec un état  $s$  virtuel soulève quant à elle plusieurs questions.

D'une part, pour le meilleur ajustement, nous avons obtenu une longueur de diffusion  $a_s = 0$  fm, ce qui signifie qu'il n'y a pas d'interaction dans la voie finale entre le neutron et l' $^8\text{He}^2$ . Ce dernier devrait donc être une composante du fond, ce qui n'était pas le cas.

D'autre part, le résultat de l'expérience de MSU [Chen01] est en faveur d'un état  $s$  virtuel de longueur de diffusion  $a_s \leq -10$  fm. La contradiction entre notre résultat et celui de Chen et al. est peut-être à rechercher parmi trois facteurs principaux :

1. Premièrement, comme nous l'avions déjà évoqué pour l' $^7\text{He}$ , il est difficile de décrire exactement la forme du fond présent sur le spectre en énergie de décroissance. Ceci pourrait conduire à une incertitude dans la description des données, surtout pour les états  $s$  virtuels, étant donné qu'ils ne présentent pas une structure très claire d'un pic comme pour les états résonants.
2. Deuxièmement, le seul critère pour estimer la contribution du fond aux données est la minimisation de  $\chi^2$ . Pour la mesure en vitesse relative de Chen, la normalisation est presque arbitraire (figure 6.13). De notre côté, l'acceptance en énergie est plus élevée. Ainsi, la distribution à plus haute énergie (qui est coupée pour la mesure en vitesse relative de Chen et al. [Chen01]) où aucune structure n'est attendue, permet une meilleure estimation de la contribution du fond.
3. Troisièmement, du côté des acceptances différentes entre les deux expériences, seul les neutrons émis entre  $0^\circ$  et  $10^\circ$  sont détectés en coïncidence avec l' $^8\text{He}$  dans celle de Chen et al. [Chen01]. Nous pouvons noter, même si l'effet n'est pas très important pour l' $^9\text{He}$  comme pour le  $^{10}\text{Li}$ , que la figure 6.12 illustre l'importance de l'acceptance angulaire du détecteur de neutrons dans notre expérience. La structure à très basse énergie voit sa forme et sa position modifiées et devient plus étroite, ce qui correspond à une longueur de diffusion  $a_s$  plus négative (figure 5.3).

Enfin, notre mesure pour la réaction  $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)\text{X}$  a donné une longueur de diffusion  $a_s = -2 - 0$  fm pour le fondamental de l' $^9\text{He}$ , ce qui signifie que si une interaction entre le cœur d' $^8\text{He}$  et le neutron dans la voie finale existe, elle est tout de même très faible.

---

<sup>2</sup>Autrement dit, le neutron de valence du  $^{11}\text{Be}$  était un spectateur de la réaction

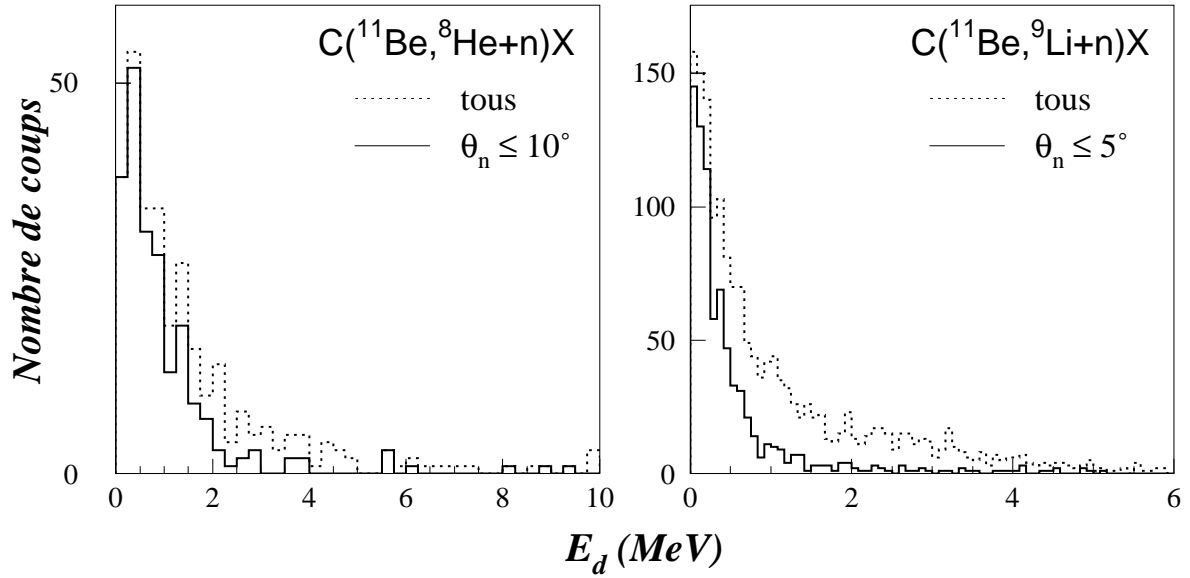


FIG. 6.12 – Énergie de décroissance de  $^9\text{He}$  et du  $^{10}\text{Li}$  obtenue avec une acceptation angulaire neutron limitée à  $5^\circ$  (trait continu). L'histogramme en pointillé est le spectre obtenu en utilisant tous les modules DéMoN ( $\theta_n \leq 30^\circ$ ).

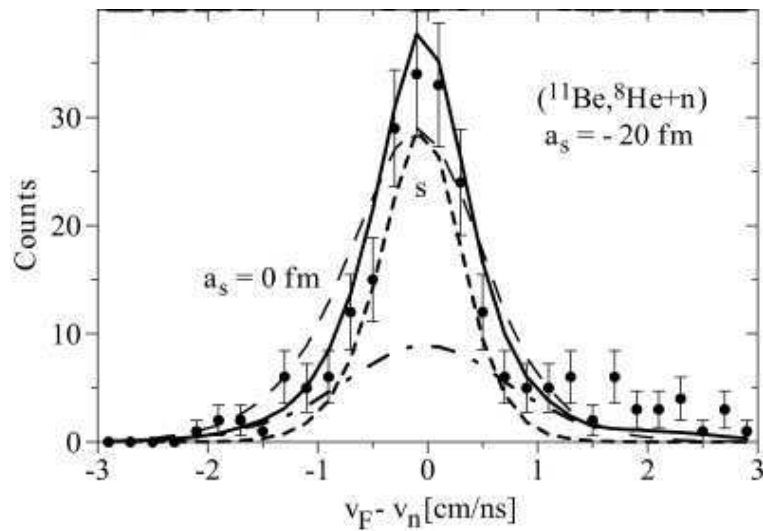


FIG. 6.13 – Spectre en vitesse relative de  $^9\text{He}$  obtenu par Chen et al. [Chen01] pour la réaction  $^9\text{Be}(^{11}\text{Be}, ^8\text{He} + n)$ . La ligne continue correspond à un ajustement des données (points) comprenant un état  $s$  virtuel avec  $a_s = -20$  fm (tirets courts) et un fond (tirets-points). La ligne (tirets longs) marquée par  $a_s = 0$  fm représente un ajustement sans FSI et fond.

### 6.3.2 $\text{C}(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)\text{X}$

La réaction  $\text{C}(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)\text{X}$  est plus complexe que celle avec le faisceau de  $^{11}\text{Be}$ , d'où la différence de structure du spectre en énergie de décroissance entre les figures 6.14 et 6.10. Cela indique la dépendance du peuplement des états dans la voie finale à l'état du neutron de valence dans le noyau incident et au mécanisme de la réaction.

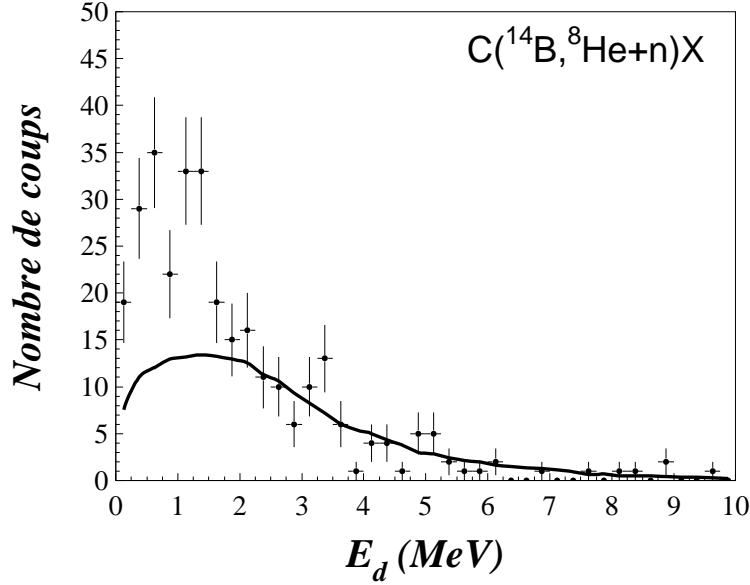


FIG. 6.14 – Énergie de décroissance de  $^8\text{He}+n$  provenant de la réaction  $\text{C}(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)\text{X}$  comparée à un fond combinatoire (ligne) (§ 4.4.1). Les barres d'erreur sont d'origine statistique.

