UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE-NORMANDIE
U.F.R. de SCIENCES
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

présentée par

M. Jean-Luc LECOUEY

et soutenue

le 13 décembre 2002

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants Élémentaires

(Arrêté du 30 mars 1992)

Titre :

Étude des systèmes non liés ^{16}B et ^{13}Be

JURY

M. Christian Le Brun, directeur de recherche CNRS, ISN Grenoble (*directeur de thèse*)
M. Nigel Orr, chargé de recherche CNRS, Université de Caen (*directeur de thèse*)
M. Nicolas Alamanos, chercheur CEA, SPhN Saclay (*rapporteur*)
M. Yorick Blumenfeld, directeur de recherche CNRS, IPN Orsay (*rapporteur*)
M. Wilton Catford, reader, University of Surrey, Royaume-Uni
M. Jean Colin, professeur, Université de Caen
M. Marek Lewitowicz, directeur de recherche CNRS, GANIL Caen

La Physique commence en page 17...

... mais auparavant, il me faut sacrifier de (très) bon gré à la rédaction quelque peu stéréotypée de remerciements toutefois sincères. La première fois que je mis les pieds au Laboratoire de Physique Corpusculaire, le pronostic vital séculaire était très réservé et la France devait gagner la Coupe du Monde de Football[1]*. Pour ma part, je m'amusai tout un été avec un dispositif d'analyse par fluorescence X*[2] *et j'eus la folle idée de ne pas en rester là. Je revins donc l'année suivante pour mon stage de DEA puis ma thèse. Si je remercie les deux directeurs successifs, Bernard Tamain et Jean-François Lecolley, c'est donc bien pour l'ensemble de toutes ces années passées au sein de ce labo accueillant.*

Les deux rapporteurs de cette thèse, Nicolas Alamanos et Yorick Blumenfeld, ont trouvé la force et le temps nécessaires pour lire minutieusement les quelques 140 pages de ce manuscrit qui leur est parvenu un peu tardivement et pas toujours sous une forme élégante[3] *: je les remercie donc vivement.*

Un grand merci à Wilton Catford, physicien mais aussi tireur de câble HV émérite de la manip E378, qui a traversé la Manche (à la nage ?) et à Marek Lewitowicz pour avoir accepté de participer à ce jury de thèse.

Remerciement "spécial" à Jean Colin, qui fut présent à la fin de l'aventure comme Président du Jury et au début comme co-maître de stage sur la fluo X. Jean, cette fois, je débarrasse le plancher !

J'en arrive maintenant à mes deux directeurs de thèse. Merci d'abord à Christian Le Brun qui a bien voulu continuer à diriger cette thèse après son départ de Caen et dont la voix de stentor en résonnant dans tout le laboratoire nous maintenait en éveil permanent. Je me souviendrai à jamais que pour participer à ce jury, tu as sans doute fait un effort considérable sur le choix de ta cravate.

À Nigel Andrew Orr, Australien du Bessin, forme éthérée et silencieuse qui éteint sournoisement les écrans de TX, un énorme[4] *merci ! Au pluriel, c'est plus juste. Merci n° 1 pour avoir supporté patiemment mes étourderies et mon ignorance presque totale de la physique "opératoire". Merci n° 2 pour les discussions de physique sur un coin de bureau, et plus particulièrement les entretiens vespéraux consacrés aux états virtuels et autres entités joyeuses et passionnantes. Merci n° 3 pour ta conception un peu particulière des réunions*

1. Tout le monde a trouvé l'année?
2. Je recommande en particulier le remplissage des bidons d'azote liquide lorsqu'il fait chaud.
3. Ah, capricieuses imprimantes !
4. voire hénaurme, comme l'écrivait un commissaire célèbre.

de travail : feuilles volantes direction "machine à café". Merci n°4 pour m'avoir initié aux arcanes de l'humour anglo-saxon (bien que je ne comprenne presque jamais tes blagues), pour les quelques bières bues ici et là et pour m'avoir fait mangé du kangourou !

Pendant trois ans, Miguel (invaincu en Coupe du Monde de PAW depuis dix ans !) a dû supporter une baisse considérable du volume utile de son bureau, faire semblant d'écouter tous les "donc" et les "en fait" que je produis en quantité astronomique, se débrouiller avec mes réponses évasives sur l'orthographe et les formules de politesse françaises. En échange, il a joué le rôle d'un PAW-dépanneur-minute de tous les instants et m'a initié patiemment à ses techniques d'analyse de prédilection, notamment le mélange itératif des événements. Merci pour tout, sauf pour les interminables panégyriques du Real Madrid !

Sans Florin Carstoiu, bien des pages de cette thèse n'auraient tout simplement pas vu le jour. Son passage éclair n'a pas empêché ses explications lumineuses de m'éclairer sur le traitement théorique parfois obscur des résonances et des états virtuels. Flo ! Merci pour tout.

Je tiens à remercier au passage Olivier Juillet et Denis Lacroix pour m'avoir fourni en livres de théorie accessibles à l'expérimentateur et pour ne pas avoir (trop) ri de mes questions naïves sur la mécanique quantique.

Les expériences E281a et E378, supports de cette thèse, doivent leur réussite à l'ensemble des forces impliquées dans leur réalisation. Merci donc à tous les physiciens, ingénieurs et techniciens présents. "Merci spécial" aux collaborations "britannique" CHARISSA *et "belge"* DEMON *et à leurs détecteurs performants*[5].

Ces trois années de thèse m'ont aussi donné l'occasion d'enseigner. Activité passionnante et parallèle bienvenue lorsque l'analyse des données semble au point mort, elle m'a permis de laisser entrouvertes les portes du labo. Je remercie donc tous les enseignants-chercheurs et tous les moniteurs avec qui j'ai travaillé, et en particulier Jean-Claude Angélique, mon sémillant tuteur.

On n'entre pas en thèse aussi facilement que dans un bar. C'est pourquoi le soutien et les conseils des thèsards les plus anciens sont toujours les bienvenus. Je pense en particulier à Marc Labiche dont l'aide m'a été précieuse en stage de DEA (même si je n'oublie pas le fameux rendez-vous chez la coiffeuse). Je n'oublie pas non plus l'ambiance du bureau "thésard", dans lequel Nathalie B. (dite Nathalie la Moyenne), Véronique D. et Jacques N. m'ont aimablement supporté quelques mois dans un bureau déjà surpeuplé. Merci aussi à Cyril V. (voisin de palier) et à Emmanuel S. qui TRIM *si bien. J'aurai une pensée particulière pour l'éphémère et défunt CTV*[6] *dans lequel la nouvelle "docteuse" Lynda A. (Multi-Mebrouk-alik woman) et le nouveau "docteux " Jack N. (rends-moi mon argent !) accueillirent un pauvre petit thésard afin sans doute de garder le souvenir de leur ancienne condition.*

Faisons maintenant un bref détour vers le tout petit labo situé en face du LPC. Merci à Sylvie H.[7] *(G.O. mais aussi empêcheuse de dormir en rond) et à Olivier M. (épou-*

5. Oups ! Je crois que je viens de remercier des détecteurs...

6. Club du Twix Vespéral

7. Re-merci spécial à Sylvie pour mon "repas du condamné" le 12/12/02.

vantail d'Halloween convaincant) pour toutes les soirées BBQ-tulipesques inimitables et inoubliables. Merci à tous les autres participants à ces activités jovi- puis vénérinocturnes, Jacques "Jack" N., jazzophile contagieux, Stéphane "St Babas" B., apprenti en fichologie, Stéphane "Le Gib" G., singe du cerisier, Pierre C., maître des triangles, et nos petits derniers encore en voie de doctorification : Josquin "Joss" M. à la dent dure et Carmen E., akropagnée du redoutable J.-Charles (bonne chance, amusez-vous bien mais pensez à la "famille" de temps en temps...). Mais non, je n'ai pas oublié Benoît "B-Noyt" G., condisciple de DEA à la tonsure monastique qui fut doctorifié pour son plus grand plaisir quelques heures avant moi (je te pardonne !). Merci aussi à Yann L., motard invétéré et grand amateur de DDL, breuvage indispensable après nos deux heures d'anglais du jeudi soir.

Merci au flegmatique Aymeric V. qui trouva pour moi le bug le plus ridicule de mon existence de fortranicien et à Mathieu P., son accueillant collègue de bureau.

Le malheureux Guillaume N. eut le tord d'entreprendre une thèse dans le groupe Exotique. En récompense, le voilà flanqué d'un condisciple dont les explications n'étaient pas toujours très claires. Merci, donc, d'avoir fait montre d'une patience hors-norme tandis que je rassemblais mes (déjà) vieux souvenirs épars et d'avoir simulé une attention (presque) sans faille (presque) tout au long de ce processus rébarbatif. Merci surtout pour les longues discussions entrecoupées de fous rires tonifiants (très utiles pendant les nuits "GANIL") et bonne chance ! Ne quittons pas le bureau, merci à Nathalie A., dite Nathalie la Petite, qui rigole à presque toutes mes pseudo-blagues et qui dessine très bien les poussins jaunes !

Remerciement "très spécial" au dernier thésard arrivé dans nos murs, François M., sans qui cette thèse n'aurait pu être célébrée dignement.

Avant de m'éloigner de ce fameux LPC, je remercie tous ceux que je viens d'oublier et en particulier la théorie d'âmes charitables qui répondirent à mes tentatives variées mais toujours bruyantes pour réunir une procession nombreuse vers la machine à café. Puisse ce pèlerinage organisé survivre à mon départ !

Ayant déjà remercié par inadvertance des détecteurs, je ne puis que remercier davantage encore le ^{17}C *et le* ^{14}B *à qui nous avons fait subir mille tourments...*

Enfin, un très grand merci à ma famille qui m'a soutenu pendant ces trois ans, notamment lors du rush final. Merci aussi au CRP, société "secrète" cherbourgeoise qui est en passe d'essaimer sur toute la planète et dont les membres sont venus en force à la grand-messe du 13 décembre.

C'est fini, tout est dit.
Amérique, me voilà !

Table des matières

Table des figures **11**

Liste des tableaux **15**

1 Au-delà de la stabilité **17**
1.1 Halo et continuum 17
1.1.1 Les noyaux à halo de neutron(s) 17
1.1.2 Les noyaux borroméens ^{14}Be et ^{17}B et leurs sous-systèmes non liés . 22
1.2 Le point sur le ^{16}B et le ^{13}Be 27
1.3 Choix des réactions 32

2 Les Expériences **35**
2.1 Principe des deux expériences 35
2.2 Produire les faisceaux d'intérêt et les noyaux non liés 36
2.2.1 Production de faisceaux de noyaux exotiques au GANIL 36
2.2.2 Le spectromètre LISE 3 36
2.2.3 Les faisceaux secondaires et les cibles de réaction 37
2.3 Caractériser le faisceau incident 38
2.3.1 Expérience sur le ^{16}B 38
2.3.2 Expérience sur le ^{13}Be 39
2.4 Détecter les fragments chargés 40
2.4.1 Détecteurs à pistes de silicium 40
2.4.2 Détecteurs à iodure de césium 41
2.5 Détecter les neutrons 41
2.5.1 Principe de détection des neutrons 42
2.5.2 Efficacité de détection de DéMoN 44
2.5.3 Diaphonie 45
2.5.4 Configuration des modules DéMoN 46
2.6 Électronique et Acquisition 47

3 Étalonnage des détecteurs et analyse des données **49**
3.1 Étalonnage des détecteurs de faisceau 49
3.1.1 Expérience sur le ^{16}B 49

3.1.2 Expérience sur le ^{13}Be 53
3.2 Télescope 54
3.2.1 Détecteurs à pistes de silicium 54
3.2.2 Les cristaux d'iodure de césium (CsI) 58
3.2.3 Identification des particules chargées 59
3.3 DéMoN 64
3.3.1 Temps de vol 64
3.3.2 Discrimination neutron/γ 66
3.3.3 Étalonnage des modules en énergie 68
3.3.4 Énergie cinétique des neutrons 70
3.4 Reconstruction de la cinématique 71
3.5 Simulation 75
3.5.1 GEANT 75
3.5.2 BELZEBUTH 76

4 Résultats **79**
4.1 Réactions 79
4.2 Les Neutrons 80
4.2.1 Spectres en énergie 80
4.2.2 Distributions angulaires 81
4.3 Énergie de décroissance 84
4.3.1 Spectres bruts 84
4.3.2 Efficacité du dispositif expérimental 87
4.3.3 Mélange d'événements 90
4.3.4 Moments transverse et parallèle 92
4.3.5 L'^{7}He 92
4.4 Conclusion 96

5 Interprétation **99**
5.1 Description théorique des états non liés 99
5.1.1 Principe 99
5.1.2 Calcul plus élaboré 100
5.1.3 Fonctions d'onde réalistes 102
5.2 Application aux données 104
5.2.1 Moment angulaire relatif entre fragment et neutron 104
5.2.2 Distributions en énergie de décroissance dans le CM 106
5.2.3 Calcul des distributions en moments transverse et parallèle 108
5.2.4 Application à l'^{7}He 112
5.2.5 Application au ^{16}B 114
5.2.6 Application au ^{13}Be 122
5.3 Discussion 130

Conclusion et perspectives **135**

A Simulations **137**
A.1 Simulation de la décroissance 137
A.2 Effets de la chambre de réaction et du télescope 138
A.3 Origines de la résolution en énergie de décroissance 142

Bibliographie **145**

Table des figures

1.1 Rayons d'interaction des isotopes de He, Li, Be, et B 18
1.2 Mécanismes de réaction de dissociation 20
1.3 Coordonnées de Jacobi 23
1.4 Potentiel effectif créé par une barrière centrifuge 25
1.5 États virtuels et résonants 26
1.6 Spectre en énergie d'excitation du ^{16}B 28
1.7 Schéma de niveaux du ^{16}B 29
1.8 Spectre en vitesse relative du ^{13}Be (expérience de Thoennessen) 31
1.9 Schéma de niveaux du ^{13}Be 33

2.1 Vue schématique du spectromètre LISE 3 37
2.2 Disposition des chambres à dérive 40
2.3 Schéma de la disposition des détecteurs de l'expérience sur le ^{16}B 41
2.4 Disposition des deux détecteurs à piste de silicium 42
2.5 Relation entre lumière et dépôt d'énergie 44
2.6 Efficacité d'un module DéMoN 45
2.7 Configuration du multidétecteur DéMoN (Expérience E281a) 46
2.8 Configuration du multidétecteur DéMoN (Expérience E378) 47

3.1 Image des masques éclairés par le faisceau sur les PPAC 50
3.2 Étalonnage des positions X et Y des PPAC 50
3.3 Profil du faisceau 51
3.4 Ouverture angulaire du faisceau 52
3.5 Spectre en temps de vol des ions incidents (expérience 1) 53
3.6 Spectre en temps de vol des ions incidents (expérience 2) 54
3.7 Exemple de lignes trois α pour une piste 55
3.8 Noyaux présents dans le faisceau de calibration 56
3.9 Spectre en position pour une piste de silicium 57
3.10 Image du masque de la PPAC2 sur les détecteurs silicium 57
3.11 Relation entre lumière et énergie déposée dans le CsI 59
3.12 Énergie déposée dans les deux Si en fonction de la lumière émise par le CsI 60
3.13 Énergie déposée dans les deux Si en fonction de la lumière du CsI (sans cible) 61
3.14 Lignes hyperboloïdes pour le ^{15}B et d'autres nuclides 62

3.15 Spectres PId pour les isotopes de bore 63
3.16 PId bidimensionnel 64
3.17 Temps de vol d'un module DéMoN (détecteur central) 65
3.18 Forme du signal correspondant à la lumière émise par DéMoN 66
3.19 Charge lente en fonction de la charge totale collectée 67
3.20 Effets de la discrimination n/γ sur le spectre en temps de vol 68
3.21 Spectre en charge obtenu avec une source de ^{22}Na 69
3.22 Spectre en énergie cinétique des neutrons (expérience 1) 71
3.23 Géométrie des détecteurs 73
3.24 Spectre en énergie des photons détectés en coïncidence avec un ^{12}Be 74
3.25 Efficacité du dispositif expérimental en énergie de décroissance du ^{16}B . . . 77
3.26 Résolution pour une énergie de décroissance du ^{16}B de 100 et 1500 keV . . 77
3.27 Résolution en énegie de décroissance des dispositifs expérimentaux 78

4.1 Sélection des isotopes de B et de Be 80
4.2 Spectres en énergie des neutrons 81
4.3 Sections efficaces angulaires 83
4.4 Spectres en vitesse relative 85
4.5 Spectres en énergie de décroissance 86
4.6 Efficacité en énergie de décroissance 87
4.7 Sections efficaces différentielles en énergie de décroissance 88
4.8 Mélange itératif d'événements ^{15}B+n 91
4.9 Distributions en P$_x$ des ^{16}B, ^{13}Be et ^{7}He 93
4.10 Distributions en P$_z$ des ^{16}B, ^{13}Be et ^{7}He 94
4.11 Origine des neutrons détectés en coïncidence avec un ^{6}He 95
4.12 Spectre en énergie de l'^{7}He : données et simulation 96

5.1 Sensibilité des distributions théoriques aux paramètres du potentiel 103
5.2 Corrélations angulaires ^{15}B-n 105
5.3 Distribution en énergie de décroissance théorique d'un ^{16}B et d'un ^{13}Be . . 106
5.4 Paramétrisation de Breit-Wigner et calculs de type I 107
5.5 Distributions en P_x des ^{16}B, ^{13}Be et ^{7}He 109
5.6 Distributions en P_z des ^{16}B, ^{13}Be et ^{7}He 110
5.7 Spectre en énergie ^{6}He-n : données et simulation 113
5.8 Distributions théoriques d'une résonance d du ^{16}B ajustées aux données . . 115
5.9 Valeurs de χ^2/N en fonction de l'énergie et de la résonance du ^{16}B 116
5.10 χ^2/N en fonction du maximum de l'énergie de la résonance d du ^{16}B 117
5.11 Spectre en énergie de décroissance donné par un état s virtuel du ^{16}B . . . 118
5.12 Spectre en énergie donné par une résonance très étroite du ^{16}B 119
5.13 Spectre en énergie du ^{16}B donné par le modèle en couches 120
5.14 Spectre en énergie du ^{16}B donné par trois étroites résonances du ^{16}B 121
5.15 Distributions en énergie d'états s virtuels du ^{13}Be 122
5.16 Spectre en énergie de décroissance du ^{13}Be donné par des états s virtuels . 124

5.17 Spectre en énergie de décroissance du ^{13}Be donné par des états s virtuels . 125
5.18 Spectre en énergie de décroissance du ^{13}Be donné par un état s résonant . 126
5.19 Spectre en énergie de décroissance du ^{13}Be obtenu au GSI 128
5.20 Spectre en énergie du ^{13}Be obtenu avec les détecteurs DéMoN centraux . . 129
5.21 Structure du ^{16}B à basse énergie 130
5.22 Structure du ^{13}Be à basse énergie 131
5.23 Fondamental et premier état excité du ^{15}F 132
5.24 Niveaux d'énergie du ^{13}Be (modèle en couches) 133

A.1 Distribution angulaire de neutrons (données et simulations GEANT et BELZEBUTH) 139
A.2 Absorption et diffusion des neutrons par la chambre de réaction 140
A.3 Efficacité en énergie de décroissance prédite par GEANT et BELZEBUTH 141
A.4 Origines de la résolution en énergie des dispositifs expérimentaux 143

Liste des tableaux

1.1 Énergie de séparation des deux derniers neutrons et rayon de matière rms du ^{14}Be et du ^{17}B 22

2.1 Caractéristiques des faisceaux secondaires 37
2.2 Cibles utilisées 38
2.3 Liste des réactions possibles entre un neutron et le NE213 43
2.4 Coefficients de la relation semi-empirique entre lumière et dépôt d'énergie . 44

3.1 Énergie des photons émis par les sources d'étalonnage 69

4.1 Nombre d'événements exploitables 79
4.2 Calcul de $\mathcal{K}$ 82
4.3 Sections efficaces calculées à partir des sections efficaces angulaires 84
4.4 Sections efficaces calculées à partir des sections efficaces différentielles en énergie 89
4.5 États résonants de l'^{7}He à basse énergie 95

5.1 Niveaux du ^{16}B et calcul de type Glauber 111
5.2 Résumé des paramètres de la résonance d du ^{16} obtenus à partir du spectre en énergie expérimental 121
5.3 Résultats expérimentaux sur le fondamental du ^{13}Be 129

Chapitre 1

Au-delà de la stabilité

L'avènement ces vingt dernières années de machines capables de produire des faisceaux d'ions radioactifs toujours plus exotiques et plus intenses a révélé peu à peu des phénomènes nouveaux, qui n'apparaissent que dans les noyaux pour lesquels existe un déséquilibre notable entre le nombre de protons et de neutrons. Ces noyaux instables ont depuis lors été l'objet d'efforts soutenus car leur structure constitue un test extrême des modèles actuels et par conséquent un espoir de parvenir à une meilleure description globale du noyau atomique.

1.1 Halo et continuum

1.1.1 Les noyaux à halo de neutron(s)

Découverte

L'étude des noyaux riches en neutrons a révélé des phénomènes inattendus comme l'apparition de halos de matière neutronique diffuse autour d'un cœur nucléaire compact dans les noyaux proches de la dripline [Han95]. Jusqu'au début des années 80, le noyau nucléaire était vu comme un édifice dans lequel protons et neutrons étaient distribués dans le volume nucléaire de façon à peu près homogène :

$$\frac{\rho_n(r)}{\rho_p(r)} \approx \frac{N}{Z} \tag{1.1}$$

avec ρ_n et ρ_p la densité de neutrons et de protons.

Mais en 1985, Tanihata et collaborateurs mesurent au BEVALAC les sections efficaces d'interaction d'isotopes du lithium, c'est-à-dire la section efficace totale de changement dans le nombre de protons et/ou de neutrons du projectile lors de son interaction avec une cible [Tan85a]. Ils découvrent alors que le ^{11}Li présente une section efficace d'interaction beaucoup plus élevée que son plus proche voisin dans la chaîne isotopique, le ^{9}Li. Or, à haute énergie, cette section efficace d'interaction σ_I peut être directement reliée aux rayons d'interaction du projectile et de la cible $R_I^{(P)}$ et $R_I^{(T)}$:

$$\sigma_I = \pi \left(R_I^{(P)} + R_I^{(T)} \right)^2 \tag{1.2}$$

Le ^{11}Li possède donc un rayon d'interaction bien supérieur à celui prévu par les systématiques (cf. figure 1.1). Pour Tanihata, cet effet peut s'expliquer par une large déformation ou une longue traîne dans la distribution de matière de ce noyau. Hansen et Jonson attribuent cette augmentation de la section efficace d'interaction à la présence d'une longue traîne dans la fonction d'onde des deux derniers neutrons, qui forment en quelque sorte un "halo" diffus autour d'un cœur constitué du reste des nucléons [Han87]. D'autres noyaux viennent rapidement grossir les rangs des "noyaux à halo" potentiels : ^{6,8}He [Tan85b], ^{11,14}Be et ^{17}B [Tan88a, Tan88b].

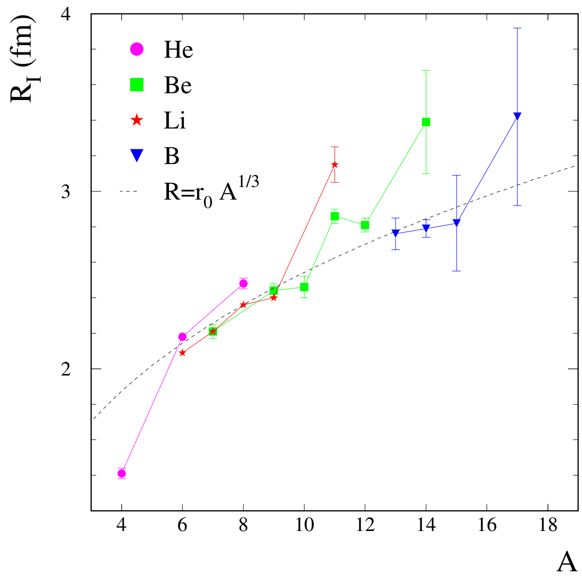

FIG. 1.1 – Rayons d'interaction des isotopes de He, Li, Be, et B calculés à partir des sections efficaces d'interaction [Tan88a, Tan88b, Tan90, Oza94].

Peu à peu, l'image du halo s'impose à tous. Arnold et collaborateurs mesurent au CERN le moment magnétique et le moment quadrupolaire du ^{11}Li [Arn87, Arn92]. Les valeurs plaident toutes deux en faveur d'un noyau sphérique, invalidant l'interprétation concurrente d'une grande déformation. Enfin, Blank et collaborateurs mesurent à SATURNE la section efficace de changement de charge des ^{8,9,11}Li et trouvent des valeurs presque identiques pour les trois isotopes [Bla92]. L'hypothèse que la section efficace d'interaction du ^{11}Li doit son augmentation aux derniers neutrons se voit ainsi confirmée. Enfin, la mesure systématique des sections efficaces de perte d'un ou deux neutrons du halo, $\sigma_{-(2)n}$, en plus des sections efficaces d'interaction des noyaux à halo $\sigma_I^{(h)}$ et celles des noyaux cœurs correspondants,

$\sigma_I^{(c)}$, a permis d'établir la relation empirique :

$$\sigma_I^{(h)} \approx \sigma_I^{(c)} + \sigma_{-(2)n} \tag{1.3}$$

Cette séparabilité des sections efficaces vient encore renforcer l'image d'un noyau à halo composé d'un cœur "entouré" d'un ou deux neutrons.

Structure des noyaux à halo

Aujourd'hui, le halo nucléaire est relativement bien compris. On peut classer ces noyaux en deux classes, selon qu'un ou deux neutrons sont responsables de l'extension spatiale anormale des noyaux à halo. Ainsi, le ^{11}Be et le ^{19}C appartiennent à la première catégorie alors que l'^{6}He, le ^{11}Li et le ^{14}Be font partie de la seconde. Mais dans les deux cas, il apparaît que la longue traîne dans la fonction d'onde du ou des derniers neutrons est due à :

1. une faible énergie de séparation du ou des derniers neutrons ;
2. un faible moment cinétique du ou des derniers neutrons par rapport au cœur.

Le premier point, qui explique pourquoi tous les noyaux à halo connus se trouvent très près des driplines, peut se comprendre simplement en se rappelant qu'en mécanique quantique toute particule à peine liée dans un potentiel voit sa fonction d'onde s'étendre beaucoup plus loin que la portée de celui-ci. Ainsi, l'énergie de séparation des deux derniers neutrons du ^{11}Li est-elle de 295 keV [Aud93] alors que dans un noyau stable, l'énergie de liaison d'un nucléon est de l'ordre de 8 MeV. Le second point est lié à la barrière centrifuge B rencontrée par les neutrons qui augmente avec leur moment cinétique ($B \propto \ell(\ell+1)$) de sorte que plus ℓ est élevé, moins la traîne de la fonction d'onde est importante. Les calculs de Fedorov et collaborateurs [Fed93] montrent ainsi que le développement d'un halo d'un neutron ne peut survenir que si la fonction d'onde du neutron est s ou p. Pour les halos de deux neutrons, la fonction d'onde doit être s ou une superposition de fonctions d'onde s et p.

Si l'ordonnancement des orbitales du modèle en couches demeurait aux abords de la dripline le même que dans la vallée de stabilité, ces limites drastiques sur la valeur du moment cinétique empêcheraient la plupart des noyaux de développer un halo. Par exemple, un calcul simple prédit que les deux derniers neutrons du ^{14}Be sont dans des orbitales $d_{5/2}$ [Val75], ce qui interdirait l'apparition d'un halo. Cependant, les calculs récents prédisent un abaissement de l'énergie de l'orbitale $s_{1/2}$ (une "intrusion") de sorte que la fonction d'onde des deux derniers neutrons est un mélange d'onde s et d [Tho96]. Notons enfin que de tels bouleversements sont connus depuis longtemps expérimentalement, comme l'inversion de parité dans le ^{11}Be, dont le fondamental est $1/2^+$ au lieu d'$1/2^-$ [Deu68].

La forme crénelée de la dripline neutron témoigne du rôle de l'appariement des neutrons dans la liaison de l'édifice nucléaire. En effet, un grand nombre de noyaux avec un nombre N pair de neutrons sont liés alors que leurs voisins avec N-1 neutrons ne le sont pas. Ce rôle manifeste de l'interaction neutron-neutron avait d'ailleurs conduit à considérer dans un premier temps le ^{11}Li comme un système à deux corps, composé d'un dineutron et d'un ^{9}Li [Han87]. Notons que tous les noyaux à halo de deux neutrons présentent ces caractéristiques, qui ont amené à les qualifier de borroméens : si l'on adopte l'image d'un noyau composé d'un cœur et de deux neutrons, le système complet est lié alors qu'aucun de ses sous-systèmes, cœur-neutron et neutron-neutron, ne l'est.

Autres sondes expérimentales

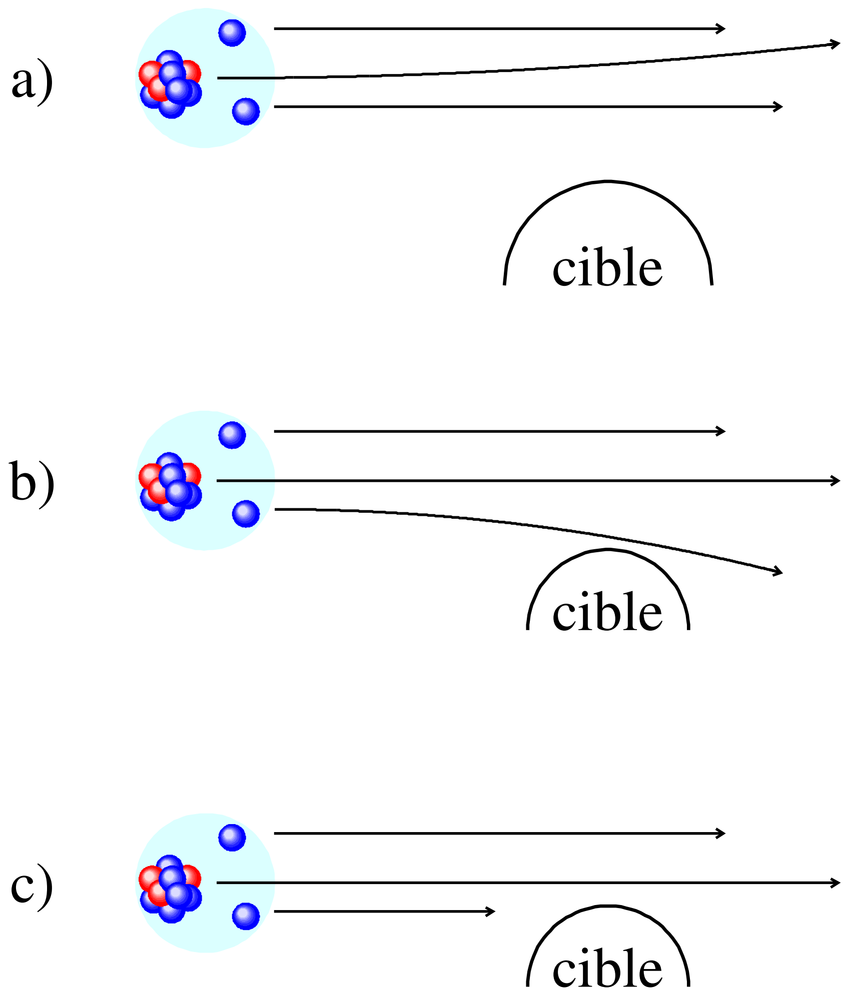

FIG. 1.2 – Représentation schématique des mécanismes de réaction de dissociation d'un noyau à halo de deux neutrons : a) dissociation coulombienne, b) diffraction nucléaire et c) absorption (stripping).

Après les expériences pionnières décrites ci-dessus, l'effort s'est poursuivi et de nouvelles méthodes expérimentales ont été mises au point pour étudier les noyaux proches de la dripline. Ainsi les réactions de dissociation des noyaux à halo ont-elles rapidement suscité l'intérêt, notamment parce que leur section efficace élevée permettait de pallier la faible intensité des faisceaux exotiques disponibles. L'étude systématique des réactions de fragmentation sur cible de faisceaux de noyaux stables avait établi que les distributions en moment des fragments proches du projectile suivent, dans le centre de masse du projectile, des lois gaussiennes d'écart-type [Gol74]:

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_F(A_P - A_F)}{A_P - 1}} \tag{1.4}$$

avec A_P la masse du projectile et A_F la masse du fragment. σ_0 vaut environ 90 MeV/c. Cette largeur en moment pouvant s'interpréter comme celle du fragment préformé à l'intérieur du projectile [Fri83], la dissociation des noyaux à halo en cœur+neutron(s) permet alors d'accéder au moment intrinsèque du cœur ou du neutron du halo. Avec cette image simpliste, les moments du cœur et des neutrons du halo sont opposés dans le centre de masse du projectile et doivent tous deux refléter la grande extension spatiale du halo en arborant des distributions très étroites.

La première expérience est effectuée par Kobayashi et collaborateurs en 1988 [Kob88]. Ils obtiennent une distribution en moment transverse du ^{9}Li provenant de la fragmentation d'un faisceau de ^{11}Li très étroite qui reflète selon eux la grande extension spatiale du halo du ^{11}Li. Malheureusement, les expériences de dissociation de noyaux à halo suivantes fournissent des résultats parfois incompatibles qui montrent que les largeurs de distribution mesurées sont le reflet des largeurs intrinsèques mais aussi du mécanisme de réaction qui a présidé à la dissociation. Les trois mécanismes conduisant à la dissociation d'un noyau à halo sont (figure 1.2) :

1. la dissociation coulombienne (a) ;
2. la diffraction d'un neutron par la cible (b) ;
3. l'absorption d'un neutron par la cible, ou stripping (c).

La dissociation coulombienne survient lorsque le noyau projectile absorbe un photon virtuel créé par le champ coulombien de la cible et acquiert une énergie d'excitation supérieure à son énergie de liaison. Comme sa section efficace varie comme le carré de la charge de la cible, ce processus intervient principalement sur cible lourde. En outre, l'énergie de séparation des noyaux à halo étant très faible, la section efficace de leur dissociation électromagnétique est toujours élevée. Diffraction et absorption sont tous deux d'origine nucléaire. Dans le premier cas, le neutron garde une vitesse proche de celle du faisceau mais se trouve dévié à grand angle ; dans le second cas, qu'il soit réellement absorbé par la cible ou fortement ralenti, il ne peut être détecté. En terme de paramètre d'impact, les dissociations d'origine nucléaire nécessitent évidemment que projectile et cible soient très proches, au contraire de la dissociation coulombienne.