En effet, le  $^{14}\text{B}$  a une structure différente de celle du  $^{11}\text{Be}$ . Son état fondamental est un mélange de deux configurations :  $^{13}\text{B}(3/2^-) \otimes \nu 0d_{5/2}$  et  $^{13}\text{B}(3/2^-) \otimes \nu 1s_{1/2}$  [Sauv00a], l'énergie de liaison du dernier neutron dans le  $^{14}\text{B}$  étant d'environ 0,97. Cette configuration mixte permet en principe de sonder l'état  $s$  ainsi que l'état  $d$  dans la voie finale. De plus, outre les trois protons arrachés lors de la réaction, deux neutrons sont enlevés pour peupler l' $^9\text{He}$ . Le peuplement d'une configuration  $p$  dans l' $^9\text{He}$  devient pour sa part possible.

Les différentes réactions de transfert pour l' $^9\text{He}$ , citées dans le premier chapitre (§ 1.4.2), avaient toutes abouti à l'observation d'un état vers 1 MeV de spin-parité supposé être  $J^\pi = 1/2^-$ . Du point de vue théorique, les calculs du modèle en couches cités ci-dessus [Chen01] prédisent un premier état excité  $J^\pi = 1/2^-$  à 0,58 MeV pour l'interaction WBP et 0,92 MeV pour l'interaction WBT, au-dessus de l'état fondamental  $J^\pi = 1/2^+$ . Cependant, les calculs  $(0 + 1)\hbar\omega$  du modèle en couches [Popp85] prévoient un état fondamental  $J^\pi = 1/2^-$  et un premier état excité  $J^\pi = 1/2^+$  vers  $E_x = 1,64$  MeV au-dessus de l'état fondamental.

Nous allons d'abord chercher la partie corrélée qui pourrait être due à une interaction entre le fragment et le neutron dans la voie finale. Le spectre 6.14 représente l'énergie de décroissance provenant de la réaction  $C(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)X$  comparée à un fond combinatoire. Il est clair que la partie à basse énergie jusqu'à 2 MeV ne peut pas être interprétée par un fond seul.

Dans un premier temps, nous avons tout d'abord utilisé séparément un état virtuel et un état résonant  $\ell = 1$ . Les paramètres utilisés pour la résonance sont  $E_r = 1,27$  MeV et  $\Gamma_0 = 1$  MeV. Cette valeur de  $E_r$  provient de la mesure de Von Oertzen et al. [Oert95]. En effet, ces derniers ont trouvé une largeur  $\Gamma_0 = 0,3$  MeV, et ont attribué à la résonance un moment cinétique  $\ell = 1$  en se basant sur la théorie de la matrice  $R$ . Etant donné la statistique et la résolution de cette expérience, il paraît difficile d'extraire une valeur pour  $\Gamma_0$ . Enfin de compte, pour décrire nos données nous avons utilisé la valeur de la largeur de résonance prédite par le calcul récent de Barker [Bark04] qui est égale à 1 MeV.

La partie gauche de la figure 6.15 représente le résultat de l'ajustement avec l'état résonant seul. Il semble que l'ajustement est meilleur que pour le cas d'un fond seul. Néanmoins, le spectre n'est pas bien reproduit à très basse énergie. La partie droite de la figure représente le résultat de l'ajustement avec un état  $s$  virtuel seul, il est clair que le spectre est mal reproduit vers 1 MeV.

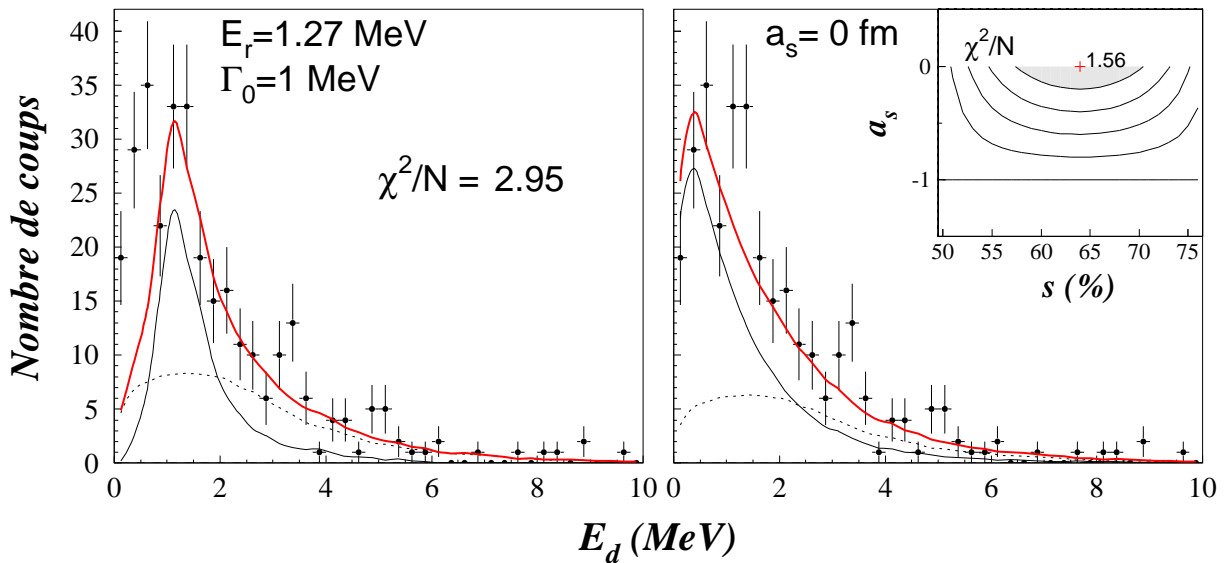


FIG. 6.15 – Énergie de décroissance de l' $^8\text{He}+n$  provenant de la réaction  $C(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)X$  donnée par un état résonant (gauche) et par un état  $s$  virtuel (droite). La courbe en trait épais montre l'ajustement aux données (points) de l'état résonant ou de l'état  $s$  virtuel (trait continu) et d'un fond combinatoire (pointillé). L'insert de la figure droite présente l'évolution de  $\chi^2/N$  ( $N=29$ ) en fonction de la contribution de l'état  $s$  et de la longueur de diffusion  $a_s$ . Chaque contour correspond à un pas de 1 en  $\chi^2$ . Le meilleur ajustement s'obtient pour  $a_s = 0$  fm.

Dans un deuxième temps, nous avons cherché à reproduire les données avec les deux états en même temps et un fond combinatoire. Pour l'état résonant, nous avons fixé les paramètres aux valeurs données plus haut. Quant à l'état  $s$  virtuel, plusieurs valeurs pour la longueur de diffusion  $a_s$  sont examinées. Le spectre 6.16 représente l'ajustement qui paraît être le meilleur et qui correspond à  $a_s = 0$  fm. La valeur minimale pour  $\chi^2/N$  est 1,24, et le peuplement des états est d'environ 55 % pour l'état virtuel et 25 % pour l'état résonant. La partie gauche de la figure 6.17 montre l'ajustement avec un état  $s$  virtuel de longueur de diffusion  $a_s = -2$  fm, ce qui correspond à la limite maximale (à  $3\sigma$ ) trouvée pour l'analyse de la réaction  $\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^8\text{He}+n)\text{X}$ . L'ajustement devient légèrement moins bon ( $\chi^2/N = 1,3$ ), et la contribution de l'état résonant augmente jusqu'à environ 30 %. Enfin, nous avons essayé une longueur de diffusion  $a_s = -10$  fm compatible avec le résultat de Chen et al. [Chen01] (partie droite de la figure 6.17). La qualité de l'ajustement se détériore ( $\chi^2/N = 1,53$ ), et dépasse la limite de  $\chi^2_{\min} + 5$  par rapport à notre meilleur ajustement (figure 6.16).

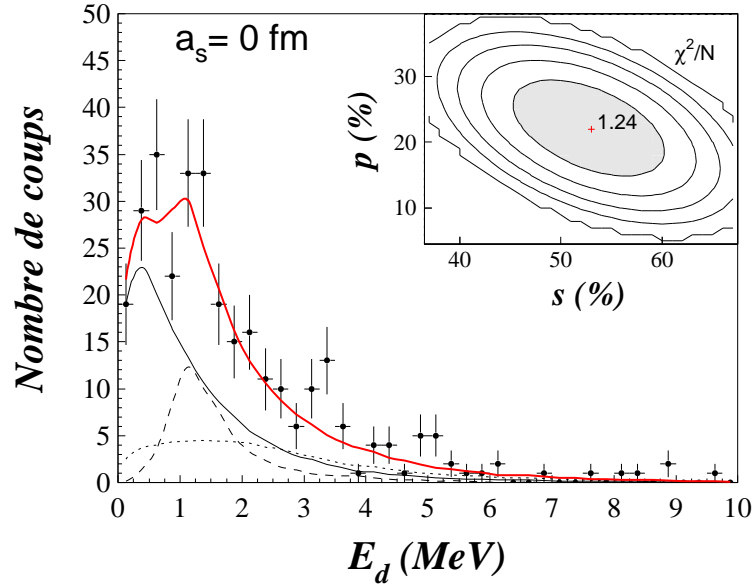


FIG. 6.16 – Énergie de décroissance de  ${}^8\text{He}+n$  provenant de la réaction  $\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^8\text{He}+n)\text{X}$  donnée par un état résonant et un état  $s$  virtuel de longueur de diffusion  $a_s = 0$  fm. La courbe en trait épais montre l'ajustement aux données (points) de l'état résonant (trait discontinu), de l'état  $s$  virtuel (trait continu) et d'un fond combinatoire (pointillé). L'insert présente l'évolution de  $\chi^2/N$  ( $N=29$ ) en fonction de la contribution de ces deux états. Chaque contour correspond à un pas de 1 en  $\chi^2$ .



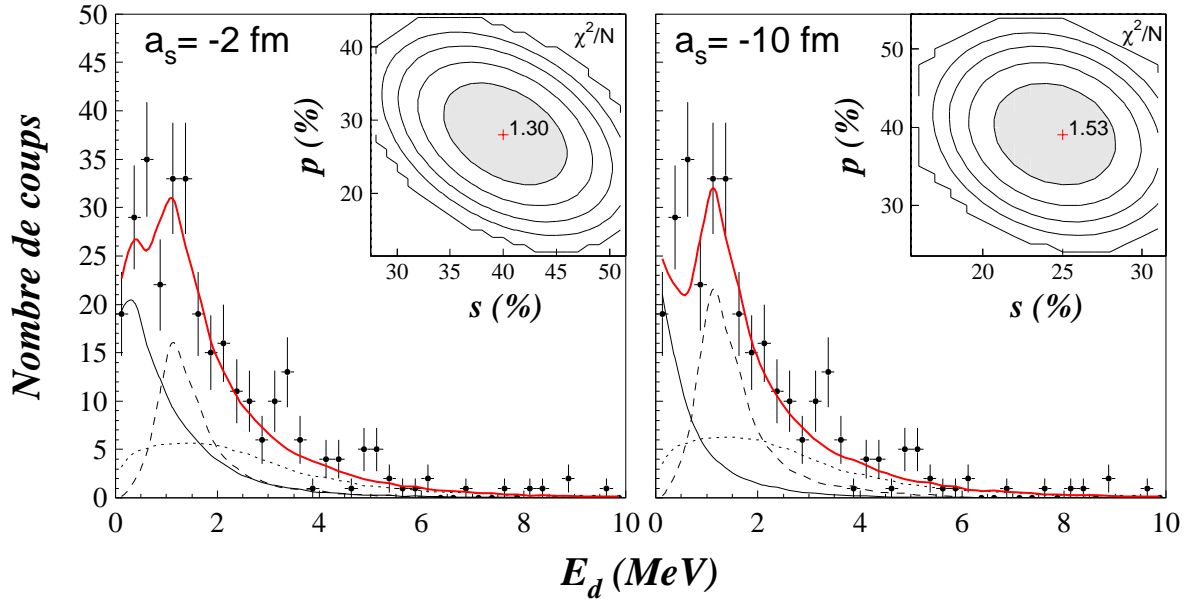


FIG. 6.17 – Énergie de décroissance de  ${}^18\text{He}+n$  provenant de la réaction  $\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^8\text{He}+n)\text{X}$  donnée par un état résonant et un état  $s$  virtuel de longueur de diffusion  $a_s = -2$  fm (gauche) et  $-10$  fm (droite). La courbe en trait épais montre l'ajustement aux données (points) de l'état résonant (trait discontinu), de l'état  $s$  virtuel (trait continu) et d'un fond combinatoire (pointillé). L'insert présente l'évolution de  $\chi^2/N$  ( $N=29$ ) en fonction de la contribution de ces deux états. Chaque contour correspond à un pas de 1 en  $\chi^2$ .

## Conclusion

La présence d'un état résonant ( $\ell > 0$ ) vers 1 MeV nous semble être évident. La comparaison avec des prévisions théoriques pourrait probablement attribuer à cet état un moment cinétique  $\ell_n = 1$  et donc  $J^\pi = 1/2^-$ . Pour l'état  $s$  virtuel, cette réaction a pu conforter nos conclusions concernant la réaction  $\text{C}({}^{14}\text{B}, {}^8\text{He}+n)\text{X}$ . La structure à très basse énergie de décroissance tout près du seuil d'émission neutronique pourrait aussi être attribuée à un état  $s$  virtuel de longueur de diffusion  $a_s = -2-0$  fm.

# Conclusion et perspectives

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la structure des noyaux loin de la stabilité. En particulier, nous avons étudié expérimentalement des systèmes légers si riches en neutrons qu'ils se situent au-delà de la stabilité. Le but de ce travail était de sonder la structure à très basse énergie de  ${}^9\text{He}$  et de  ${}^{10}\text{Li}$ , et de chercher la présence éventuelle d'un état excité dans  ${}^7\text{He}$  à basse énergie.

Le noyau d' ${}^9\text{He}$  fait partie de la chaîne des isotones  $N = 7$  dans laquelle l'inversion des niveaux  $\nu 1s_{1/2}$  et  $\nu 0p_{1/2}$  a déjà été constatée pour le  ${}^{10}\text{Li}$  et le  ${}^{11}\text{Be}$  (§ 1.2.5). L'existence d'un état  $s$  comme fondamental dans l'isotone le plus léger de cette chaîne,  ${}^9\text{He}$ , signifierait donc que cette tendance se poursuit pour l'isospin le plus extrême. Quant à  ${}^7\text{He}$ , la présence d'un état excité  $J^\pi = 1/2^-$  à une énergie d'excitation très faible ( $E_x = 0,56$  MeV), partenaire en spin-orbite du fondamental  $J^\pi = 3/2^-$  (§ 1.4.1), impliquerait une réduction importante du terme de couplage spin-orbite dans la matière riche en neutrons à faible densité.

À partir des réactions de cassure du faisceau de noyaux riches en neutrons ( ${}^8\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  et  ${}^{14}\text{B}$ ) à haute énergie, ces systèmes non liés ont été produits. La structure à deux corps fragment-neutron des noyaux non liés  ${}^9\text{He}$ ,  ${}^7\text{He}$  et  ${}^{10}\text{Li}$  a été étudiée via la détection en coïncidence dans la voie finale du fragment chargé ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$  et  ${}^9\text{Li}$  respectivement) dans un télescope (CHARISSA) et du neutron dans le multidétecteur DéMoN (chapitre 2). La reconstruction de l'énergie relative entre ces deux particules événement par événement a permis l'étude du spectre en énergie de décroissance des trois systèmes (chapitre 3). Les résultats obtenus démontrent que ces réactions constituent un bon outil pour étudier ces systèmes. Les sections efficaces qui interviennent sont assez élevées (de l'ordre du mb) pour pouvoir effectuer les expériences avec les intensités de faisceau disponibles ( $\sim 10^4$  pps). La sélectivité de la réaction de "knockout" d'un ou de deux protons démontre l'importance du choix du projectile pour peupler des états spécifiques dans les systèmes finaux. Le dispositif expérimental était bien adapté pour sonder les états non liés. L'efficacité et la résolution de détection demeurent assez bonnes à basse énergie, et la couverture angulaire est assez importante.

Le système  ${}^7\text{He}$  a été étudié avec trois faisceaux différents ( ${}^8\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  et  ${}^{14}\text{B}$ ). Pour l'état excité à  $E_r = 1$  MeV récemment postulé par Meister et al. [Meis02], aucune mise en

évidence significative n'a été observée dans les trois réactions étudiées. Pour la même réaction que Meister et al.  $C(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)X$ , mais à plus basse énergie, un fond non résonant et l'état fondamental  $\nu p_{3/2}$  bien connu ont fourni une très bonne description des données<sup>1</sup>. Il nous semble que, même si Meister et al. ont réalisé leur expérience dans un domaine en énergie où la contribution diffractive à la réaction est minimale et avec une efficacité de détection neutron d'environ 90 %, la présence d'un fond ne devrait pas être exclue. Plus précisément, un fond provenant du peuplement du continuum non résonant pourrait expliquer les données de Meister et al. sans avoir recours à un état supplémentaire excité.

Le système  $^{10}\text{Li}$  a été étudié avec un faisceau de  $^{11}\text{Be}$  et nous avons observé un état  $s$  virtuel de longueur de diffusion  $a_s = -14 \pm 2$  fm. Ce résultat est en accord raisonnable avec plusieurs mesures, notamment celle de Chen et al. [Chen01] qui ont utilisé la même réaction mais avec une couverture angulaire restreinte. L'objectif de cette étude était principalement de tester notre capacité à sonder la structure des noyaux non liés à très basse énergie, notamment des états virtuels, ce qui a été montré avec succès.