Ces trois mécanismes de réaction déforment plus ou moins les distributions en moment obtenus. La diffraction à grand angle se traduit par exemple directement par l'élargissement des distributions en moment transverse des neutrons, alors que les distributions en moment parallèle constituent en général une meilleure sonde de la distribution en moment intrinsèque [Orr97]. En outre, aux effets de mécanisme, il convient d'ajouter les éventuelles interactions entre les produits de la dissociation dans l'état final auxquelles le cœur est moins sensible que les neutrons en raison de sa masse plus importante.

Ces interactions dans l'état final jouent un rôle très important dans les réactions de dissociation des noyaux à halo de deux neutrons. L'émergence d'expériences de dissociation où neutrons et cœur du noyau à halo sont détectés en coïncidence a permis d'étudier la cinématique complète de la voie de réaction cœur-neutron-neutron mais aussi cœur-neutron. Par exemple, lors d'une mesure complète de la cinématique du ^{11}Li [Zin97], il a été possible de mettre en évidence des états non liés du ^{10}Li dans la voie ^{9}Li+n. On a constaté par ailleurs un fort peuplement d'états non liés d'autres systèmes cœur-neutron dans des réactions de fragmentation utilisant des projectiles variés, ce qui montre que ce n'est pas un phénomène marginal. Ainsi, lors de la fragmentation d'un faisceau d'^{18}O sur une cible de carbone, l'examen des coïncidences ^{6}He-n et ^{9}Li-n a montré que des états de l'^{7}He et du ^{10}Li avaient été peuplés [Kry93]. Il semble donc que la détection d'un neutron en coïncidence avec le cœur du noyau à halo n'assure pas que l'on sonde le moment intrinsèque puisque le neutron détecté peut provenir d'un neutron diffracté lors de la réaction ou de la décroissance d'un état du système cœur-neutron.

1.1.2 Les noyaux borroméens ^{14}Be et ^{17}B et leurs sous-systèmes non liés

Alors que le ^{11}Li et l'^{6}He ont été intensément étudiés, d'autres noyaux à halo borroméens plus lourds sont moins bien connus, essentiellement à cause de la difficulté pour les produire avec une intensité suffisante. Le ^{14}Be et le ^{17}B présentent tous deux un caractère borroméen, le ^{13}Be et le ^{16}B n'étant pas liés. Depuis les premières mesures de rayon d'interaction (cf. figure 1.1), leur caractère de noyau à halo est bien établi, bien que leur énergie de séparation des deux derniers neutrons soit plus importante que celle du ^{11}Li. Le tableau 1.1 donne aussi le rayon de matière rms de l'^{6}He, du ^{11}Li, du ^{14}Be et du ^{17}B (le rayon de matière rms est relié à la distribution de densité nucléonique via $\langle r^2 \rangle = \int \rho(r) r^4 dr / \int \rho(r) r^2 dr$). Le

Noyau	S_{2n} (keV)	$\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ (fm)
^{6}He	973 ± 1	2,48 ± 0,03
^{11}Li	295 ± 27	3,55 ± 0,10
^{14}Be	1340 ± 110	3,10 ± 0,15
^{17}B	1390 ± 140	2,99 ± 0,09

TAB. 1.1 – Énergie de séparation des deux derniers neutrons et rayon de matière effectif du ^{14}Be et du ^{17}B. Les valeurs obtenues pour le ^{11}Li et l'^{6}He sont rappelées pour comparaison. Les énergies de séparation proviennent de [Aud97], les rayons de [Tan88a] pour l'^{6}He, de [Alk96] pour le ^{11}Li et de [Suz99] pour le ^{14}Be et le ^{17}B.

rayon de matière donné ici est calculé à partir des sections efficaces d'interaction à l'aide d'un modèle de type Glauber. Al-Khalili et Tostevin ayant montré qu'un calcul traditionnel sous-estime cette observable [Alk96], nous avons reporté les résultats donnés par des calculs qui tiennent compte de la structure en halo de ces noyaux, lorsqu'ils existent.

Le ^{14}Be a été l'objet de plusieurs études. Après les premières mesures de section efficace d'interaction [Tan88a], quelques expériences [Rii92, Zah93, Lab01] ont été menées sur les distributions en moments parallèle et transverse du ^{12}Be ou des neutrons provenant de la fragmentation d'un faisceau de ^{14}Be, tant sur cible légère que sur cible lourde, certaines allant jusqu'à reconstruire la masse invariante du système $^{12}\mathrm{Be}+n+n$. Toutes confirment la nature de noyau à halo du ^{14}Be. En ce qui concerne le ^{17}B, un faible taux de production interdisait encore récemment d'aller au-delà de la mesure de sections efficaces [Tan90, Oza94, Suz99]. L'année 2002 a vu paraître le premier résultat d'une expérience de dissociation du ^{17}B [Suz02]. Un faisceau d'environ 30 pps a été produit à RIKEN via la fragmentation d'un faisceau primaire de ^{22}Ne (110 MeV/nucléon) sur une cible de béryllium. La mesure de la distribution en moment parallèle des fragments de ^{15}B a livré une valeur comparable à celle obtenue pour le ^{12}Be lors des expériences de dissociation du ^{14}Be, confirmant que le ^{17}B est un noyau à halo de deux neutrons.

L'ensemble des faits expérimentaux présentés jusqu'ici, ainsi que l'échec des approches de champ moyen traditionnelles [Mar02], a imposé l'image d'un noyau borroméen composé de trois corps — un cœur et deux neutrons — de sorte que les descriptions théoriques les plus récentes comprennent explicitement cette structure tripartite. On trouvera une revue de ces techniques dans [Zhu93]. Parmi ces différentes approches, le développement de la fonction d'onde du noyau borroméen en harmoniques hypersphériques (HH) est l'une des plus utilisées. Dans ce formalisme, la fonction d'onde est factorisable en une partie hyperradiale et une partie hyperangulaire, similaires aux parties radiale et angulaire de la fonction d'onde du problème à deux corps. L'hyperrayon $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ (cf. figure 1.3) et l'hypermoment angulaire K jouent alors un rôle semblable à la distance relative r_{12} et au moment cinétique relatif ℓ du cas à deux corps. Dans de telles descriptions à trois

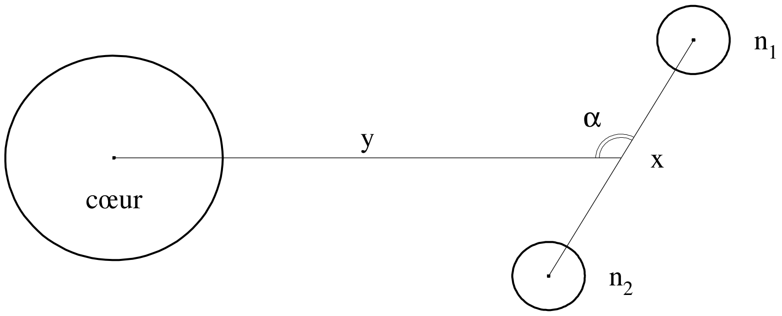

FIG. 1.3 – Coordonnées de Jacobi utilisées dans les calculs à trois corps.

corps, la connaissance des interactions deux à deux entre les différents constituants est primordiale. Si l'interaction neutron-neutron est relativement bien connue via des réactions dans lesquelles deux neutrons interagissent dans l'état final [Mch01], il n'en va généralement pas de même pour l'interaction cœur-neutron : dès que le cœur est assez loin de la vallée de stabilité (c'est le cas du ^{15}B et du ^{12}Be), il devient en effet impossible de réaliser des expériences de diffusion de neutrons sur cible. Dès lors, le seul moyen d'obtenir des informations sur l'interaction cœur-neutron est d'étudier les états du continuum du ^{13}Be et du ^{16}B. Les calculs de Thompson et collaborateurs ont ainsi montré l'influence de la structure du ^{10}Li et du ^{13}Be sur celle du ^{11}Li [Tho94] et du ^{14}Be [Tho95, Tho96]. Pour ce dernier, la résolution des équations de Fadeev à trois corps, en supposant le cœur (^{12}Be) inerte montre que seul l'existence d'un état s virtuel très près du seuil dans le ^{13}Be permet de lier le ^{14}Be. Pour le ^{17}B, le seul calcul à trois corps effectué jusqu'ici [Ren90] se bornait à utiliser des potentiels neutron-neutron et cœur-neutron exponentiels afin de montrer qu'un calcul à trois corps pouvait expliquer le rayon de matière anormalement grand de ce noyau sans qu'aucun des sous-systèmes (^{15}B-n et n-n) n'ait d'état lié.

Le ^{14}Be et le ^{17}B ont aussi tous deux été étudiés avec la méthode de la coordonnée génératrice par Descouvemont. Ce modèle utilise des fonctions d'onde à N corps mais suppose l'existence d'amas d'une ou plusieurs particules dont les positions relatives servent de paramètres. La minimisation de l'énergie du système tout entier fixe les distances séparant les différents amas. Dans le cas du ^{14}Be [Des95], le modèle utilise une configuration à trois amas ^{12}Be+n+n, sans toutefois supposer l'existence d'un halo, et les variables de position sont les coordonnées de Jacobi définies précédemment (figure 1.3). Les résultats sont en accord avec l'image d'un halo de deux neutrons, mais montrent, ce type de calcul ayant l'avantage de traiter les excitations du cœur, que la configuration ^{12}Be(g.s.)+n+n ne représente que 2/3 de la fonction d'onde totale. L'image d'un cœur inerte entouré d'un halo diffus est donc quelque peu remise en cause. Comme ce modèle permettait d'étudier en même temps le système ^{12}Be+n, un lien structurel entre ^{13}Be et ^{14}Be fut établi, comme nous le verrons un peu plus loin. Pour le ^{17}B [Des95b], le calcul de la densité neutronique avec un modèle similaire confirme aussi la nature de noyau à halo mais comme la structure en amas utilisée était ^{13}B+2n+2n, aucune information sur le ^{16}B ne peut en être extraite.

Structure des noyaux non liés

La dripline neutron marque la limite entre une région où les noyaux riches en neutrons sont instables mais liés et une zone où aucune combinaison de Z protons et de N neutrons ne parvient à subsister. Cependant, au delà mais à proximité de la dripline, le spectre en énergie des systèmes nucléaires non liés n'est pas un continuum sans structure. Ainsi, pour les systèmes non liés par rapport à l'émission d'un neutron, le spectre en énergie relative cœur-neutron peut présenter des résonances : autour d'une certaine énergie de résonance E_r, sur une plage en énergie Γ, le neutron a une forte probabilité de se trouver à l'intérieur du potentiel créé par le cœur, de la même manière que s'il lui était lié [Mes95]. Cependant, la durée de vie τ de cet état métastable est très brève car gouvernée par le principe d'Heisenberg :

$$\Gamma\,\tau \approx \hbar \tag{1.5}$$

Dans un modèle simple où seul le mouvement relatif cœur-neutron est considéré, l'appa-

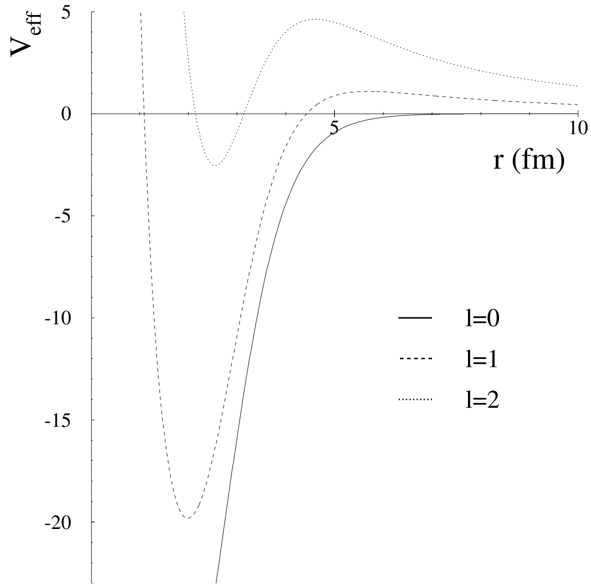

FIG. 1.4 – Potentiel effectif créé par une barrière centrifuge.

rition de résonances est liée à la forme du potentiel subi par le neutron. Lorsque ce dernier possède un moment cinétique ℓ non nul par rapport au cœur, il subit en fait un potentiel effectif [Joa65] :

$$V_{eff}(r) = V_N(r) + V_\ell(r) = V_N(r) + \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \tag{1.6}$$

où r est la distance cœur-neutron, μ la masse réduite, V_N le potentiel nucléaire créé par le cœur et V_ℓ le potentiel centrifuge. Contribution positive au potentiel, ce dernier constitue une barrière (cf. figure 1.4) que le neutron doit franchir pour échapper à l'attraction du cœur de sorte que plus le moment cinétique est élevé, plus la durée de vie de l'état métastable est grande. Lorsque le neutron a un moment cinétique nul, cette barrière centrifuge disparaît et même si le continuum présente des structures, on ne peut plus à proprement parler de résonances. Les spectres en énergie peuvent alors abriter des états virtuels près du seuil d'émission [McV68]. Nous verrons cependant au chapitre 5 que dans certains cas, ce modèle est trop simpliste et que des résonances s peuvent exister si la structure du cœur est prise en compte.

Les états non liés résonants ou virtuels peuvent être vus comme des états de diffusion du neutron sur le cœur. La section efficace différentielle en énergie relative neutron-cœur E_{rel} vaut :

$$\frac{d\sigma}{dE_{rel}} = \frac{4\pi}{k_{rel}^2} \sin^2 \delta(E_{rel}) \tag{1.7}$$

où k_{rel} est le moment relatif neutron-cœur et δ le déphasage de l'onde provoqué par le potentiel subi par le neutron. Dans le cas d'une résonance, le déphasage est négligeable

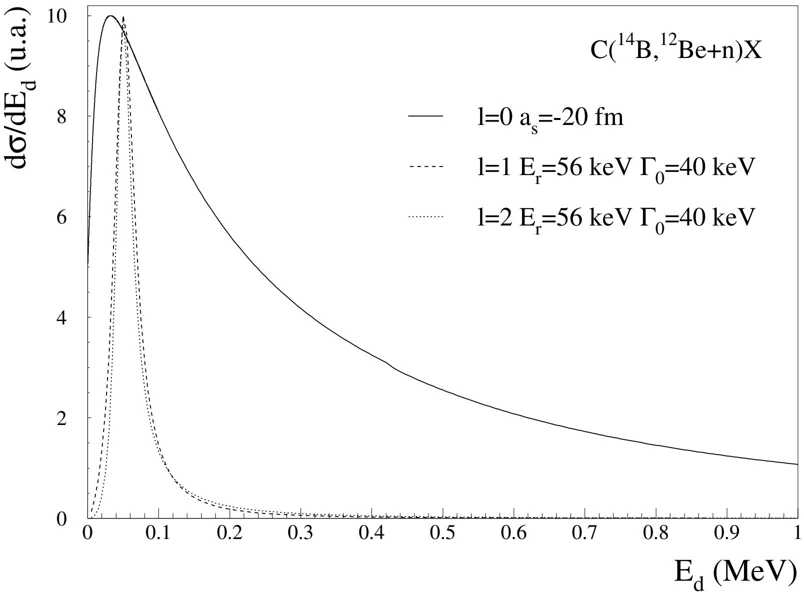

FIG. 1.5 – État s virtuel (trait continu) et résonances $\ell = 1$ et $\ell = 2$. La longueur de diffusion a été choisie afin que l'énergie de l'état s corresponde à l'énergie des résonances (E_r=56 keV).

partout sauf sur une plage en énergie centrée en E_r et de largeur Γ, de sorte que la formule 1.7 prend la forme bien connue d'une distribution de Breit-Wigner. Dans ce cas, l'énergie E_r et la largeur Γ 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 :

$$\delta \to -a_s k_{rel} \quad \text{pour} \quad k_{rel} \to 0$$

Le coefficient a_s est appelé longueur de diffusion et caractérise l'état virtuel. La formule de Breit-Wigner n'est plus valable et la forme même des états les rend plus difficiles à détecter [Han01]. Un exemple est présenté à la figure 1.5 pour deux résonances $\ell = 1{,}2$ du ^{13}Be de paramètres E_r=56 keV et Γ_0=40 keV et un état s virtuel d'une longueur de diffusion de -20 fm choisie pour correspondre à l'énergie des deux résonances. Pour un état virtuel très près du seuil, énergie et longueur de diffusion peuvent en effet être reliées approximativement par [Che01] :

$$E_{rel} \approx \frac{\hbar^2}{2\mu a_s^2} \tag{1.8}$$

La distribution en énergie de l'état s virtuel est très asymétrique : elle croît très rapidement avec l'énergie et présente une très longue traîne à plus haute énergie.

Intérêt d'étudier le ^{16}B et le ^{13}Be

En fin de compte, noyau borroméen et système non lié cœur-neutron correspondant sont étroitement liés. Il est impossible de modéliser les noyaux à halo borroméens sans connaître la structure du système cœur-neutron correspondant. De surcroît, le système non lié est également impliqué dans certains mécanismes de réaction du noyau à halo. Le ^{14}Be et le ^{17}B étant tous deux des noyaux à halo borroméens, la connaissance des systèmes non liés ^{13}Be et ^{16}B est vitale. En outre, la structure de ces systèmes non liés très exotiques constitue en elle-même un test fort des modèles existants. Par exemple, le ^{13}Be fait partie de la chaîne isotonique $N = 9$ dans laquelle l'inversion des niveaux $\nu 1d_{5/2}$ et $\nu 2s_{1/2}$ a déjà été constatée pour le ^{14}B [Gui00] et le ^{15}C [Gos73, Mad01a]. L'existence d'un état s au-dessous de l'état $5/2^+$ dans le ^{13}Be signifierait donc que cette tendance se poursuit.