Le système  $^9\text{He}$  qui est le plus exotique exploré ici, a été étudié avec deux faisceaux différents, le  $^{11}\text{Be}$  et le  $^{14}\text{B}$ . L'utilisation de réactions de "knockout" de deux protons pour le  $^{11}\text{Be}$ , et de trois protons (et deux neutrons) pour le  $^{14}\text{B}$ , implique une réduction importante de la section efficace qui s'est traduite par une statistique plus faible que pour les études sur  $^7\text{He}$  et le  $^{10}\text{Li}$ . Néanmoins, dans le cadre d'une approche similaire à celle utilisée pour l'étude du  $^{10}\text{Li}$ , nous avons observé pour les deux réactions  $C(^{11}\text{Be}, ^8\text{He}+n)X$  et  $C(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)X$  une structure à très basse énergie qui est bien décrite par un état  $s$  virtuel de longueur de diffusion  $a_s$  au voisinage de zéro fm. Autrement dit, si l'état existe<sup>2</sup>, l'interaction est beaucoup plus faible que dans l'analyse des résultats de Chen et al. [Chen01]. La réaction  $C(^{14}\text{B}, ^8\text{He}+n)X$  a permis l'observation d'un état résonant vers  $E_r = 1$  MeV déjà observé par [Seth87, Bohl88, Oert95] avec une structure probable de  $^8\text{He}_{g.s.} \otimes \nu p_{1/2}$  [Chen01].

Nos résultats pour les noyaux  $N = 7$  ont confirmé la poursuite de l'inversion des niveaux  $\nu 1s_{1/2}$  et  $\nu 0p_{1/2}$  dans le  $^{10}\text{Li}$ . Dans le cas de  $^9\text{He}$ , la structure que nous avons observée à très basse énergie pourrait bien conforter le résultat de Chen et al. à savoir que cette inversion existe bien dans  $^9\text{He}$ , mais avec une interaction  $^8\text{He}-n$  beaucoup plus faible dans  $^9\text{He}$  que dans le  $^{10}\text{Li}$ .

<sup>1</sup>Il sera toujours intéressant de faire varier  $E_r$  et  $\Gamma_0$  du fondamental et d'améliorer la méthode pour générer un fond plus réaliste (figure 6.7). Pour ce dernier point, un travail est en cours dans notre groupe sur la méthode de mélange d'événements, pour tenir compte d'autres variables que l'énergie  $E_d$  dans la fonction de corrélation 4.5.

<sup>2</sup>Nous rappelons qu'une longueur de diffusion  $a_s = 0$  fm implique qu'il n'y ait aucune interaction dans l'état final (FSI) entre  $^8\text{He}$  et le neutron (c'est-à-dire le neutron de valence du  $^{11}\text{Be}$  et du  $^{14}\text{B}$  a été un spectateur de la réaction).

L'interprétation de ces résultats a demandé le développement de deux codes adaptés : pour la simulation et la théorie. Le code de simulation KALAMOUN (annexe A) a été utilisé pour tenir compte de l'effet du dispositif sur nos mesures en filtrant chaque distribution théorique. Le code de calcul théorique a été utilisé pour modéliser les réactions qui mènent à des états  $s$  virtuels non liés. L'approche théorique (chapitre 5) est similaire à celle de Hansen et al. [Hans01], basée sur l'approximation soudaine postulant la conservation du moment cinétique du neutron au cours de la réaction et qui utilise un potentiel d'interaction fragment-neutron réel. La distribution en énergie de décroissance a été déduite à partir de l'amplitude de transition qui est donnée par le recouvrement des fonctions d'onde de l'état initial lié et final non lié. Pour les états résonants, les distributions utilisées sont de type Breit-Wigner<sup>3</sup>. Enfin, une étude approfondie a été faite pour générer le fond provenant des différentes contributions physiques aux spectres en énergie de décroissance, afin d'extraire la partie corrélée dans les données (§ 4.4).

Les perspectives sont nombreuses du point de vue expérimental. Concernant l'<sup>7</sup>He, la réaction de "knockout" d'un proton  $C(^8\text{Li}, ^6\text{He}+n)X^4$  utilisant le même dispositif expérimental serait d'une aide importante pour confirmer l'inexistence de l'état excité à basse énergie, parce qu'elle permettrait de minimiser l'origine du fond à celui du continuum non corrélé <sup>6</sup>He- $n$  uniquement.

Pour l'<sup>9</sup>He, il est évident que des résultats expérimentaux avec, à la fois, une statistique plus élevée pour mieux définir l'état virtuel, une efficacité et une résolution améliorées (notamment pour  $E_d > 2$  MeV), seraient les bienvenus. En effet, vu que le <sup>11</sup>Be possède une configuration  $^{10}\text{Be}(2^+) \otimes \nu d_{5/2}$ , cela permettrait de peupler l'état  $d$  dans l'<sup>9</sup>He. Les prévisions théoriques prévoient cet état au-dessus de 2 MeV, il sera donc important d'améliorer la résolution et l'efficacité à cette énergie. Plusieurs suggestions sont possibles. D'une part, il serait pertinent d'utiliser DéMoN avec une configuration en mur simple situé à une distance plus éloignée de la cible, afin d'augmenter à la fois la résolution et l'efficacité. D'autre part, il est possible de faire la même expérience à plus haute énergie, avec pour effet de focaliser les produits de réaction vers l'avant et d'augmenter de ce fait l'efficacité de détection géométrique.

Au niveau théorique, notre calcul s'appuie sur l'approximation soudaine pour décrire la réaction de cassure. Comme nous l'avons vu, cette approximation très simple implique une règle de sélection très stricte :  $\Delta\ell_n = 0$  (chapitre 5). Il est évident qu'une approche plus réaliste est nécessaire. Dans ce contexte, nous pouvons citer les travaux très récents de Blanchon et al. [Blan07]. Il serait aussi très utile que de nouveaux modèles incluent explicitement le peuplement du continuum non résonant ainsi que les autres mécanismes

<sup>3</sup>Cette approximation postule une indépendance de la forme de l'état peuplé par rapport à la voie de la réaction.

<sup>4</sup>Cette réaction a été étudiée au début du travail de cette thèse mais la statistique a seulement permis de donner une limite supérieure pour la section efficace.

qui produisent un fond.

Les noyaux proches ou au-delà des drip-lines continuent d'être un test ultime des modèles nucléaires. La production de faisceau radioactif avec des intensités assez importantes et la difficulté de développement des dispositifs expérimentaux adaptés sont les facteurs limitants. Avec des réactions de cassure des faisceaux d'ions lourds, nous avons montré la possibilité de sonder les noyaux non liés via leur interaction dans l'état final. De plus, la sélectivité de la réaction montre que le choix du faisceau incident est très important pour sonder des états bien particuliers. Nous pouvons espérer qu'avec de nouvelles installations (GSI, RIKEN, ...), de telles études continueront.

# Annexe A

## Simulation

Cet annexe présente une brève description des principales méthodes employées pour simuler les expériences étudiées dans cette thèse : décroissance d'un noyau non lié et détection du fragment chargé et du neutron résultants dans le dispositif CHARISSA-DéMoN. La structure générale du programme est présentée dans la figure A.1. L'élément de base de notre code est la décroissance du système non lié  ${}^A_Z X$  vers  ${}^A_Z X + n$ . Elle est supposée isotrope dans le référentiel du centre de masse (CM) de  ${}^A_Z X$ . L'énergie de la décroissance  $E_d$  est tirée aléatoirement suivant la distribution désirée (principalement, une distribution de type Breit-Wigner). Cette énergie  $E_d$  est distribuée entre le neutron  $n$  et le fragment  ${}^A_Z X$ . L'impulsion dans le centre de masse vaut :

$$p_{cm} = \frac{\sqrt{[E_X^2 - (m_n c^2 + m_f c^2)^2][E_X^2 - (m_n c^2 - m_f c^2)^2]}}{2E_X} \quad (\text{A.1})$$

avec  $E_X = E_d + m_X c^2$  et  $m_X$ ,  $m_n$ ,  $m_f$ , la masse du noyau résonant  ${}^A_Z X$ , du neutron et du fragment chargé.

Pour tenir compte du moment transféré par la cible au système  ${}^A_Z X$  au moment de la réaction, les trois composantes de l'impulsion  $\vec{p}_{{}^A_Z X}$  du noyau non lié  ${}^A_Z X$  sont tirées aléatoirement suivant des distributions gaussiennes (§ 4.6).

Les impulsions du neutron et du fragment subissent ensuite deux transformations de Lorentz pour les ramener du CM vers le laboratoire :

- la première du CM vers le référentiel lié au projectile. La vitesse du CM par rapport au projectile est calculée à partir de l'impulsion  $\vec{p}_{{}^A_Z X}$  et de l'énergie  $E_{{}^A_Z X}$  du noyau non lié  ${}^A_Z X$  par la relation  $\beta = \vec{p}/E$
- la deuxième du référentiel lié au projectile vers le référentiel du laboratoire. La vitesse est celle du projectile au moment de la réaction.

Afin de calculer la vitesse du noyau incident au moment de la réaction, son énergie est tirée aléatoirement selon une gaussienne centrée autour de l'énergie du faisceau dont la largeur a été mesurée expérimentalement. La profondeur de la réaction dans la cible est tirée aléatoirement selon une distribution plate (cible mince). L'énergie perdue par le

faisceau dans la cible avant la réaction est calculée par conséquent en utilisant le code LISE [Bazi05]. Les impulsions du neutron et du fragment sont ensuite transformées vers le repère du laboratoire comme montré ci-dessus, ce qui nous permet de les calculer au moment de la réaction. Enfin, le fragment perd de l'énergie avant de sortir de la cible.

Ensuite, les impulsions du fragment et du neutron sont convoluées avec les résolutions expérimentales des différents détecteurs : résolution en énergie et en position du télescope, résolution en temps de vol neutron, résolution en position des chambres à dérive. L'efficacité de détection du fragment est supposée égale à 100 %. Quant au neutron, il n'est retenu que si son impulsion pointe vers la face d'entrée d'un des modules. S'il est retenu, la courbe d'efficacité des modules en fonction de l'énergie du neutron simulé avec le code de simulation DECOI [Leco02a] (figure 2.10) est utilisée pour calculer la probabilité que le neutron soit détecté (méthode de la chaîne).

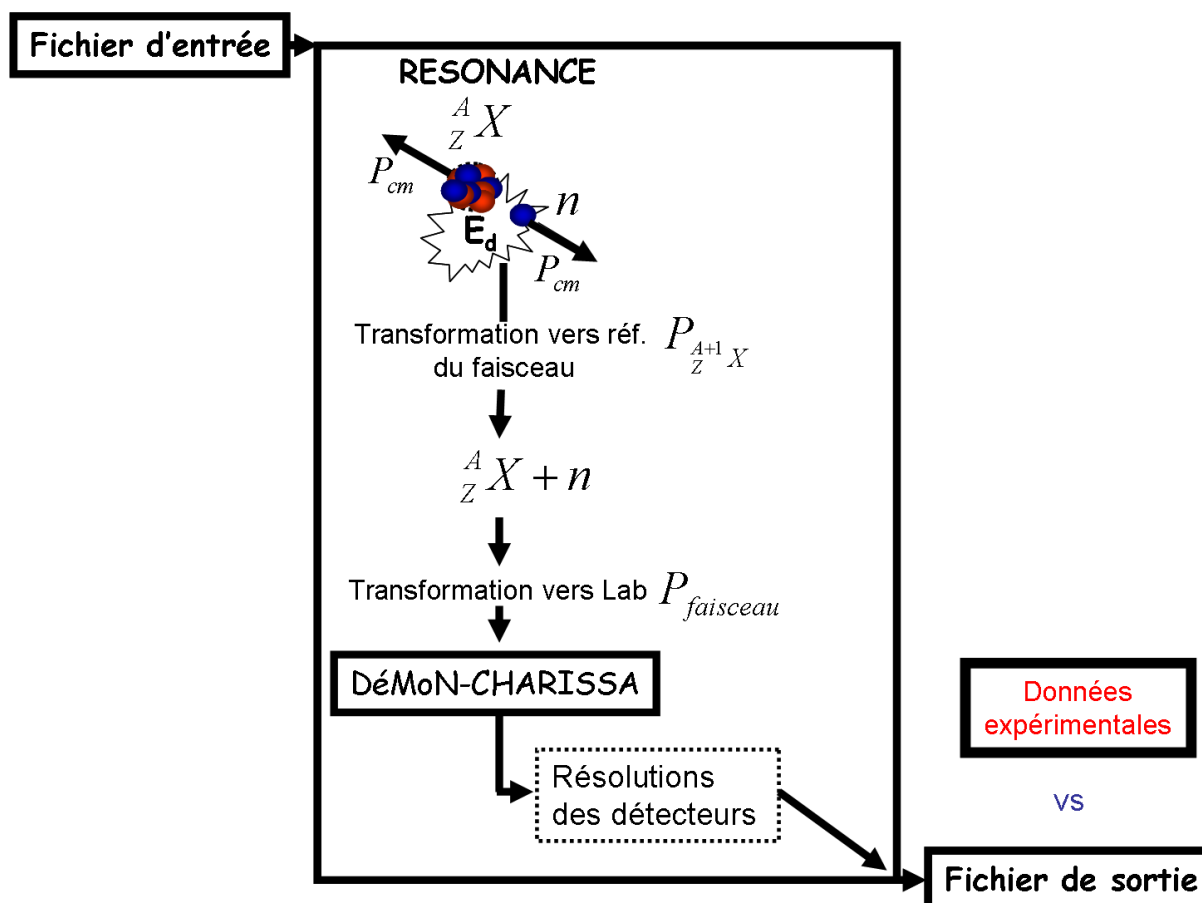


FIG. A.1 – Structure générale du programme de simulation.

Pour mieux reproduire les données expérimentales et les résultats de GEANT, nous avons effectué deux corrections supplémentaires :

- la première concerne le remplacement du rayon réel des modules DéMoN par un rayon effectif plus faible (d'environ 93 %) qui mime la perte d'efficacité intrinsèque d'un module lorsqu'un neutron ne traverse qu'une petite partie du volume scintillant [Leco02b].
- la deuxième tient compte de l'absorption des neutrons par le cristal d'iodure de césium. Le taux d'absorption est de l'ordre de 10 % [Labi99].

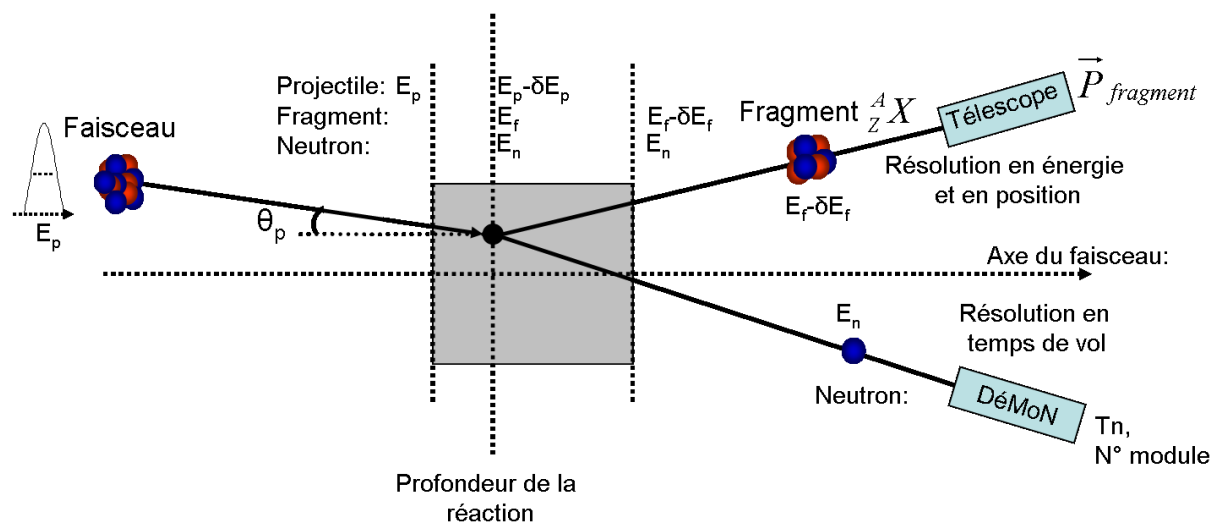


FIG. A.2 – Schéma général.

En sortie, nous stockons les événements retenus sous une forme identique aux données expérimentales.





# Bibliographie

- [Amel90] A. I. AMELIN *et al.*  
*Production of  $^{10}\text{Li}$  in Absorption of Stopped  $\pi^-$  Mesons by  $^{11}\text{B}$  Nuclei.*  
Sov.J.Nucl.Phys. 52 (1990) 782.
- [Anne87] R. ANNE, D. BAZIN, A. C. MUELLER, J. C. JACMART et M. LANGEVIN.  
*The achromatic spectrometer LISE at GANIL.*  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 257 (1987) 215.
- [Anne94] R. ANNE *et al.*  
*Exclusive and restricted-inclusive reactions involving the  $^{11}\text{Be}$  one-neutron halo.*  
Nucl. Phys. A 575 (1994) 125.
- [Auma00] T. AUMANN *et al.*  
*One-Neutron Knockout from Individual Single-Particle States of  $^{11}\text{Be}$ .*  
Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 35.
- [Bark04] F.C. BARKER *et al.*  
*Level widths in  $^9\text{He}$  and  $^{10}\text{He}$ .*  
Nucl. Phys. A 741 (2004) 42.
- [Bazi05] D. BAZIN et O. TARASOV.  
*Lise ++ software.*
- [Belo98] A.V. BELOZYOROV *et al.*  
*Spectroscopy of  $^{13}\text{Be}$ .*  
Nucl. Phys. A 636 (1998) 419.
- [Bert98] G BERTSCH *et al.*  
*Nuclear breakup of Borromean nuclei.*  
Phys. Rev. C 57 (1998) 1366.
- [Beth53] H.A. BETHE et J. ASHKIN.  
Experimental Nuclear Physics, Ed.E.Segré (1953).
- [Biza91] G. BIZARD, Y. EL MASRI, F. HANAPPE et B. HEUSCH.  
*The French-Belgian neutron multidetector facility : the DEMON project.*  
Nuclear Physics News 1(N°5) (1991) 15.
- [Blan07] G. BLANCHON *et al.*  
*Unbound exotic nuclei studied by projectile fragmentation.*  
Nucl. Phys. A 784 (2007) 49.