Nous allons voir qu'une nouvelle étude de ces noyaux est nécessaire pour, dans le cas du ^{13}Be, tenter de clarifier une situation confuse et, dans le cas du ^{16}B, sonder pour la première fois son spectre d'énergie d'excitation avec une statistique suffisante.

Remarque

Bien que les systèmes non liés ^{15}B+n et ^{12}Be+n ne soient pas à proprement parler des noyaux, par commodité nous les désignons souvent comme tels sous les noms respectifs de ^{16}B et ^{13}Be.

1.2 Le point sur le ^{16}B et le ^{13}Be

Le ^{16}B est très mal connu. Les premières expériences ne peuvent conclure qu'à la non-observation du ^{16}B : en 1974, Bowman et collaborateurs observent les isotopes ^{15,17}B mais pas le ^{16}B, lors de la spallation de l'uranium par un faisceau de protons de 4,8 GeV [Bow74] ; Langevin et collaborateurs obtiennent le même résultat en étudiant la fragmentation d'un faisceau d'argon sur une cible de tantale [Lan85]. Il faut attendre 1995 pour que Bohlen et collaborateurs mesurent la masse du ^{16}B au HMI[1] [Boh95, Kal00]. L'expérience utilisait un faisceau (337 MeV) et une cible (enrichie à 70 %) de ^{14}C. La réaction de transfert ^{14}C(^{14}C, ^{12}N)^{16}B peupla plusieurs états, dont (vraisemblablement) le fondamental (cf. figure 1.6), qui apparaissent sous la forme de pics dans le spectre en énergie de l'^{12}N. L'excès de masse de 37,08(6) MeV correspond à un état fondamental non lié de 40 ± 60 keV par rapport à l'émission d'un neutron et d'une largeur inférieure à 100 keV.

La possibilité que le fondamental du ^{16}B soit lié semble définitivement écartée par l'expérience de Kryger et collaborateurs [Kry96]. Un faisceau de ^{17}C (880 MeV) était envoyé sur une cible de carbone et les produits de réaction détectés dans un télescope composé de plusieurs étages de silicium. Seuls quatre événements auraient pu être attribués au ^{16}B, mais pas de façon certaine, de sorte que Kryger en déduit une limite supérieure de 191 ps pour la durée de vie, alors que le résultat des expériences de Bowman et Langevin

1. Hahn-Meitner Institut

donnaient respectivement comme limite supérieure à la durée de vie du ^{16}B environ 9 et 260 ns.

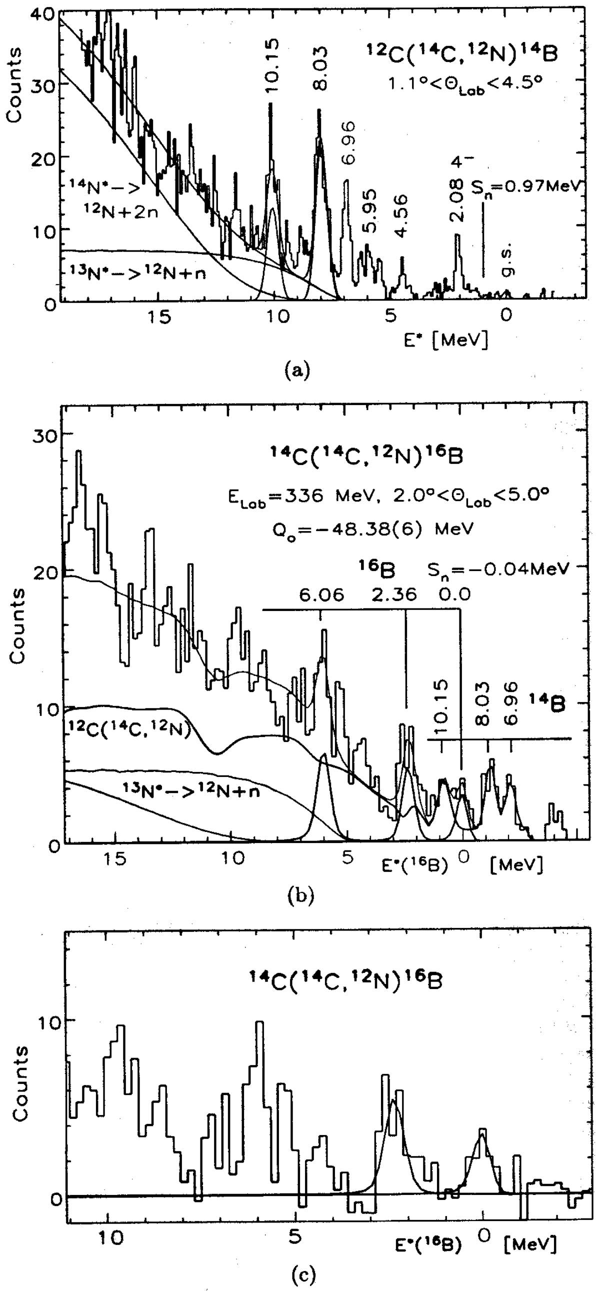

FIG. 1.6 – Spectre en énergie d'excitation du ^{16}B [Kal00]. La réaction $^{12}C(^{14}C,\ ^{12}N)^{14}B$ (figure a) est utilisée pour déterminer le fond dans la réaction $^{14}C(^{14}C,\ ^{12}N)^{16}B$ (figure b). La figure c présente le spectre résultant de la soustraction du fond dû aux réactions impliquant le ^{12}C de la cible.

Du point de vue théorique, l'instabilité du ^{16}B vis-à-vis de l'émission neutronique est prédite dès 1966 par Garvey et collaborateurs [Grv66]. À l'aide d'une formule de masse, ils donnent le ^{16}B non lié d'un MeV (la même formule donne toutefois le ^{17}B non lié de 4 MeV). Si l'on adopte une description simple du type modèle en couches, le dernier proton et le dernier neutron sont respectivement dans des orbitales $1p_{3/2}$ et $1d_{5/2}$. Le schéma 1.7 regroupe les résultats des calculs effectués par Poppelier et collaborateurs [Pop85], Warburton et Brown [War92, Bro02] et les met en regard des données expérimentales. Les calculs sont effectués dans l'espace de valence $(\pi 0p)^{-3}$ $(\nu 1s0d)^3$. Dans tous les cas, les calculs s'accordent pour attribuer un spin-parité 0^- au fondamental. La configuration dominante est du type $\pi p_{3/2} \otimes \nu d_{3/2}$ et Warburton et Brown donnent le ^{16}B non lié de 164 keV (contre 40 keV pour l'expérience).

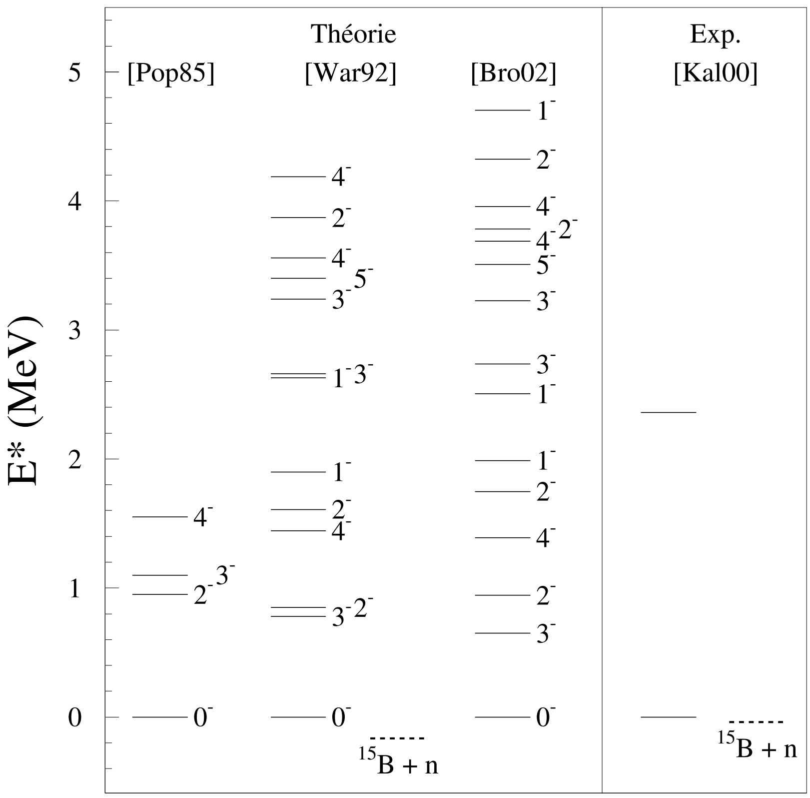

FIG. 1.7 – Schéma de niveaux du ^{16}B. L'énergie est donnée par rapport au fondamental. La ligne en pointillé marque la position du seuil d'émission neutronique.

La structure du ^{13}Be est elle aussi mal connue. Les premiers calculs donnent un fondamental $1/2^-$ (Poppelier et collaborateurs [Pop85]) ou $1/2^+$ (Lenske, dans [Ost92]) non lié d'environ 1 MeV. En 1994-95, Descouvemont effectue deux calculs à l'aide d'un modèle en cluster utilisant la méthode des coordonnées génératrices. Le premier prédit un fondamental $1/2^+$ à peine lié en utilisant l'état à 2,01 MeV mesuré par Ostrowski pour ajuster les paramètres du modèle [Des94]. Comme nous l'avons mentionné plus haut, il existe des liens étroits entre la structure du ^{14}Be et celle du ^{13}Be. Ainsi les paramètres du second calcul de Descouvemont [Des95] sont-ils ajustés de façon à reproduire l'énergie de séparation des deux derniers neutrons dans le ^{14}Be, ce qui conduit aussi à un neutron à peine lié dans une orbitale $1s_{1/2}$ pour le fondamental et donne un état $5/2^+$ à 2 MeV. Par contre, un calcul réalisé par Labiche et collaborateurs [Lab99b] à l'aide d'un modèle à trois corps développé par Vinh Mau et Pacheco [Vin96] ne peut reproduire l'énergie de séparation des deux derniers neutrons du ^{14}Be que si le dernier neutron du ^{13}Be est dans une orbitale $1p_{1/2}$ (correspondant à un fondamental $1/2^-$). Un modèle plus récent basé sur l'approximation RPA [2] suggère toutefois que si cette inversion des orbitales $1p_{1/2}$ et $2s$ dans les ^{12,13}Be (de même que dans le ^{11}Be) est bien présente, elle n'est pas forcément synonyme d'un fondamental $1/2^-$ compte tenu de la structure complexe du ^{12}Be dont certaines configurations peuvent conduire à un fondamental du ^{13}Be $1/2^+$ non lié d'environ 300 keV [Pac02].

Expérimentalement, le ^{13}Be a été l'objet de quelques études, notamment depuis que son rôle dans la structure du ^{14}Be a été mis en lumière. Hormis une première expérience aux débuts des années 80, toutes les mesures ont eu lieu ces dix dernières années. Les quatre premières utilisaient des réactions de transfert de plusieurs nucléons pour peupler des états du ^{13}Be. L'expérience d'Alexandrov et collaborateurs réalisée à l'institut Kurchatov [Ale83] consistait à mesurer la masse du ^{13}Be via la réaction ^{14}C(^{7}Li, ^{8}B)^{13}Be. Malheureusement, le manque de statistique et la présence d'un fond empêchèrent de réaliser une mesure fiable. Il faut ensuite attendre l'étude de la réaction ^{13}C(^{14}C, ^{14}O)^{13}Be par Ostrowski et collaborateurs au HMI [Ost92] pour obtenir les premières informations spectroscopiques : l'expérience conclut à un fondamental situé à 2,01 MeV au-dessus du seuil d'émission neutronique, d'une largeur intrinsèque de 300 keV, et la comparaison des données aux prédictions de la matrice R autorise un spin-parité de $5/2^+$ ou $1/2^-$. Une nouvelle expérience réalisée à RIKEN par Korsheninnikov et collaborateurs [Kor95] confirme la présence de l'état à 2 MeV via la réaction d(^{12}Be, p)^{13}Be. L'étude du ^{13}Be à Dubna par Belozyorov et collaborateurs à l'aide de la réaction ^{14}C(^{11}B,^{12}N)^{13}Be [Bel98] révèle l'existence d'un état à 800 keV au-dessus du seuil d'émission neutronique. Cependant l'expérience ne peut trancher entre les configurations $\nu p_{1/2}$ et $\nu s_{1/2}$ pour le dernier neutron. En fait, aucune de ces expériences n'a conduit à une détermination ferme du fondamental et de son spin-parité. En outre, il convient de noter que si le fondamental est un état $1/2^+$ ou $1/2^-$, les réactions de transfert de plusieurs nucléons utilisées ici ne sont pas le mieux à même de le peupler : les Q de réaction sont fortement négatifs, ce qui favorise les moments cinétiques plus élevés [Bri72].

Les expériences suivantes sont plus particulièrement dédiées à la recherche d'états de basse énergie, et notamment d'un fondamental correspondant à un neutron de moment cinétique nul ou unité par rapport au ^{12}Be. Pour ce faire, Thoennessen et collaborateurs font appel à une technique de mesure dite de "spectroscopie de décroissance par émission de neutron à 0°", développée au NSCL [3] pour étudier l'émission de neutrons par des fragments

2. Random Phase Approximation
3. National Superconducting Cyclotron Laboratory

légers produits dans des collisions d'ions lourds [Dea87]. L'expérience consistait à faire fragmenter un faisceau d'^{18}O (80 MeV/nucléon) sur une cible de ^{9}Be et à détecter les neutrons émis autour de 0° (détectés par des scintillateurs NE213) en coïncidence avec des fragments chargés, déviés par un ensemble de dipôles et de quadrupôles avant d'être détectés par un télescope composé principalement de trois détecteurs silicium et d'un mur de cristaux d'iodure de césium [Thn00]. La vitesse relative entre le neutron et le ^{12}Be identifié dans le télescope était ensuite calculée événement par événement à partir du temps de vol du neutron et de l'énergie déposée dans le télescope par le ^{12}Be. La vitesse relative v_{rel} étant reliée à l'énergie de décroissance du système E_{rel} et à sa masse réduite μ par $E_{rel} = \mu v_{rel}^2/2$, l'analyse de son spectre permet d'étudier les états non liés du ^{13}Be. L'acceptance angulaire du dispositif étant très réduite, il est particulièrement adapté à l'étude de niveaux près du seuil d'émission neutronique. Le spectre obtenu est présenté ci-après (figure 1.8). Le pic en vitesse relative très étroit suggère un état très près du seuil (le peuplement d'un état à plus haute énergie se traduirait par l'apparition de deux pics symétriques par rapport à 0 dans le spectre) et une analyse plus poussée (sur laquelle nous reviendrons lors de l'analyse de nos propres données) amène les auteurs à attribuer ce pic à la présence d'un état s virtuel dont la longueur de diffusion a_s est inférieure à -10 fm. Ce résultat peut être comparé aux valeurs d'énergies données précédemment à l'aide de la relation (1.8), ce qui donne une limite supérieure d'environ 200 keV pour l'énergie de cet état virtuel par rapport au seuil d'émission neutronique.

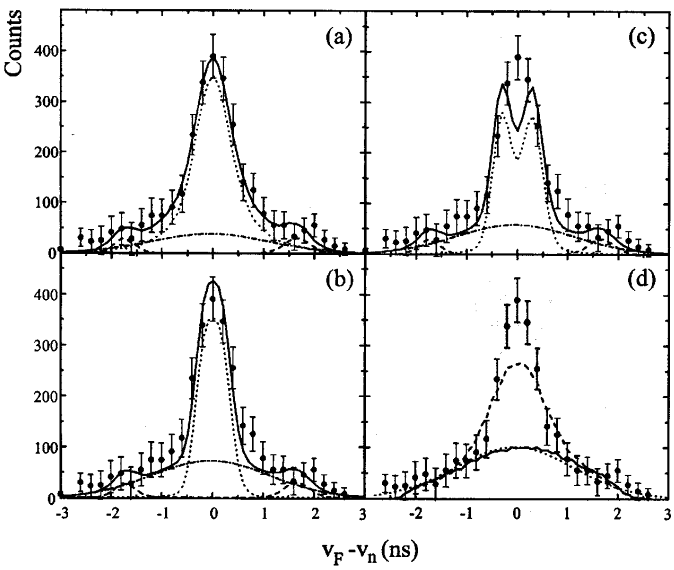

FIG. 1.8 – Spectre en vitesse relative du ^{13}Be obtenu par Thoennessen [Thn00]. Les lignes continues dans (a)-(c) correspondent à des ajustement des données (points) comprenant un état $d_{5/2}$ à 2 MeV (tirets) et un fond (points-tirets) auxquels s'ajoute un état s virtuel avec a_s=-20 fm (a), un état $p_{1/2}$ à 50 keV (b), et un état $p_{1/2}$ à 100 keV (c). La partie (d) montre les résultats obtenus avec un état s virtuel avec a_s=-5 fm (tirets) et sans interaction dans l'état final (trait continu).

Enfin, récemment deux expériences ont été réalisées en utilisant le ^{14}Be comme projectile. Ce dernier étant un noyau à halo de deux neutrons, il est vraisemblable que la fonction d'onde des deux derniers neutrons ait une composante importante en $\nu(2s_{1/2})^2$, ce qui favoriserait lors de réactions de perte d'un neutron le peuplement d'un niveau $\nu s_{1/2}$ dans le ^{13}Be. L'expérience E295 conduite au GANIL[4] utilisait la fragmentation d'un faisceau de ^{14}Be à 35 MeV/nucléon sur une cible de carbone, le ^{12}Be était détecté par un télescope Si-CsI sensible en position de la collaboration CHARISSA et les neutrons par le multidétecteur DéMoN. L'analyse préliminaire des spectres de masse invariante des événements ^{12}Be+n en parallèle à l'étude de la dissociation du ^{14}Be, suggère la présence d'un état s virtuel très près du seuil, en plus de l'état d à 2 MeV [Jon00, Orr01, Jon02]. L'expérience de Simon et collaborateurs, réalisée au GSI[5], est similaire avec une énergie faisceau plus élevée (287 MeV/nucléon). Le spectre de masse invariante est analysé via la théorie de la matrice R et ajusté avec trois résonances d'énergie 0,3, 1,4 et 2,3 MeV avec le moment cinétique du dernier neutron respectivement égal à 0, 1 et 2 [Sim02]. La figure 1.9 résume les résultats expérimentaux et théoriques discutés ci-dessus.

L'examen qui vient d'être fait des études précédentes concernant le ^{16}B et le ^{13}Be est instructif. Pour le ^{16}B, la situation est simple : la seule expérience de spectroscopie réalisée n'a donné que sa masse, et une incertitude élevée demeure sur la position d'un état par rapport au seuil d'émission neutronique ($S_n = 40 \pm 60$ keV). Pour le ^{13}Be, un grand nombre d'expériences ont déjà eut lieu, mais hormis la présence avérée d'un état excité à 2 MeV au-dessus du seuil, les résultats montrent une certaine dispersion, de sorte que le fondamental n'est pas bien établi. Dans les deux cas, de nouvelles expériences sont donc nécessaires pour clarifier la situation.

1.3 Choix des réactions

Plusieurs types de réactions ont déjà servi à étudier le ^{16}B et le ^{13}Be. Les problèmes posés par les réactions de transfert exposées plus haut peuvent être illustrés par la figure 1.6 : un fond très important provenant des réactions avec des contaminants de la cible est toujours présent, qui impose une déconvolution minutieuse des différentes contributions, souvent difficile. En outre, les sections efficaces en jeu sont très faibles (typiquement de l'ordre du μb) et chutent très rapidement avec le nombre de nucléons transférés [Boh97], ce qui conduit naturellement à de faibles taux de comptages. Enfin, comme nous l'avons déjà évoqué plus haut, si les Q de réaction sont fortement négatifs, ce sont les niveaux de moment cinétique élevé qui sont préférentiellement peuplés.

Les réactions de dissociation peuvent constituer une alternative intéressante, comme on l'a vu pour le ^{13}Be. La section efficace est plus élevée (de l'ordre du barn) et si la détection simultanée du neutron et du fragment chargé nécessite un effort particulier, elle permet par contre d'étudier leur corrélation angulaire et d'en retirer des informations sur le moment cinétique du neutron dans le noyau non lié. Ces expériences ne sont cependant

4. Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
5. Gesellschaft für Schwerionenforschung

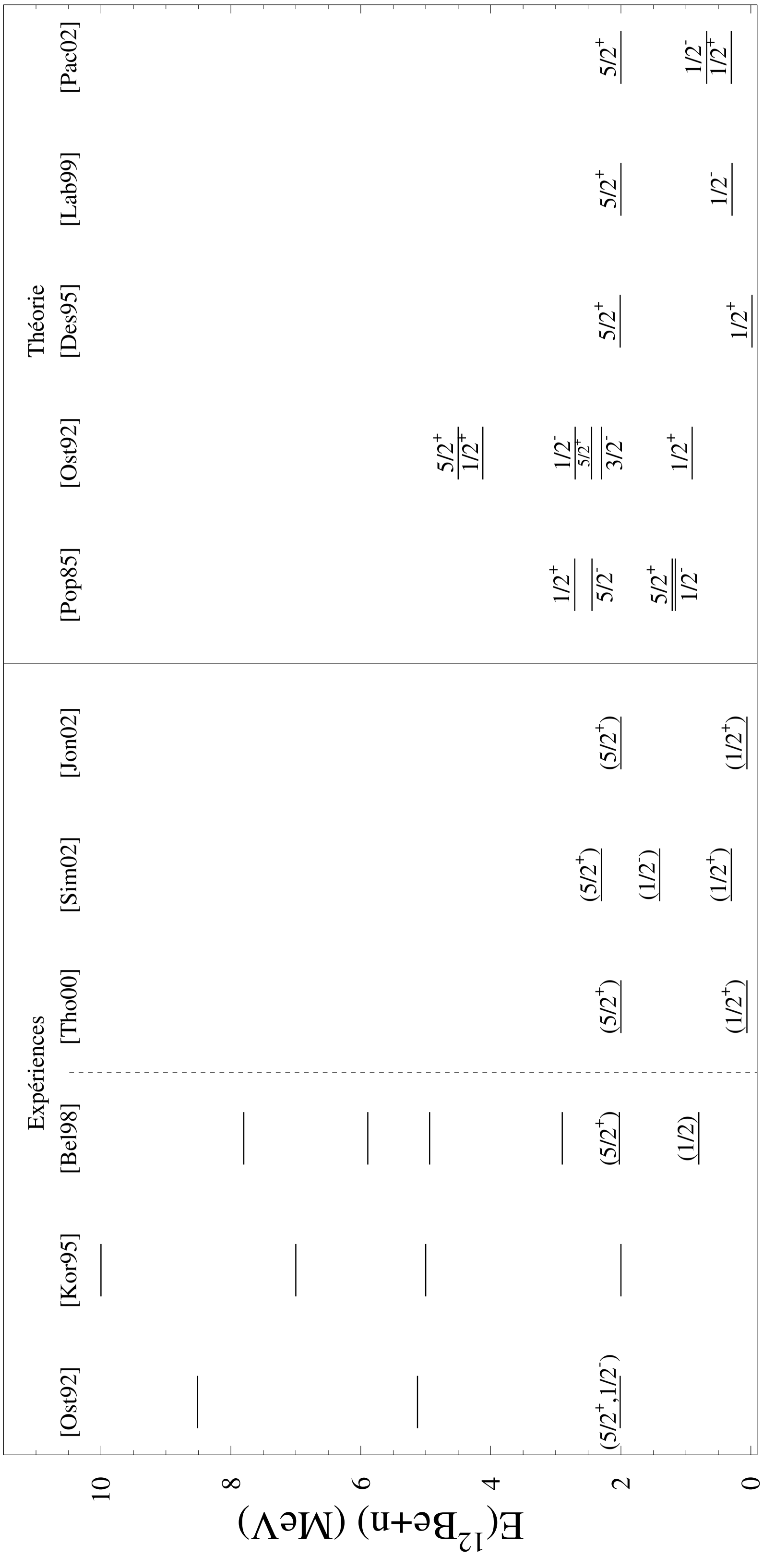

FIG. 1.9 – Schéma de niveaux du ^{13}Be. L'énergie est donnée par rapport au seuil d'émission neutronique. Lorsque les auteurs donnent une longueur de diffusion a_s pour caractériser un état, l'énergie est calculée à partir de $E = -\hbar^2/2\mu a_s^2$ (voir texte).

pas sans difficulté : à basse énergie, le neutron détecté en coïncidence peut tout aussi bien être le neutron diffracté lors de la dissociation du projectile ou le neutron provenant de la décroissance du noyau non lié, ce qui complique l'analyse des résultats. Surtout, les faisceaux nécessaires sont de facto très exotiques et n'ont pas forcément une intensité suffisante ; c'était le cas, encore récemment, pour le ^{17}B.

En fin de compte, il nous a paru judicieux d'essayer de peupler le ^{16}B et le ^{13}Be à partir de la perte d'un proton du projectile par réaction sur une cible de carbone et d'étudier leur décroissance en détectant simultanément neutrons et fragments chargés. Les projectiles de ^{17}C et de ^{14}B correspondants peuvent être produits avec une intensité suffisante. Les expériences sur le ^{10}Li [Thn99] et le ^{13}Be [Thn00] conduites au NSCL avec un faisceau d'^{18}O semblent indiquer que les réactions au cours desquelles le projectile perd un ou plusieurs nucléons permettent de peupler les systèmes non liés résultants. Cependant, la perte d'un unique proton présente l'avantage spécifique de laisser le nombre de neutrons du projectile inchangé, de sorte que :

1. on peut envisager que la structure neutronique soit préservée lors de la réaction ;
2. le neutron (de vitesse proche de celle du faisceau) détecté en coïncidence avec le ^{15}B ou le ^{12}Be ne peut provenir du groupe de nucléons retirés au projectile lors de la réaction, ce qui supprime une source de bruit de fond.

Ce dernier point constitue une première amélioration par rapport à l'expérience de Thoennessen qui utilisait un faisceau d'^{18}O. En outre, au lieu de ne détecter que les neutrons à 0°, nous emploierons un multidétecteur permettant de détecter les neutrons jusqu'aux environs de 40°, ce qui accroît l'acceptance en énergie de décroissance du ^{13}Be du dispositif et ouvre la voie à l'étude des corrélations angulaires ^{12}Be-n. Pour le ^{16}B, ce type d'étude constitue une totale nouveauté et devrait augmenter significativement nos connaissances sur ce noyau.

Chapitre 2

Les Expériences

Les deux expériences se sont déroulées au GANIL, la première (E281a) consacrée au ^{16}B, en juillet 1999, la seconde (E378) dédiée au ^{13}Be, en septembre 2001. Après une brève présentation du principe général de ces deux expériences, ce chapitre présente les dispositifs expérimentaux utilisés.

2.1 Principe des deux expériences

Les deux expériences sont très similaires : elles visent à étudier des noyaux non liés vis-à-vis de la perte d'un neutron. De tels systèmes non liés peuvent être créés par interaction entre un faisceau de noyaux accélérés et une cible. Dans ces deux expériences, les noyaux non liés apparaissent à la suite de la perte d'un proton par le projectile. Pour la première expérience, la séquence de réactions peut se résumer à :

$$^{17}\mathrm{C} + \mathrm{C} \longrightarrow {}^{16}\mathrm{B}^{(*)} + \mathrm{X} \longrightarrow {}^{15}\mathrm{B}^{(*)} + n + \mathrm{X} \tag{2.1}$$

et pour la seconde :

$$^{14}\mathrm{B} + \mathrm{C} \longrightarrow {}^{13}\mathrm{Be}^{(*)} + \mathrm{X} \longrightarrow {}^{12}\mathrm{Be}^{(*)} + n + \mathrm{X} \tag{2.2}$$

Évidemment, même si un noyau non lié a été produit dans son état fondamental ou dans un état excité, il ne peut être détecté en tant que tel, sa décroissance en neutron et fragment (éventuellement excité) intervenant en quelques 10^{-20} s. Cependant, la détection conjointe du fragment chargé et du neutron permet de reconstituer l'énergie du système avant décroissance. Il faut donc connaître le plus précisément possible toutes les variables cinématiques de chaque événement.

Concrètement, la réussite de ce type d'expérience nécessite de :

- produire les faisceaux d'intérêt (^{17}C et ^{14}B) puis de les faire interagir avec une cible pour tenter de produire les noyaux de ^{16}B et de ^{13}Be ;
- connaître la composition du faisceau et ses caractéristiques cinématiques ;
- détecter tous les produits de la réaction, mesurer leurs énergies et leurs positions et ce pour les fragments chargés et les neutrons ;

– gérer en ligne les signaux émis par les détecteurs et stocker les données d'intérêt sur une mémoire de masse.

2.2 Produire les faisceaux d'intérêt et les noyaux non liés

2.2.1 Production de faisceaux de noyaux exotiques au GANIL

Les faisceaux de ^{17}C et de ^{14}B nécessaires à l'étude des noyaux de ^{16}B et ^{13}Be respectivement, sont trop exotiques pour être produits directement. En fait ce sont des faisceaux secondaires obtenus par fragmentation sur une cible épaisse d'un faisceau primaire de noyaux plus proches de la vallée de stabilité.

Dans le cas des deux expériences présentées ici, un faisceau primaire d'^{18}O est accéléré par un premier cyclotron à secteurs séparés (CSS1), traverse une feuille d'épluchage qui augmente l'état de charge des ions, avant d'être accéléré par le second cyclotron CSS2. Le faisceau rencontre alors une cible primaire de béryllium. La fragmentation des noyaux incidents génère une multitude de noyaux plus ou moins exotiques dont les taux de production sont très variables ; les noyaux tels que le ^{17}C et le ^{14}B, très éloignés de la vallée de stabilité, sont produits en moindre quantité que les nuclides stables ou proches de la stabilité.

A ce stade, le faisceau secondaire se compose donc, outre du noyau d'intérêt, d'un nombre important de noyaux dont il faut se débarrasser : c'est le rôle du spectromètre LISE (Ligne d'Ions Super Épluchés). En outre, l'émittance médiocre d'un tel faisceau oblige à placer des détecteurs afin de caractériser cinématiquement chaque particule qui le compose.

2.2.2 Le spectromètre LISE 3

LISE est un spectromètre doublement achromatique en angle et en position, composé de deux dipôles magnétiques, d'un dégradeur achromatique et d'un filtre de Wien (schéma 2.1). Situé juste après la cible de fragmentation en béryllium, il permet de sélectionner le noyau d'intérêt par une succession de sélections [Lise].

La rigidité magnétique et les caractéristiques cinématiques de l'ion incident sont liées par :

$$B\rho = \frac{Av}{q} \tag{2.3}$$

avec A, v et q la masse, la vitesse et la charge électrique de l'ion. En imposant une rigidité $B\rho_1$ au premier dipôle, les noyaux du faisceau secondaire se trouvent dispersés spatialement ; un jeu de fentes mobiles, placé dans le plan focal intermédiaire PF1 permet alors de sélectionner le ou les noyaux d'intérêt. Après cette sélection en Av/q par les dipôles, les noyaux restants traversent le dégradeur achromatique et subissent une sélection en A^3/q^2 [Ann87]. Le second dipôle refocalise le faisceau dans le plan focal PF2 et préserve ainsi l'achromatisme du spectromètre.

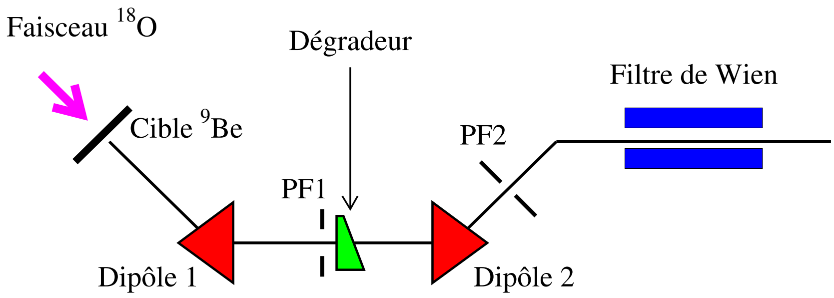

FIG. 2.1 – Vue schématique du spectromètre LISE 3.

Enfin, le faisceau pénètre dans un filtre de Wien, une région dans laquelle règnent des champs électrique et magnétique croisés. Seuls les fragments pour lesquels les forces électrique et magnétique se compensent ne sont pas déviés : cette troisième sélection s'opère donc en $v = \frac{E}{B}$. Cependant, lors des deux expériences décrites ici, la pureté du faisceau avant le filtre était suffisante pour ne pas l'utiliser, comme le montre l'analyse des données exposée au chapitre suivant.

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 :

$$B\rho_2 = \frac{\gamma m v}{Ze} \tag{2.4}$$

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

$$T = \sqrt{(ZeB\rho_2)^2c^2 + m^2c^4} - mc^2 \tag{2.5}$$

Faisceau secondaire	$B\rho_2$ (Tm)	E (MeV/nucléon)	$\Delta E/E$ (%)	Intensité (pps)
^{17}C	2,4343	35	2,5	7000
^{14}B	2,6077	41	4	10000

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

Les principales cibles utilisées furent dans les deux expériences des cibles de carbone (cf. tableau 2.2). Lors de la seconde expérience, la cible était plus épaisse afin de compenser un temps de faisceau imparti à l'étude du ^{13}Be plus limité.

Faisceau secondaire	Cible	Épaisseur (mg/cm^2)
^{17}C	^{nat}C	95
^{14}B	^{nat}C	275

TAB. 2.2 – Cibles utilisées.

2.3 Caractériser le faisceau incident

La mesure complète de la cinématique de la réaction, événement par événement, nécessite de connaître la nature de la particule incidente du faisceau mais aussi, l'émittance des faisceaux secondaires étant médiocre, sa direction. Les systèmes de détection employés dans les deux expériences étaient quelque peu différents.

2.3.1 Expérience sur le ^{16}B

Les plaques parallèles ou PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) sont des détecteurs à gaz. Deux feuilles de mylar de 2,5 μm d'épaisseur assurent le confinement d'isobutane à une pression d'environ 10 millibars. À l'intérieur de l'enceinte, trois électrodes en mylar aluminisé : deux anodes et une cathode. Lorsqu'un ion traverse le détecteur, il ionise le gaz le long de sa trajectoire. Sous l'effet de la haute tension, les électrons provenant de cette ionisation primaire sont accélérés et ionisent d'autres molécules de gaz. Ce phénomène d'avalanche conduit à un gain d'environ 10^7. La cathode donne un signal rapide qui peut être utilisé comme signal temps. Quant aux anodes, composées l'une d'une centaine de pistes horizontales, l'autre d'une centaine de pistes verticales, elles permettent de déterminer la position de l'interaction de la particule incidente. En effet, l'amplitude du signal donnée par la piste touchée est divisé par une ligne résistive en deux signaux de charge recueillis aux deux extrémités de la ligne. Les pistes verticales fournissent ainsi la position X par :

$$X_{PPAC} = \frac{Q_{droit} - Q_{gauche}}{Q_{droit} + Q_{gauche}} k_{1x} + k_{0x} \tag{2.6}$$

et les pistes horizontales, la position Y par :

$$Y_{PPAC} = \frac{Q_{haut} - Q_{bas}}{Q_{haut} + Q_{bas}} k_{1y} + k_{0y} \tag{2.7}$$

Un étalonnage à l'aide d'un masque constellé de trous permet ensuite de déterminer les constantes k_{1x}, k_{0x}, k_{1y} et k_{0y} (cf. 3.1.1).