- [Bohl88] H.G. BOHLEN *et al.*  
*Spectroscopy of  $^9\text{He}$  with the ( $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{O}$ )-reaction on  $^9\text{Be}$ .*  
Z. Phys. A 330 (1988) 227.
- [Bohl97] H.G. BOHLEN *et al.*  
*Study of weakly bound and unbound states of exotic nuclei with binary reactions.*  
Nucl. Phys. A 616 (1997) 254c.
- [Bohl01] H.G. BOHLEN *et al.*  
*Spectroscopy of  $^7\text{He}$  states using the ( $^{15}\text{N}$ ,  $^{17}\text{F}$ ) reaction on  $^9\text{Be}$ .*  
Phys. Rev. C 64 (2001) 024312.
- [Bouc05] V. BOUCHAT.  
*Le tétraneutron : mythe ou réalité ? Nouvelle analyse à partir de la cassure de  $l'^8\text{He}$  sur cible de carbone.*  
Thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles (2005) .
- [Brin72] D.M. BRINK.  
*Kinematical effects in heavy-ion reactions.*  
Phys. Lett. B 40 (1972) 37.
- [Brow95] B. A. BROWN *et al.*  
*Exotic Nuclei and Atomic Masses.*  
ENAM95, M. de Saint Sorlin et O. Sorlin, (1995) page 451.
- [Brun87] R. BRUN *et al.*  
*GEANT 3 user's guide.* Rapport technique CERN/DD/EE/84 (1987) .
- [Caam07] M. CAAMANO *et al.*  
*Resonance State in  $^7\text{H}$ .*  
Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 062502.
- [Cagg99] J. A. CAGGIANO *et al.*  
*Spectroscopy of the  $^{10}\text{Li}$  nucleus.*  
Phys. Rev. C 60 (1999) 064322.
- [Caur02] E. CAURIER, P. NAVRÁTIL, W. E. ORMAND et J. P. VARY.  
*Ab initio shell model for  $A = 10$  nuclei.*  
Phys. Rev. C 66 (2002) 024314.
- [Ceci79] R. A. CECIL *et al.*  
*Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 MeV to about 300 MeV.*  
Nucl. Instrum. Methods A 161 (1979) 439.
- [Char01] M. CHARTIER *et al.*  
*Identification of the  $^{10}\text{Li}$  ground state.*  
Phys. Lett. B 510 (2001) 24.
- [Chen00] Luke 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 doctorat, Michigan State University (2000) .
- [Chen01] L. CHEN *et al.*  
*Evidence for an  $l = 0$  ground state in  ${}^9\text{He}$ .*  
Phys. Lett. B 505 (2001) 21.
- [Deak87] F. DEAK *et al.*  
*Method for the study of neutron emission from light fragments in intermediate energy heavy-ion collisions.*  
Nucl. Instrum. Methods A 258 (1987) 67.
- [Demo03] C. E. DEMONCHY.  
*Étude de réactions et d'états isobariques analogues dans le système  ${}^8\text{He}+p$ , à basse énergie, à l'aide de la cible active MAYA.*  
Thèse de doctorat, Université de Caen (2003) .
- [Deut68] J.P. DEUTSCH *et al.*  
*Hyperfine effect in the mu-mesonic  ${}^{11}\text{B}$  atom and information on  ${}^{11}\text{Be}$  from muon capture measurements.*  
Phys. Lett. B 28 (1968) 178.
- [Fire96] R. B. FIRESTONE *et al.*  
*Table of Isotopes.*  
Eighth Edition, Volume I, John Wiley et Sons, Inc., (1996).
- [Fors00] C. FORSSÉN *et al.*  
*A Correlated Background in Invariant Mass Spectra of Three-Body Systems.*  
Nucl. Phys. A 673 (2000) 143.
- [Frie83] W. A. FRIEDMAN *et al.*  
*Heavy ion projectile fragmentation : a reexamination.*  
Phys. Rev. C 27 (1983) 569.
- [Gold74] A. S. GOLDHABER.  
*Statistical models of fragmentation processes.*  
Phys. Lett. B 53 (1974) 306.
- [Gorn98] M.G. GORNOV *et al.*  
*Spectroscopy of  ${}^{7,8}\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{Li}$ ,  ${}^{13}\text{Be}$  nuclei in stopped  $\pi^-$  meson absorption reactions.*  
Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 62 (1998) 1781.
- [Guer83] D. GUERREAU, V. BORREL, D. JACQUET, J. GALIN, B. GATTY et X. TARRAGO.  
*Isotopic distributions of projectile-like fragments in 44 MeV/u  ${}^{40}\text{Ar}$  induced reactions.*  
Phys. Lett. B 131 (1983) 293.
- [Guim00] V. GUIMARÃES *et al.*  
*Spectroscopy of  ${}^{13,14}\text{B}$  via the one-neutron knockout reaction.*  
Phys. Rev. C 61 (2000) 064609.

- [Hald04] Dean HALDERSON.  
*Evidence for the  $1/2^-$  state in  ${}^7\text{He}$ .*  
Phys. Rev. C 70 (2004) 041603R.
- [Hans95] P.G. HANSEN, A.S. JENSEN et B. JONSON.  
*Nuclear halos.* 45 (1995) 591.
- [Hans01] P.G. HANSEN et B.M. SHERRILL.  
*Reactions and single-particle structure of nuclei near the drip line.*  
Nucl. Phys. A 693 (2001) 133.
- [Horn92] D. HORN *et al.*  
*The mass dependence of CsI(Tl) scintillation response to heavy ions.*  
Nucl. Instrum. Methods A 320 (1992) 273.
- [Iwat00] Y. IWATA *et al.*  
*Dissociation of  ${}^8\text{He}$ .*  
Phys. Rev. C 62 (2000) 064311.
- [Jepp06] H.B. JEPPESEN *et al.*  
*Study of  ${}^{10}\text{Li}$  via the  ${}^9\text{Li}({}^2\text{H},p)$  reaction at REX-ISOLDE.*  
Phys. Lett. B 642 (2006) 449.
- [Joac65] C. JOACHAIN.  
*Quantum collision theory.*  
North-Holland Publishing Company (1965) .
- [Jone00] K. L. JONES.  
*The unbound nucleus  ${}^{13}\text{Be}$ .*  
Thèse de doctorat, University of Surrey (2000) .
- [Kors94] A.A. KORSHENINNIKOV *et al.*  
*Observation of  ${}^{10}\text{He}$ .*  
Phys. Lett. B 326 (1994) 31.
- [Kors99] A.A. KORSHENINNIKOV *et al.*  
*Observation of an excited state in  ${}^7\text{He}$  with unusual structure.*  
Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 3581.
- [Kors03] A. A. KORSHENINNIKOV *et al.*  
*Experimental Evidence for the Existence of  ${}^7\text{H}$  and for a Specific Structure of  ${}^8\text{He}$ .*  
Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 082501.
- [Kryg93] R. A. KRYGER *et al.*  
*Neutron decay of  ${}^{10}\text{Li}$  produced by fragmentation.*  
Phys. Rev. C 47 (1993) 2439R.
- [Kuku89] V.I. KUKULIN *et al.*  
*Theory of Resonances, Principles and Applications.*  
Kluwer Academic Publishers (1989) .

- [Labi99] M. LABICHE.  
*Étude de la dissociation d'un noyau Borroméen à halo de deux neutrons : le  $^{14}\text{Be}$ .*  
Thèse de doctorat, Université de Caen (1999) .
- [Leco96] F.R. LECOLLEY.  
*Mesure de la température maximale des résidus chauds émis dans la réaction  $\text{Ar} + \text{Au}$  à 60 MeV/u .*  
Thèse de doctorat, Université de Caen (1996) .
- [Leco02a] J-F. LECOLLEY.  
*DECOI : Correction d'efficacité.*  
LPC Caen, Communication privée, (2002).
- [Leco02b] Jean-Luc LECOUEY.  
*Étude des systèmes non liés  $^{16}\text{B}$  et  $^{13}\text{Be}$  .*  
Thèse de doctorat, Université de Caen (2002) .
- [Leo87] W. R. LEO.  
*Techniques for nuclear and particle physics experiments.*  
Springer-Verlag (1987).
- [Lise] Page web du GANIL consacrée à LISE.  
[www.ganil.fr/lise](http://www.ganil.fr/lise).
- [MacC98] M. MACCORMICK *et al.*  
GANIL report R98 (1998) 02.
- [Mach01] R. MACHLEIDT *et al.*  
*The nucleon-nucleon interaction.*  
Journal of Physics G 27 (2001) 69R.
- [Mark01] K. MARKENROTH *et al.*  
 *$^8\text{He}$ - $^6\text{He}$  : a comparative study of nuclear fragmentation reactions.*  
Nucl. Phys. A 679 (2001) 462.
- [Marq00a] F. M. MARQUÉS *et al.*  
*Neutron cross-talk rejection in a modular array and the detection of halo neutrons.*  
Nucl. Instrum. Methods A 450 (2000) 109.
- [Marq00b] F.M. MARQUÉS *et al.*  
*Two-neutron interferometry as a probe of the nuclear halo.*  
Phys. Lett. B 476 (2000) 219.
- [Marq00c] F.M. MARQUÉS et F. HANAPPE.  
*Multi-particle Correlations and the Structure of Heavy He Isotopes .*  
GANIL Proposal E378 (2000).
- [Marq01] F.M. MARQUÉS *et al.*  
*Three-body correlations in Borromean halo nuclei.*  
Phys. Rev. C 64 (2001) 061301R.