Deux plaques parallèles, PPAC1 et PPAC2, séparées d'une cinquantaine de centimètres, étaient placées devant la cible, dans la salle d'expérience, afin de calculer la trajectoire de l'ion incident, événement par événement. Une troisième, PPAC0, installée au plan focal de LISE dans la salle D4, n'a été utilisée que pour les mesures de temps de vol, au nombre de quatre :

1. PPAC0-PPAC1 ;

2. PPAC0-PPAC2 ;
3. PPAC1-RF (radiofréquence du cyclotron) ;
4. PPAC2-RF.

La mesure du temps de vol de l'ion incident permet, d'une part, de mesurer son énergie cinétique, et d'autre part de discriminer les différentes espèces présentes dans le faisceau. En effet, la relation 2.4 conduit, en faisant l'approximation classique, à :

$$t_{vol} \propto \frac{A}{Z}(B\rho_2)^{-1} \tag{2.8}$$

Les noyaux ayant des rapports A/Z différents auront donc des temps de vol différents.

2.3.2 Expérience sur le ^{13}Be

Contrairement à l'expérience précédente dans laquelle les PPAC servaient à mesurer à la fois le temps de vol des ions et leur angle d'incidence, leur rôle fut cette fois-ci restreint à deux mesures de temps de vol :

1. un temps de vol entre une PPAC placée en D4 (PPAC0), au plan focal de LISE et une autre placée dans la salle d'expérience (PPAC1) ;
2. un temps de vol entre la PPAC0 et la radiofréquence du cyclotron.

La mesure de l'angle d'incidence était assuré par deux ensembles de quatre chambres à dérive[1]. Le principe est d'utiliser le temps de dérive des électrons. Chaque chambre est constituée d'une enceinte remplie d'isobutane à une pression de 20 mbar. La cathode (− 450 V) est constituée par un des côtés de la chambre, tandis qu'un fil anodique passe de l'autre côté ; entre les deux règne un champ électrique constant. Une grille de Frisch vient compléter ce dispositif [Mac98]. Lorsqu'une particule chargée traverse la chambre, elle ionise le gaz ; les électrons ainsi libérés dérivent alors dans le gaz à vitesse constante. Le signal créé à l'anode par l'arrivée des électrons sert de "stop" à un convertisseur temps-amplitude ; le signal "start" est quant à lui donné par le passage de l'ion à travers la PPAC1. La différence de temps obtenue est alors proportionnelle au temps de dérive des électrons dans la chambre, et donc à la distance entre le point de passage de l'ion dans la chambre et le fil anodique.

Le premier groupe de chambres à dérive (CAD1) était placé à 15 cm derrière la PPAC1, le second (CAD2) à 54 cm du premier. Les quatre chambres de chaque ensemble, dont les directions de dérive sont croisées et perpendiculaires à celle du faisceau (figure 2.2), fournissent une localisation en X et en Y redondante (deux chambres pour chaque direction de l'espace).

1. L'expérience sur le ^{13}Be était précédée d'une expérience utilisant un faisceau d'^{6}He, noyau pour lequel les chambres à dérive ont une plus grande efficacité de détection que les plaques parallèles.

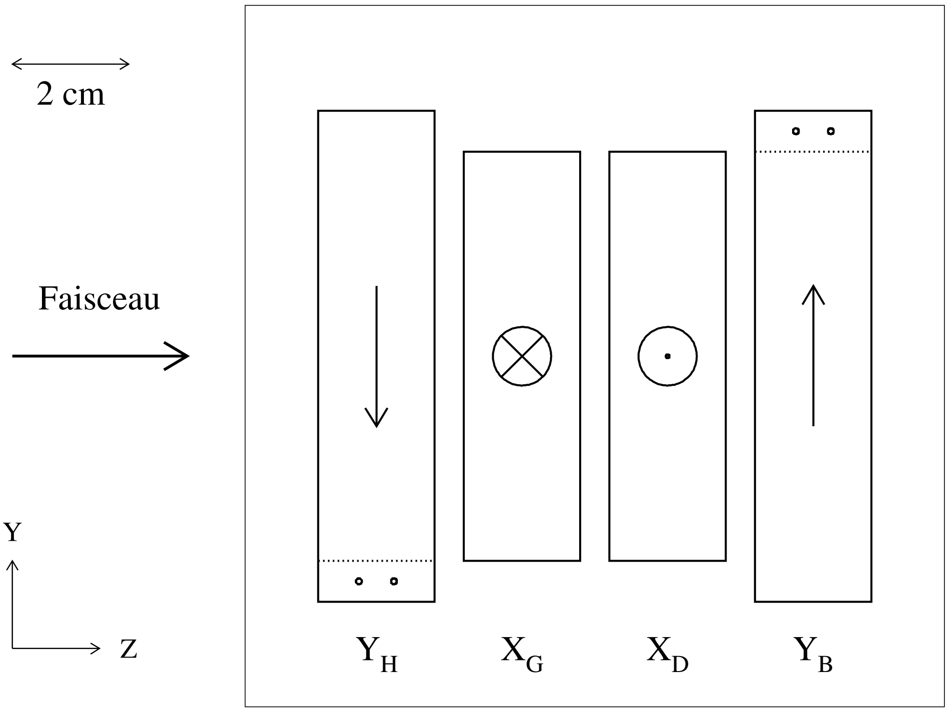

FIG. 2.2 – Disposition des chambres à dérive. Les flèches indiquent le sens et la direction de dérive des électrons.

2.4 Détecter les fragments chargés

L'ensemble de détection doit permettre le calcul de l'énergie mais aussi de la position du fragment chargé détecté. C'est pourquoi nous avons utilisé un télescope à trois étages, composé de deux détecteurs à pistes de silicium (sensibles en position) et d'un détecteur à iodure de césium dopé au thallium (CsI(Tl)). Les particules chargées (fragments et projectiles) s'arrêtent dans le CsI et sont identifiés par une méthode ΔE-E exposée au 3.2.3.

Le télescope est placé, sous vide ($\approx 10^{-4,-5}$ mbar), dans une chambre de réaction. La figure 2.3 présente une vue schématique de la disposition du télescope dans la chambre de réaction lors de l'expérience sur le ^{16}B, disposition reprise à quelques détails près lors de l'expérience suivante.

2.4.1 Détecteurs à pistes de silicium

Chaque détecteur est composé de seize pistes de silicium comportant un dépôt résistif qui agit comme un diviseur de charge. Lorsqu'un ion chargé traverse une des pistes, les

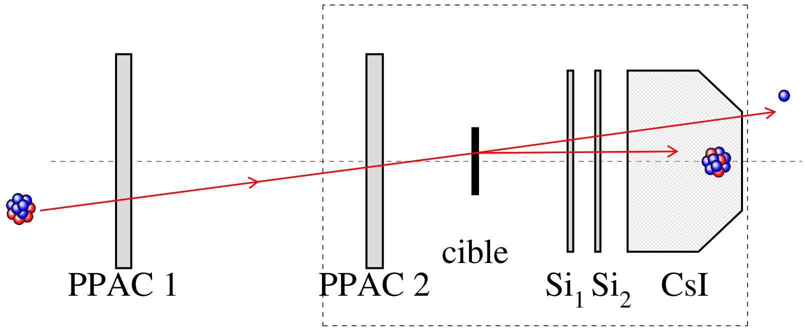

FIG. 2.3 – Schéma de la disposition des détecteurs de l'expérience sur le ^{16}B. La ligne en pointillé matérialise les limites de la chambre de réaction.

signaux collectés à chaque extrémité sont inversement proportionnels à la distance séparant l'extrémité de la piste et le point d'impact de l'ion, qui peut ainsi être localisé.

Afin de réaliser une localisation en X et Y, chacune des deux expériences a nécessité l'emploi de deux détecteurs, placés l'un juste derrière l'autre, croisés comme le montre le schéma 2.4. L'énergie totale déposée dans le détecteur s'obtient en sommant les signaux délivrés par les deux extrémités de la piste touchée.

2.4.2 Détecteurs à iodure de césium

Le détecteur à iodure de césium est un cristal de 2,5 cm d'épaisseur. Sa face d'entrée mesure 5×5 cm^2. Lorsqu'un ion chargé pénètre à l'intérieur du cristal, il y a création de paires électron-trou qui se meuvent librement dans le cristal jusqu'à ce que les porteurs de charge tombent sur des niveaux d'énergie de l'activateur, ici du thallium. Il y a alors recombinaison et émission de lumière [Leo87]. Une photodiode, placée derrière le scintillateur, assure la conversion de la lumière en signal électrique.

Lors de la seconde expérience, nous avons utilisé non pas un mais seize scintillateurs CsI(Tl). De dimensions plus réduites (2,5×2,5×2,5 cm), ils disposaient chacun de leur électronique propre et formaient un mur compact (4×4 CsI) derrière les deux détecteurs silicium. Il semble que leur plus petite taille ait permis une meilleure collection de la lumière et ainsi contribué à une meilleure résolution en énergie.

2.5 Détecter les neutrons

L'étude de noyaux non liés vis-à-vis de l'émission d'un neutron nécessite évidemment la détection du neutron en coïncidence avec le fragment chargé, et conséquemment un détecteur de neutrons le plus efficace possible mais aussi doté d'une granularité suffisante pour reconstituer la masse invariante du système avec une résolution satisfaisante.

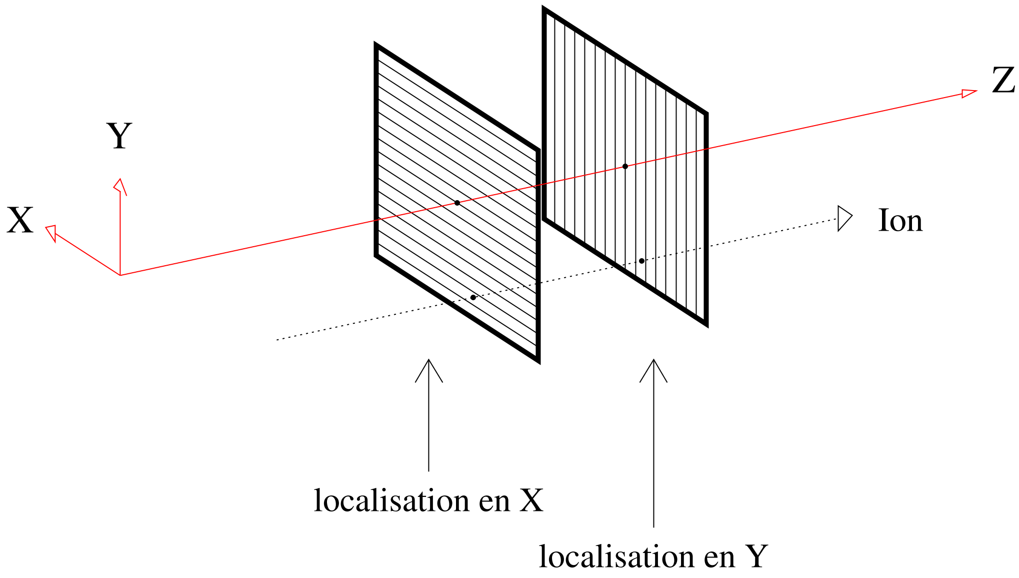

FIG. 2.4 – Disposition des deux détecteurs à piste de silicium.

Le multidétecteur DéMoN (Détecteur Modulaire de Neutrons), a été conjointement développé par l'Université Catholique de Louvain-La-Neuve, l'Université Libre de Bruxelles, le Centre de Recherche Nucléaire de Strasbourg et le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen, au début des années 90 [Mou94]. Le choix s'est naturellement porté sur cet ensemble composé d'une centaine de modules de détection, dont la répartition spatiale est très souple. En outre, le scintillateur organique liquide qui constitue le milieu sensible possède une bonne efficacité de détection aux énergies mises en jeu ($\sim$ 30 MeV/nucléon), de sorte que l'efficacité intrinsèque de détection d'un module est de l'ordre de 30 à 40%.

2.5.1 Principe de détection des neutrons

De charge électrique nulle, les neutrons n'interagissent avec les noyaux atomiques que par interaction forte. La probabilité de rencontre avec un noyau étant très faible, l'efficacité des détecteurs de neutrons est naturellement assez faible.

Les modules DéMoN sont des cylindres de 16 cm de diamètre et de 20 cm de longueur remplis de NE213. Ce scintillateur liquide organique est composé de carbone et d'hydrogène dans la proportion d'une mole de carbone pour 1,213 mole d'hydrogène. Le processus de détection d'un neutron comporte plusieurs étapes.

Réaction			σ_R (b)
$n + p$	$\rightarrow$	$n + p$	0,406
$n + {}^{12}$C	$\rightarrow$	$n + {}^{12}$C	0,900
$n + {}^{12}$C	$\rightarrow$	$n' + {}^{12}\text{C} + \gamma$ (4,44 MeV)	0,104
$n + {}^{12}$C	$\rightarrow$	$\alpha + {}^{9}$Be - 5,7 MeV	0,048
$n + {}^{12}$C	$\rightarrow$	$n' + 3\alpha$ - 7,3 MeV	0,210
$n + {}^{12}$C	$\rightarrow$	$n + p + {}^{11}$B - 27,5 MeV	
$n + {}^{12}$C	$\rightarrow$	$2n + {}^{11}$C - 18,7 MeV	0,005
$n + {}^{12}$C	$\rightarrow$	$p + {}^{12}$B - 12,6 MeV	0,100

TAB. 2.3 – Liste des réactions possibles entre un neutron et le NE213 [Mou94]. Les sections efficaces sont données pour des neutrons de 24 MeV.

Lorsque un neutron pénètre dans un module, il peut interagir de façon élastique ou inélastique avec les noyaux d'hydrogène ou de carbone du liquide sensible. Dans tous les cas (cf. tableau 2.3), il y a alors mise en mouvement d'une particule chargée qui dépose son énergie en excitant les molécules de NE213. La désexcitation donne naissance à des photons convertis en électrons par une photocathode placée derrière le cylindre de liquide scintillant. Le nombre d'électrons générés est ensuite multiplié par un photomultiplicateur Philips de type XP4512B. Le signal électrique obtenu est alors fonction, non pas de l'énergie déposée par la particule chargée, mais de la lumière produite dans le scintillateur.

Cependant, la quantité de lumière produite peut être reliée à l'énergie déposée par la particule chargée à l'aide de la formule semi-empirique [Cec79] :

$$L = a_1 E - a_2(1 - e^{-a_3 E^{a_4}}) \tag{2.9}$$

dans laquelle la lumière est exprimée en MeV équivalent électron (un MeVee correspond à la lumière produite par un électron qui dépose une énergie d'un MeV dans le milieu). Les coefficients a_1, a_2, a_3, a_4 dépendent du type de particule chargée qui dépose son énergie. Les valeurs de ces coefficients figurent dans le tableau 2.4. Comme le montre la figure 2.5, la production de lumière, maximale et linéaire pour les électrons, chute assez rapidement avec l'augmentation de la masse de la particule chargée. C'est pourquoi, malgré une section efficace assez élevée, les réactions impliquant les noyaux de carbone ne contribuent guère à la production de lumière, et donc à la détection des neutrons [Nor01]. La production de lumière au passage d'un neutron est donc essentiellement due à des protons de recul et dans une moindre mesure à des α. A contrario, les photons n'interagissant qu'avec le cortège électronique des atomes, ce sont des électrons de recul qui sont à l'origine de la lumière produite. Cette différence d'interaction permet de discriminer neutrons et γ à partir de la forme du signal recueilli à la sortie du codeur de charge (cf. 3.3.2).

	e^-	p	α	^{12}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. 2.4 – Coefficients de la relation 2.9 pour quelques particules.

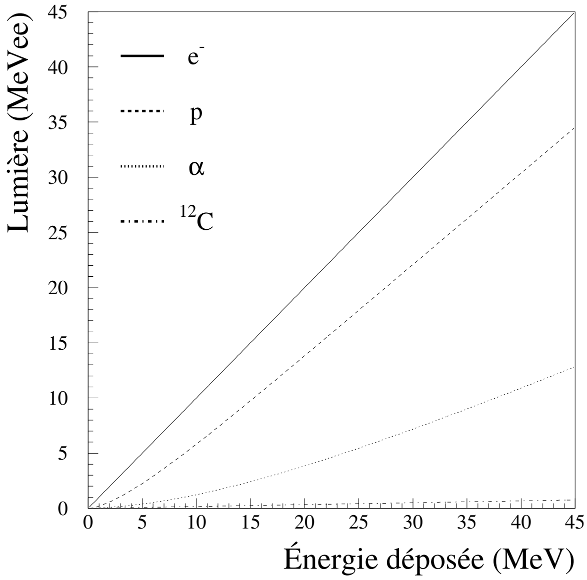

FIG. 2.5 – Relation entre lumière et dépôt d'énergie pour l'électron, le proton, l'alpha et le carbone.

Rappelons enfin que, s'il est plus ou moins possible de calculer l'énergie de la particule chargée qui recule dans un module, l'énergie cinétique du neutron incident demeure inaccessible. C'est pourquoi les modules DéMoN doivent se trouver assez loin de la cible de réaction afin qu'un calcul par temps de vol soit suffisamment précis.

2.5.2 Efficacité de détection de DéMoN

La simulation de l'ensemble du processus de détection décrit ci-dessus par Labiche à l'aide du code Monte Carlo GEANT [Gea87], a permis de calculer l'efficacité de détection d'un module en fonction de l'énergie du neutron qui le traverse. La courbe obtenue, en accord avec le résultat des mesures expérimentales existantes, est présentée à la figure 2.6.

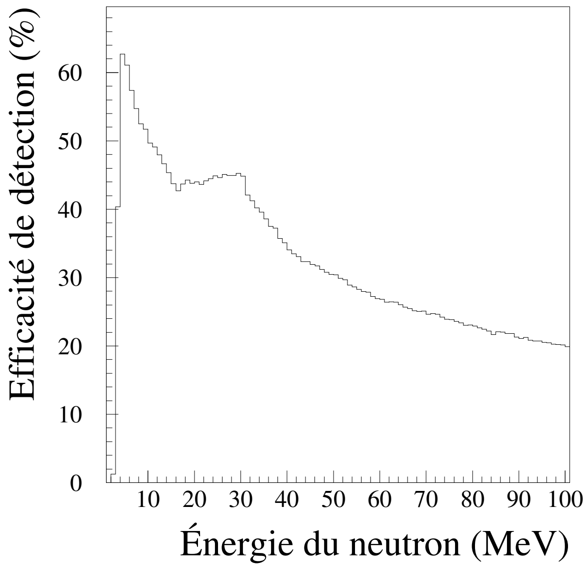

Fig. 2.6 – Efficacité de détection d'un module DéMoN en fonction de l'énergie du neutron pour un seuil en lumière de 0,5 MeVee (simulation GEANT) [Lab99a].

Il ne faut cependant pas perdre de vue que cette efficacité intrinsèque, somme toute assez élevée pour des particules neutres, doit être convoluée avec l'efficacité géométrique qui n'excède pas quelques % de 4π sr.

2.5.3 Diaphonie

La probabilité qu'un neutron s'arrête dans un module, c'est-à-dire qu'il y dépose toute son énergie, est très faible, ce qui peut avoir deux conséquences néfastes :

1. le neutron pénètre dans un module, n'y dépose pas assez d'énergie pour être détecté, puis est détecté dans un module voisin (un neutron est finalement détecté mais sa direction, voire son temps de vol, est erronée) ; on peut rattacher à ce type d'événements les cas où le neutron est diffusé par les structures avant d'être détecté dans un module ;
2. le neutron pénètre dans un premier module, y est détecté, puis pénètre dans un second où il dépose encore assez d'énergie pour être détecté (deux neutrons sont signalés alors qu'un seul a été réellement émis).

Dans les deux cas, on parle de diaphonie (*cross-talk*). En général, la résolution de ces problèmes n'est pas simple.

Le second type de diaphonie peut être quasi éliminé à l'aide de filtres basés sur des considérations cinématiques [Mar00a] mais ici, dans la mesure où les noyaux d'intérêt décroissent par émission d'*un seul* neutron (^{16}B $\rightarrow$ ^{15}B + n et ^{13}Be $\rightarrow$ ^{12}Be + n), on peut facilement s'en affranchir en rejetant tous les événements dans lesquels deux neutrons ou plus ont été détectés et ce au prix d'une perte minime de statistique.

Le premier type de diaphonie est plus préoccupant pour notre étude. Malheureusement, il n'existe aucun moyen de distinguer les événements dans lesquels survient cette diaphonie de ceux dans lesquels le neutron est bien détecté dans le premier module qu'il a traversé. Cependant, les simulations réalisées avec GEANT montrent que le taux d'événements concernés est inférieur à 6% et que ce phénomène dégrade peu la résolution en énergie de décroissance du dispositif expérimental.

2.5.4 Configuration des modules DéMoN

L'expérience sur le ^{16}B utilisait 97 modules, celle sur le ^{13}Be, 91. Les figures 2.7 et 2.8 présentent une vue schématique des configurations adoptées pour DéMoN lors des deux expériences. Le cylindre plein qui fait face aux murs de modules représente la chambre de réaction dans laquelle se trouvent les plaques parallèles, la cible et les détecteurs de particules chargées.

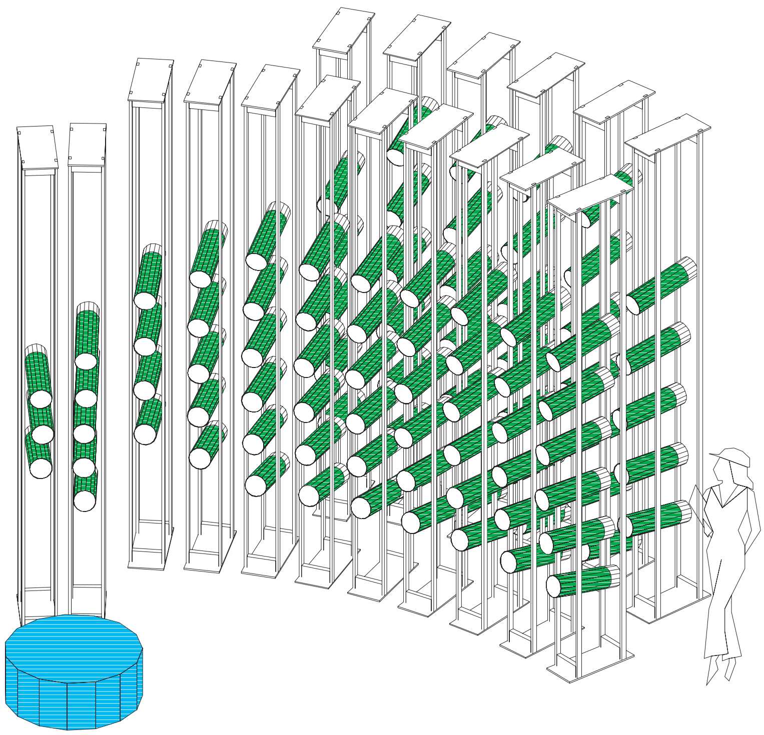

Fig. 2.7 – Configuration du multidétecteur DéMoN lors de l'expérience sur le ^{16}B.

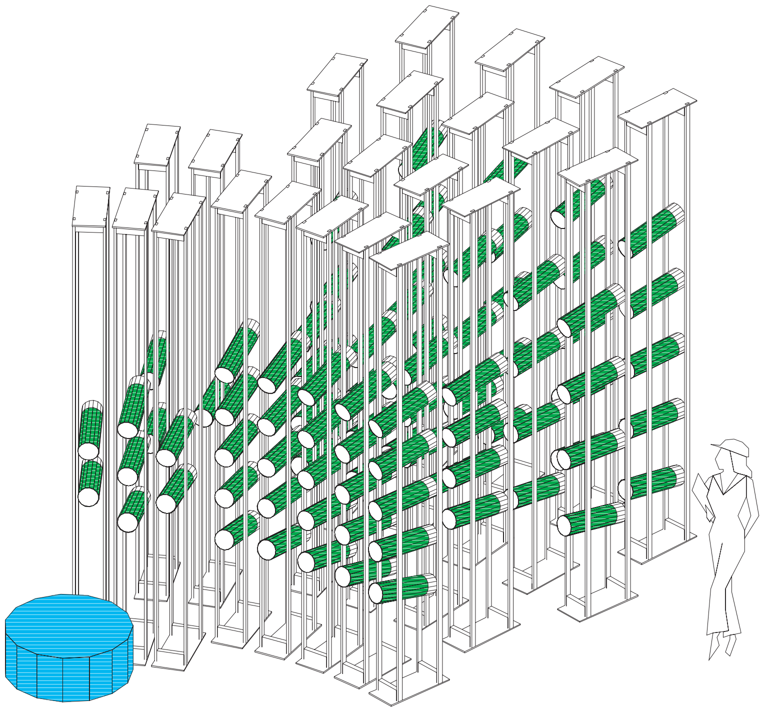

FIG. 2.8 – Configuration du multidétecteur DéMoN lors de l'expérience sur le ^{13}Be.

2.6 Électronique et Acquisition

L'électronique utilisée lors de ces deux expériences est à quelques détails près identique à celle de l'expérience E295 de 1997 [Lab99a]. Le nombre de voies est un peu plus élevé en raison de l'utilisation de deux silicium à pistes résistives (soit 2×32 voies d'électronique) au lieu d'un silicium résistif (avec lecture au quatre coins).

L'acquisition d'un événement sur bande était déclenchée principalement par la coïncidence entre un signal DéMoN et un signal dans la plaque parallèle (PPAC2 dans la première expérience, PPAC1 dans la seconde) et dans une moindre mesure par un signal PPAC seul (trigger divisé[2]), afin que la majorité des données stockées correspondent à des événements dans lesquels et DéMoN et le télescope ont détecté quelque chose. Les données étaient ensuite relues à l'aide d'un programme FORTRAN et converties en NTUPLES, format lisible par PAW, le logiciel d'analyse de données développé au CERN.

2. le trigger divisé "PPAC seule" permet de calculer le nombre de particules incidentes.

Chapitre 3

Étalonnage des détecteurs et analyse des données

Dans ce chapitre, nous exposons les méthodes utilisées pour étalonner les détecteurs et analyser les données, examinons les qualités optiques des faisceaux et présentons les résolutions des détecteurs. La grande similitude des dispositifs employés dans les deux expériences nous a conduit à mettre l'accent sur les procédures d'étalonnage de la première d'entre elles.

3.1 Étalonnage des détecteurs de faisceau

3.1.1 Expérience sur le ^{16}B

Position

L'étalonnage de chaque plaque parallèle a été réalisé sous faisceau en plaçant alternativement devant chacune un masque d'aluminium de 5 mm d'épaisseur, percé d'ouvertures d'un et deux millimètres de diamètre. Les images obtenues sur chaque PPAC (figure 3.1) sont relativement fidèles, même si le faisceau ne semble pas avoir éclairé l'ensemble du masque placé devant la PPAC1.

À chaque trou du masque, de position connue, correspond une tache sur la plaque parallèle, dont le centroïde est déterminé par ajustement gaussien. Une ouverture angulaire du faisceau réduite et une faible distance PPAC-masque conduisent à négliger les effets de grandissement et à assigner à chaque tache les positions X et Y réelles sur le masque. Les masques ayant été positionnés minutieusement à l'aide d'un télescope optique, nous avons choisi de prendre l'axe passant par le centre de chacun d'eux comme axe de référence et d'étalonner les PPAC en conséquence. La figure 3.2 permet d'apprécier la linéarité en position des deux détecteurs. La résolution spatiale est estimée à 1 mm (FWHM), pour chaque PPAC.

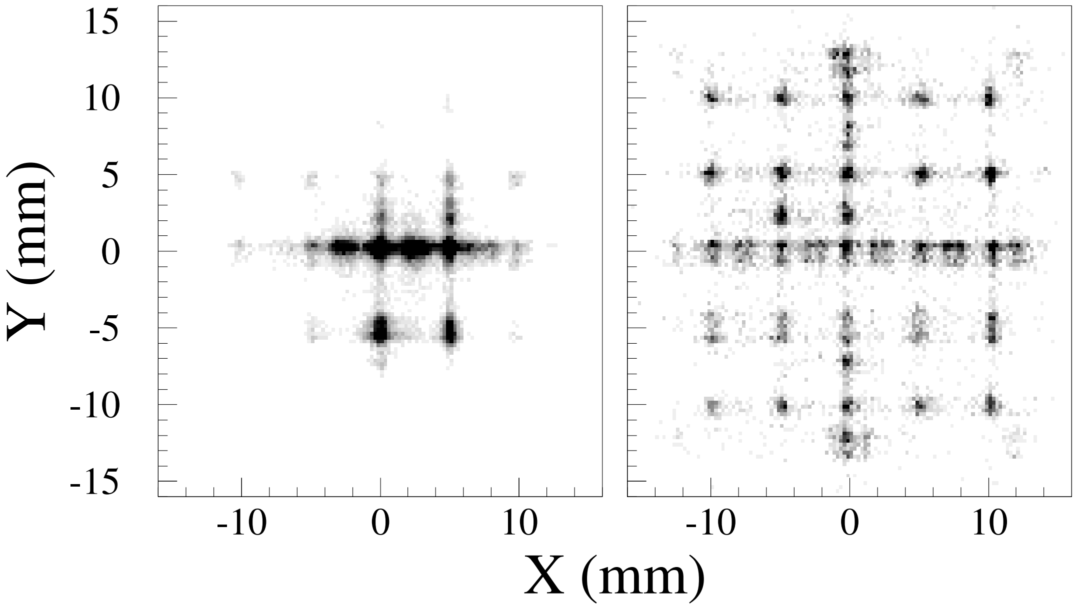

FIG. 3.1 – Image des masques éclairés par le faisceau sur les PPAC 1 (à gauche) et 2 (à droite).

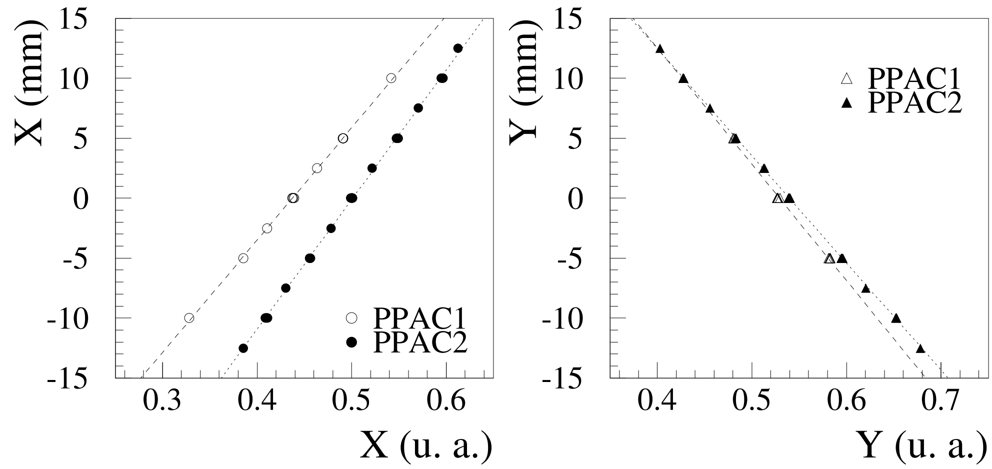

FIG. 3.2 – Étalonnage des positions X et Y des PPAC.

Nous pouvons maintenant examiner le profil du faisceau lors de son passage à travers les deux plaques parallèles (figure 3.3). Ce profil avait déjà été observé en ligne à l'aide des profileurs de faisceau du GANIL.

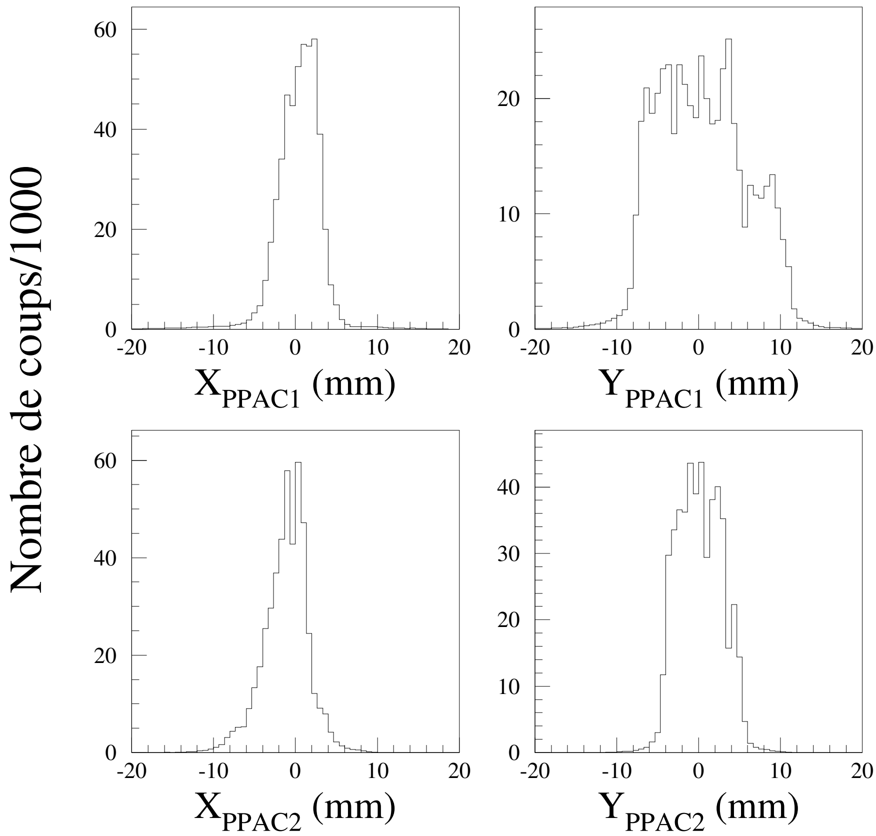

FIG. 3.3 – Profil du faisceau sur la première PPAC (haut) et la seconde (bas).

Les angles polaire θ_{inc} et azimutal ϕ_{inc} de l'ion incident s'expriment en fonction de la position sur les PPAC et peuvent être calculés pour chaque événement :

$$\theta_{inc} = \arccos\left(\frac{d_1}{\sqrt{(X_{ppac2} - X_{ppac1})^2 + (Y_{ppac2} - Y_{ppac1})^2 + d_1^2}}\right) \tag{3.1}$$

$$\phi_{inc} = \arctan\left(\frac{Y_{ppac2} - Y_{ppac1}}{X_{ppac2} - X_{ppac1}}\right) \tag{3.2}$$

où d_1 est la distance entre les deux plaques parallèles. L'expression 3.1 conduit à une distribution en ouverture angulaire du faisceau d'une largeur à mi-hauteur de 0,45° (figure 3.4) et, compte tenu des résolutions en position des PPAC, à une résolution en angle polaire de l'ion incident d'environ 0,15°.