- [Marq02a] F. M. MARQUÉS *et al.*  
*Detection of neutron clusters.*  
Phys. Rev. C 65 (2002) 044006.
- [Marq02b] F.M. MARQUÉS.  
*Haloes, molecules and multineutrons.*  
École Joliot-Curie de Physique Nucléaire (2002).
- [Marq05] F.M. MARQUÉS et M. FREER.  
*Search for Multineutron Clusters and Correlation in  $^{14}\text{Be}$ .*  
GANIL Proposal E483 (2005).
- [Masr94] Y. EL MASRI, Th. KEUTGEN et I. TILQUIN.  
*Comment détecter les neutrons.*  
Ecole Joliot-Curie (1994) page 101.
- [McVo68] K.W. MCVOY.  
*Virtual states and resonances.*  
Nucl. Phys. A 115 (1968) 481.
- [Meis02] M. MEISTER *et al.*  
*Evidence for a New Low-Lying Resonance State in  $^7\text{He}$ .*  
Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 102501.
- [Mess95] A. MESSIAH.  
*Mécanique quantique, tome 1.*  
Dunod (1995) .
- [Mich02] Nicolas MICHEL.  
*Description des noyaux faiblement liés par le modèle en couches avec couplage au continuum.*  
Thèse de doctorat, Université de CAEN (2002) .
- [Mich03] N. MICHEL *et al.*  
*Gamow shell model description of weakly bound nuclei and unbound nuclear states.*  
Phys. Rev. C 67 (2003) 054311.
- [Mill01] D.J. MILLENER.  
*Structure of unstable light nuclei.*  
Nucl. Phys. A 693 (2001) 394.
- [Mitt97] W. MITTIG, A. LÉPIN-SZILY et N. A. ORR.  
*Mass Measurement far from stability.*  
Annu. Rev. Nucl. Sci. 47 (1997) 27.
- [Mosz91] M. MOSZYNSKI *et al.*  
*Comparative study of new 130 mm diameter fast photomultipliers for neutron detectors.*  
Nucl. Instrum. Methods A 307 (1991) 97.

- [Mosz92] M. MOSZYNSKI *et al.*  
*Study of  $n$ - $\gamma$  discrimination by digital charge comparison method for a large volume liquid scintillator.*  
Nucl. Instrum. Methods A 317 (1992) 262.
- [Moua94] S. MOUATASSIM.  
*Contribution à la réalisation du DEtecteur MOdulaire de Neutrons DEMON : études des performances par mesures et simulations.*  
Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg (1994) .
- [Moua95] S. MOUATASSIM *et al.*  
*The light yield response of NE213 organic scintillators to charged particles resulting from neutron interactions.*  
Nucl. Instrum. Methods A 359 (1995) 530.
- [Navr98] P. NAVRÁTIL et B. R. BARRETT.  
*Large-basis shell-model calculations for  $p$ -shell nuclei.*  
Phys. Rev. C 57 (1998) 3119.
- [Norm04] Guillaume NORMAND.  
*Étude des corrélations dans les noyaux légers riches en neutrons .*  
Thèse de doctorat, Université de Caen (2004) .
- [Oert95] W. von OERTZEN *et al.*  
*Nuclear structure studies of very neutron-rich isotopes of  ${}^{7-10}\text{He}$ ,  ${}^{9-11}\text{Li}$  and  ${}^{12-14}\text{Be}$  via two-body reactions.*  
Nucl. Phys. A 588 (1995) 129c.
- [Oglo95] A.A. OGLOBLIN *et al.*  
*On the Structure of  ${}^9\text{He}$  Nucleus.*  
Z. Phys. A 351 (1995) 355.
- [Orr05] N. ORR et M. FREER.  
*Search for Multineutron Clusters and Correlation in  ${}^{14}\text{Be}$  .*  
GANIL Proposal E483 (2005).
- [Ostr94] A. N. OSTROWSKI *et al.*  
*Spectroscopy of  ${}^{10}\text{He}$ .*  
Phys. Lett. B 338 (1994) 13.
- [Pain04] Steven D. PAIN.  
*Experimental Measurement of  $N=8$  Shell Breaking in the  ${}^{12}\text{Be}$  Ground State.*  
Thèse de doctorat, University of Surrey (2004) .
- [Parl02] M. PARLOG *et al.*  
*Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions (Part II) : calibration and identification in the INDRA array.*  
Nucl. Instrum. Methods A 482 (2002) 693.
- [Piep01] Steven C. PIEPER, V. R. PANDHARIPANDE, R. B. WIRINGA et J. CARLSON.  
*Realistic models of pion-exchange three-nucleon interactions.*  
Phys. Rev. C 64 (2001) 014001.



- [Pita00] Santiago PITA.  
*Réactions de transfert d'un nucléon induites par un faisceau secondaire de  $^{11}\text{Be}$  : étude de la structure des noyaux exotiques  $^{11}\text{Be}$  et  $^{10}\text{Li}$ .*  
Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI (2000) .
- [Popp85] N.A.F.M. POPPELIER *et al.*  
*Properties of exotic p-shell nuclei.*  
Phys. Lett. B 157 (1985) 120.
- [Popp93] N.A.F.M. POPPELIER, A.A. WOLTERS et P.W.M. GLAUDEMANS.  
*Properties of exotic light nuclei.*  
Z. Phys. A 346 (1993) 11.
- [Roga03] G.V. ROGACHEV *et al.*  
 *$T = 5/2$  states in  $^9\text{Li}$  : Isobaric analog states of  $^9\text{He}$ .*  
Phys. Rev. C 67 (2003) 041603.
- [Roga04] G.V. ROGACHEV *et al.*  
*Analog states of  $^7\text{He}$  observed via the  $^6\text{He}(p,n)$  reaction.*  
Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 232502.
- [Ryez06] N. RYEZAYEVA *et al.*  
*Search for a low-energy resonance in  $^7\text{He}$  with the  $^7\text{Li}(d,^2\text{He})$  reaction.*  
Phys. Lett. B 639 (2006) 623.
- [Saga94] H. SAGAWA *et al.*  
*Parity inversion in the  $N = 7$  and the pairing blocking effect.*  
Phys. Lett. B 309 (1994) 1.
- [Sant03] P. SANTI *et al.*  
*Structure of the  $^{10}\text{Li}$  nucleus investigated via the  $^9\text{Li}(d,p)^{10}\text{Li}$  reaction.*  
Phys. Rev. C 67 (2003) 024606.
- [Sauv00a] E. SAUVAN.  
*Étude de la structure de noyaux riches en neutrons à l'aide de nouvelles sondes.*  
Thèse de doctorat, Université de Caen (2000) .
- [Sauv00b] E. SAUVAN *et al.*  
*One-neutron removal reactions on neutron-rich psd-shell nuclei.*  
Phys. Lett. B 491 (2000) 1.
- [Sauv04] E. SAUVAN *et al.*  
*One-neutron removal reactions on light neutron-rich nuclei.*  
Phys. Rev. C 69 (2004) 044603.
- [Seth87] K. K. SETH *et al.*  
*Exotic Nucleus Helium-9 and its Excited States.*  
Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1930.
- [Simo04] H. SIMON *et al.*  
*Two- and three-body correlations : breakup of halo nuclei.*  
Nucl. Phys. A 734 (2004) 323.

- [Skaz04] Flore SKAZA.  
*Structure du noyau exotique  $^8\text{He}$  par les réactions directes  $^8\text{He}(p,p')^8\text{He}$ ,  $^8\text{He}(p,d)^7\text{He}$ , et  $^8\text{He}(p,t)^6\text{He}$ .*  
Thèse de doctorat, Université PARIS XI ORSAY (2004) .
- [Skaz06] F. SKAZA *et al.*  
*Experimental evidence for subshell closure in  $^8\text{He}$  and indication of a resonant state in  $^7\text{He}$  below 1 MeV.*  
Phys. Rev. C 73 (2006) 044301.
- [Spir] Page web du GANIL consacrée à SPIRAL.  
[www.ganil.fr/spiral](http://www.ganil.fr/spiral).
- [Stok67] R.H. STOKES et P.G. YOUNG.  
*New isotope of helium :  $^7\text{He}$ .*  
Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 611.
- [Stok69] R.H. STOKES et P.G. YOUNG.  
*Further results on  $^7\text{He}$ .*  
Phys. Rev. 178 (1969) 2024.
- [Tani96] I. TANIHATA.  
*Neutron halo nuclei.*  
J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 22 (1996) 157.
- [Tani99] I. TANIHATA.  
*Reactions with radioactive ion beams.*  
Nucl. Phys. A 654 (1999) 235c.
- [TG02] L. TASSAN-GOT.  
*A new functional for charge and mass identification in  $\Delta E - E$  telescopes.*  
Nucl. Instrum. Methods B 194 (2002) 503.
- [Thoe99] M. THOENNESSEN *et al.*  
*Population of  $^{10}\text{Li}$  by fragmentation.*  
Phys. Rev. C 59 (1999) 111.
- [Thom94] I. J. THOMPSON et M. V. ZHUKOV.  
*Effects of  $^{10}\text{Li}$  virtual states on the structure of  $^{11}\text{Li}$ .*  
Phys. Rev. C 49 (1994) 1904.
- [Tilq95] I. TILQUIN *et al.*  
*Detection efficiency of the neutron modular detector DEMON and related characteristics.*  
Nucl. Instrum. Methods A 365 (1995) 446.
- [Tost02] J. A. TOSTEVIN *et al.*  
*Single-neutron removal reactions from  $^{15}\text{C}$  and  $^{11}\text{Be}$  : Deviations from the eikonal approximation.*  
Phys. Rev. C 66 (2002) 024607.

- [Varg94] K. VARGA *et al.*  
*Microscopic multicluster description of the neutron-rich helium isotopes.*  
Phys. Rev. C 50 (1994) 189.
- [Warb92] E. K. WARBURTON et B. A. BROWN.  
*Effective interactions for the  $0p - 1s0d$  nuclear shell-model space.*  
Phys. Rev. C 46 (1992) 923.
- [Wilc75] K. H. WILCOX *et al.*  
*The ( ${}^9\text{Be}, {}^8\text{B}$ ) reaction and the unbound nuclide  ${}^{10}\text{Li}$ .*  
Phys. Lett. B 59 (1975) 142.
- [Wiri02] R. B. WIRINGA et Steven C. PIEPER.  
*Evolution of Nuclear Spectra with Nuclear Forces.*  
Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 182501.
- [Wols02] R. WOLSKI *et al.*  
*Interaction of  ${}^8\text{He}$  nuclei with  $\alpha$  particles and protons at a beam energy of 26 MeV/n.*  
Nucl. Phys. A 701 (2002) 29c.
- [Wuos05] A.H. WUOSMAA *et al.*  
*Search for excited states in  ${}^7\text{He}$  with the  $(d,p)$  reaction.*  
Phys. Rev. C 72 (2005) 061301R.
- [Wurz97] Jürgen WURZER et Hartmut M. HOFMANN.  
*Structure of the helium isotopes  ${}^4\text{He}$ - ${}^8\text{He}$ .*  
Phys. Rev. C 55 (1997) 688.
- [Youn94] B. M. YOUNG *et al.*  
*Low-lying structure of  ${}^{10}\text{Li}$  in the reaction  ${}^{11}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$ .*  
Phys. Rev. C 49 (1994) 279.
- [Zajc84] W.A. ZAJC *et al.*  
*Two-pion correlations in heavy ion collisions.*  
Phys. Rev. C 29 (1984) 2173.
- [Zhuk93] M. V. ZHUKOV *et al.*  
*Bound state properties of Borromean halo nuclei :  ${}^6\text{He}$  and  ${}^{11}\text{Li}$ .*  
Phys. Rep. 231 (1993) 151.
- [Zhuk94] M. V. ZHUKOV *et al.*  
*Simplified  $\alpha+4n$  model for the  ${}^8\text{He}$  nucleus.*  
Phys. Rev. C 50 (1994) 1R.
- [Zins95] M. ZINSER *et al.*  
*Study of the Unstable Nucleus  ${}^{10}\text{Li}$  in Stripping Reactions of the Radioactive Projectiles  ${}^{11}\text{Be}$  and  ${}^{11}\text{Li}$ .*  
Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1719.
- [Zins97] M. ZINSER *et al.*  
*Invariant-mass spectroscopy of  ${}^{10}\text{Li}$  and  ${}^{11}\text{Li}$ .*  
Nucl. Phys. A 619 (1997) 151.

## Étude de la structure des noyaux non liés $^{7,9}\text{He}$ et $^{10}\text{Li}$

### Résumé

Les systèmes non liés  $^{7,9}\text{He}$  et  $^{10}\text{Li}$  ont été étudiés par des réactions de cassure de faisceaux de noyaux riches en neutrons ( $^8\text{He}$ ,  $^{11}\text{Be}$  et  $^{14}\text{B}$ ) à haute énergie. Leur énergie de décroissance a été reconstruite grâce à la détection en coïncidence du fragment chargé ( $^{6,8}\text{He}$  et  $^9\text{Li}$ ) dans un télescope  $\Delta E$ - $E$  (CHARISSA) et du neutron dans le multidétecteur DéMoN.

Une approche théorique basée sur l'approximation soudaine a été utilisée pour modéliser les réactions menant à des états finaux non liés. Les distributions en énergie de décroissance calculées ont été convoluées avec la réponse du dispositif expérimental obtenue en utilisant un code de simulation spécifiquement développé pour notre étude, puis comparées aux données.

Le système  $^{10}\text{Li}$  a été produit avec un faisceau de  $^{11}\text{Be}$ . Nos résultats ont confirmé la poursuite de l'inversion des niveaux  $\nu 1s_{1/2}$  et  $\nu 0p_{1/2}$  dans la chaîne des isotones  $N = 7$ . Quant au système  $^9\text{He}$ , l'isotone le plus exotique exploré ici, produit avec des faisceaux de  $^{11}\text{Be}$  et de  $^{14}\text{B}$ , la structure observée à très basse énergie pourrait correspondre à un état  $s$  virtuel ( $a_s \cong -2-0$  fm), impliquant la poursuite de l'inversion dans  $^9\text{He}$  avec une interaction cœur-neutron beaucoup plus faible que dans le cas du  $^{10}\text{Li}$  ( $a_s = -14 \pm 2$  fm). Dans le cas de la cassure du  $^{14}\text{B}$ , le spectre en énergie de décroissance présente une résonance vers  $E_r = 1,2$  MeV avec une structure probable d'un état excité  $1/2^-$  dans  $^9\text{He}$ .

Le système  $^7\text{He}$  a été étudié avec trois faisceaux différents ( $^8\text{He}$ ,  $^{11}\text{Be}$  et  $^{14}\text{B}$ ). L'existence d'un état excité à basse énergie ( $E_r \sim 1$  MeV), proposé comme étant le partenaire en spin-orbite ( $1/2^-$ ) de l'état fondamental ( $3/2^-$ ), n'a pas été prouvée.

Mots clés : Structure nucléaire – Spectroscopie nucléaire – Hélium – Lithium – Simulation par ordinateur

## Study of the unbound nuclei $^{7,9}\text{He}$ and $^{10}\text{Li}$

### Abstract

The unbound nuclei  $^{7,9}\text{He}$  and  $^{10}\text{Li}$  have been investigated via the high-energy breakup of beams of neutron-rich nuclei ( $^8\text{He}$ ,  $^{11}\text{Be}$  and  $^{14}\text{B}$ ). The decay-energy spectra were reconstructed from coincident measurements of the charged fragments ( $^{6,8}\text{He}$  and  $^9\text{Li}$ ) with a  $\Delta E$ - $E$  telescope (CHARISSA) and the neutrons with the DEMON array.

A theoretical approach based on the sudden approximation was used to model the reactions populating the unbound final states. The calculated decay-energy spectra were convoluted with the response function of the experimental setup using a simulation developed specifically for the present study and compared with the experimental results.

The  $^{10}\text{Li}$  system was produced using an  $^{11}\text{Be}$  beam and the results confirm the continuation of the inversion of the  $\nu 1s_{1/2}$  and  $\nu 0p_{1/2}$  levels in the  $N = 7$  isotopic chain. The  $^9\text{He}$  system was produced in two different ways with the breakup of  $^{11}\text{Be}$  and  $^{14}\text{B}$ , and was the most exotic system studied here. In this case, a structure was observed at very low decay energy which very probably corresponds to a virtual  $s$  state ( $a_s \cong -2-0$  fm). This result suggests that the level inversion also occurs in  $^9\text{He}$ , but with a much weaker core-neutron interaction than for  $^{10}\text{Li}$  ( $a_s = -14 \pm 2$  fm). For the data acquired from the breakup of the  $^{14}\text{B}$  beam, the decay energy spectrum exhibits a resonance around  $E_r = 1.2$  MeV, which most probably corresponds to an excited  $1/2^-$  state in  $^9\text{He}$ .

The  $^7\text{He}$  system was investigated with three different beams ( $^8\text{He}$ ,  $^{11}\text{Be}$  and  $^{14}\text{B}$ ). No evidence for the existence of the proposed low-lying ( $E_r \sim 1$  MeV) spin-orbit partner ( $1/2^-$ ) of the ground state ( $3/2^-$ ) could be found.

Key-words : Nuclear structure – Nuclear spectroscopy – Helium – Lithium – Computer simulation

Discipline : Constituants Élémentaires (Elementary Constituents)