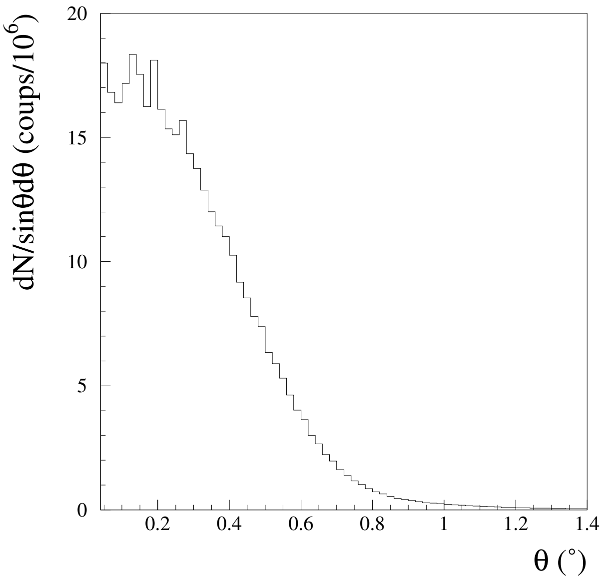

FIG. 3.4 – Ouverture angulaire du faisceau incident.

Temps de vol

Les signaux temporels délivrés par les plaques parallèles permettent de calculer le temps de vol des ions événement par événement, et par conséquent de les identifier (cf. chapitre précédent). Au cours de l'expérience, des événements ont été enregistrés en ajoutant ou en retranchant des retards sur les quatre temps de vol. L'ouverture des fentes en énergie du spectromètre LISE était alors réduite au minimum, afin d'obtenir les pics les plus étroits possibles. La pente des convertisseurs temps-amplitude (TAC) une fois connue, le temps de vol peut s'exprimer par :

$$t_V(ns) = k_{TAC}C + t_{ref} \tag{3.3}$$

où k_{TAC} est la pente du TAC en ns/canal, C le numéro de canal et t_{ref} un temps de référence qui reste à déterminer. Connaissant la distance PPAC0-PPAC1 (23,9 m) d_{01}, ainsi que l'énergie cinétique moyenne de l'ion incident $\langle E_k \rangle$, le temps de vol t_{ref} est fixé en combinant à l'équation 3.3 :

$$\frac{d_{01}}{c\langle t_V \rangle} = \frac{\langle p \rangle c}{\langle E \rangle} = \frac{\sqrt{\langle E_k \rangle(\langle E_k \rangle + 2mc^2)}}{\langle E_k \rangle + mc^2} \tag{3.4}$$

où m est la masse du ^{17}C, $\langle p \rangle$ et $\langle E \rangle$ son impulsion et son énergie totale moyennes, c la vitesse de la lumière. Notons que la fermeture des fentes évoquée ci-dessus rend la détermination de $\langle E_k \rangle$ plus aisée. Le spectre en temps de vol entre les PPAC 0 et 1, étalonné (figure 3.5) permet d'apprécier la pureté en ^{17}C du faisceau (98%). Une simple coupure en temps permet d'éliminer les 2% d'autres noyaux présents.

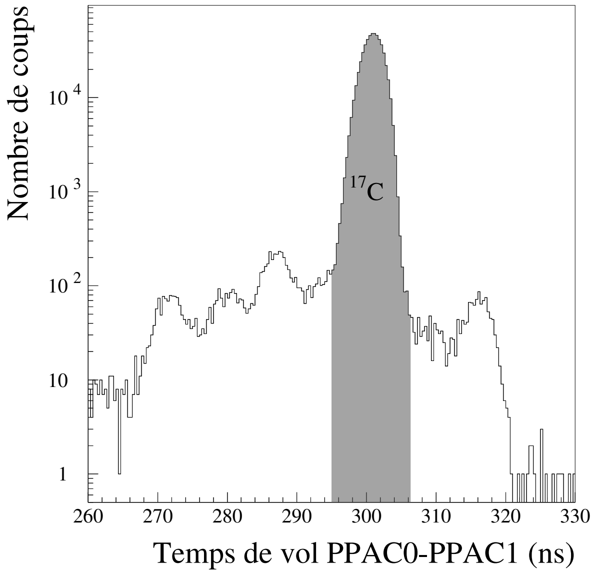

FIG. 3.5 – Spectre en temps de vol des ions incidents (98% de ^{17}C).

La distribution en énergie cinétique du ^{17}C incident, calculée à partir du temps de vol PPAC0-PPAC1 est assez étroite. Sa largeur (FWHM) est d'environ 14 MeV, soit une largeur relative (ΔE/E) de 2,5%.

Remarque

Tous les ajustements de données à l'aide de courbes que nous mentionnons dans ce mémoire font appel à un logiciel développé par le CERN, MINUIT [Min88].

3.1.2 Expérience sur le ^{13}Be

Plaques parallèles

L'étalonnage en temps a été réalisé de la même manière que lors de la première expérience. Comme on peut le constater sur la figure 3.6, le faisceau contient d'autres espèces que le ^{14}B mais en faible quantité (environ 4%). Le spectre en énergie obtenu pour le ^{14}B a une largeur à mi-hauteur de 22 MeV, soit une largeur relative d'environ 4% (FWHM).

Chambres à dérive

Nous avons utilisé des masques similaires à ceux de la première expérience, constellés de trous, placés alternativement devant chaque ensemble de chambres à dérive. La reconstruction de l'angle d'ouverture du faisceau à partir des chambres à dérive donne une résolution

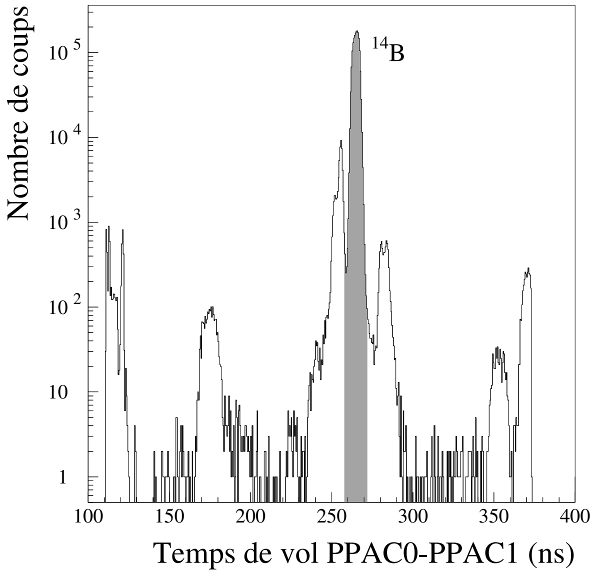

FIG. 3.6 – Spectre en temps de vol des ions incidents (96% de ^{14}B).

angulaire d'environ 0,15°. La distribution angulaire obtenue a une largeur à mi-hauteur de 0,35°.

3.2 Télescope

Lors d'expériences précédentes, la réponse des codeurs était non linéaire pour les signaux de faible amplitude. Afin de tenir compte de ce phénomène, tous les codeurs ont été préalablement étalonnés à l'aide d'un générateur d'impulsions d'amplitude variable branché sur les préamplificateurs.

3.2.1 Détecteurs à pistes de silicium

Étalonnage préliminaire

En raison du caractère résistif des détecteurs silicium employés, le signal recueilli à chacune des deux extrémités des seize pistes de chaque détecteur dépend de l'énergie déposée par la particule chargée lors de son passage à travers la piste, mais aussi de la distance entre l'extrémité et le lieu de l'interaction. C'est cette dernière propriété qui permet la localisation spatiale.

La première étape consiste, pour chaque piste, à harmoniser les réponses de ses deux extrémités. Une source AMR33, dite source trois α, a été placée tour à tour devant les deux détecteurs silicium, afin d'irradier la totalité de leur surface. Les particules α de 5,157 (Pu), 5,486 (Am) et 5,806 (Cm) MeV s'arrêtent dans le détecteur et y déposent toute leur énergie.

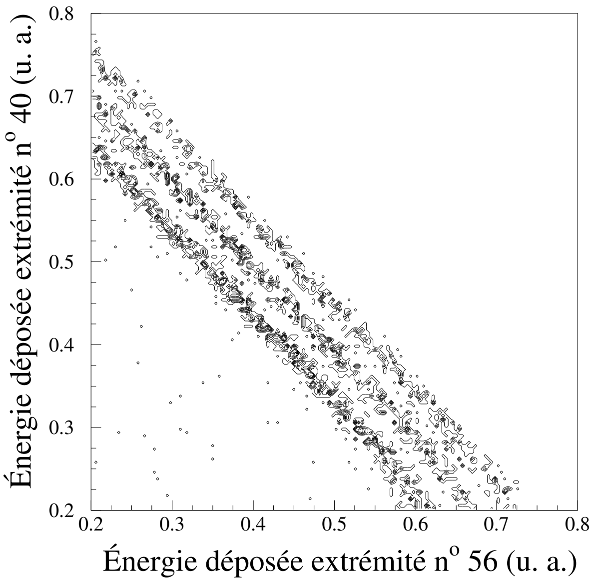

FIG. 3.7 – Exemple de lignes trois α pour une piste (expérience 1).

La figure 3.7 représente l'énergie déposée dans une des extrémités d'une piste en fonction de l'autre. On distingue aisément trois lignes correspondant aux trois énergies α. Comme des particules chargées de même énergie doivent déposer la même quantité d'énergie dans la piste avec laquelle elles interagissent, indépendamment de l'endroit de leur passage, ces trois droites doivent être 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.

Énergie

Pour étalonner chaque piste en énergie, nous avons utilisé les ions contenus dans des faisceaux de calibration obtenus au cours des expériences en modifiant les réglages du spectromètre LISE. Ces faisceaux contiennent une vingtaine d'espèces différentes (cf. figure 3.8) dont l'énergie est calculée à partir de la rigidité magnétique ; les dépôts d'énergie correspondants dans les détecteurs du télescope ont été calculés à l'aide du code TRIM [Tri98]. Afin de multiplier les points de référence, trois rigidités magnétiques ont été utilisées pour la première expérience (2,291, 2,4343 et 2,58 Tm) et quatre pour la seconde (2,13419, 2,4231, 2,6077 et 2,7940 Tm). La résolution en énergie de chaque silicium était de l'ordre de 4% (FWHM).

Position

La position sur une piste s'exprime par :

$$X = \frac{E_G - E_D}{E_G + E_D} k_1 + k_0 \tag{3.5}$$

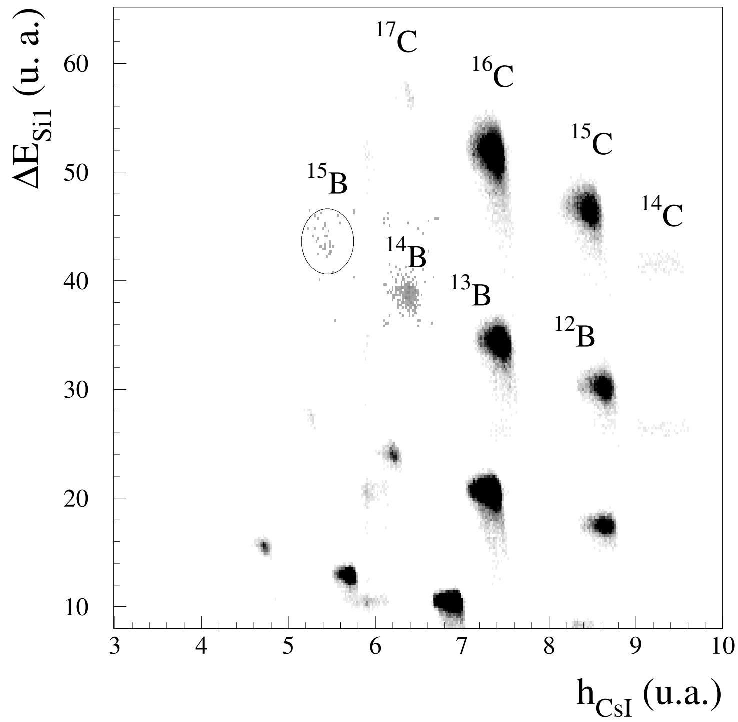

FIG. 3.8 – Noyaux présents dans le faisceau de calibration de la première expérience pour $B\rho$=2,4343 Tm.

où E_G et E_D sont les signaux recueillis aux deux extrémités, préalablement corrigés par l'étalonnage préliminaire. Pour déterminer les constantes k_1 et k_0, un spectre en position de chaque piste a été construit en utilisant les événements de l'expérience. Connaissant la longueur de chaque piste (5 cm), il est possible de calculer k_1 et k_0 (figure 3.9). Lors de la première expérience, l'ordonnée était donnée par les 16 pistes du silicium 1 et l'abscisse par les 16 pistes du silicium 2 ; l'ordre était inversé pour la seconde expérience. La figure 3.10, tirée de l'expérience sur le ^{16}B, représente l'image du masque de la PPAC2 sur les silicium. Au grandissement près, l'image est fidèle. On obtient une figure similaire avec le masque de la seconde chambre à dérive pour l'expérience sur le ^{13}Be. La résolution en position des détecteurs silicium est de l'ordre du millimètre.

Critère de sélection des événements dans les silicium

Dans le cas idéal, au passage d'un ion seules les deux extrémités d'une même piste émettent un signal pour chaque silicium. En réalité, dans nombre d'événements le nombre d'extrémités touchées est différent de 4. En examinant les signaux recueillis à chacune des 64 extrémités de piste, il est possible de définir des seuils haut et bas pour chacune d'elles,

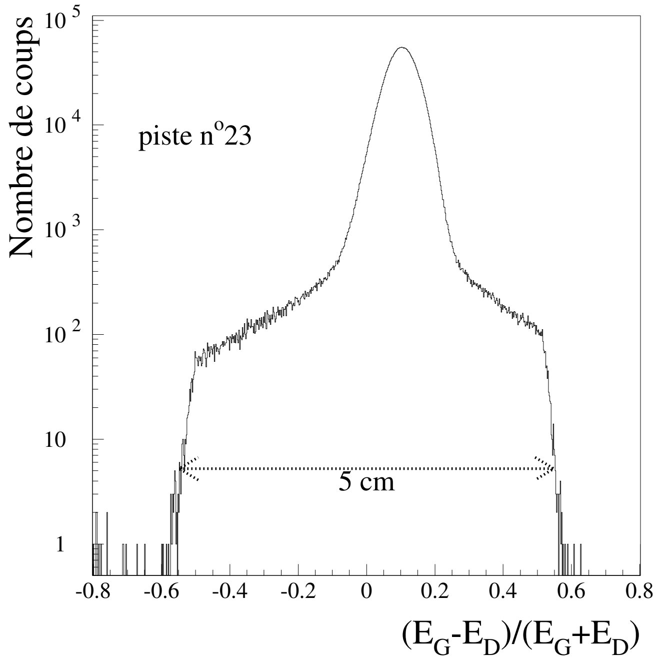

FIG. 3.9 – Spectre en position pour une piste de silicium (expérience 2).

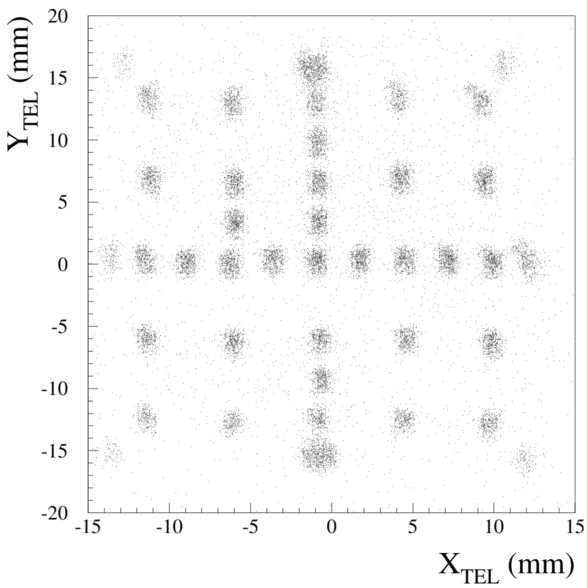

FIG. 3.10 – Image du masque de la PPAC2 sur les détecteurs silicium (expérience 1).

ce qui permet d'éliminer les déclenchements dus au bruit électronique ou à l'influence de pistes voisines.

Un événement est alors considéré comme valide si dans chaque silicium, *une piste et une seule* voit ses deux extrémités émettre un signal au-dessus du seuil. Ce critère élimine tous les événements pour lesquels l'ion n'a pas été correctement détecté, mais aussi ceux pour lesquels plusieurs ions ont été détectés parfaitement ou imparfaitement en même temps. Ce dernier cas de figure est cependant rare, réservé aux ions les plus légers, et ne présente pas d'intérêt particulier pour notre étude.

3.2.2 Les cristaux d'iodure de césium (CsI)

Expérience sur le ^{16}B

La quantité de lumière produite par le CsI dépend de la masse et de la charge de l'ion qui y pénètre. C'est pourquoi un étalonnage spécifique à chaque nuclide, utilisant les points de référence des faisceaux de calibration, est nécessaire.

En outre, l'énergie des points de référence est optimisée pour le ^{15}B, de sorte que pour certains nuclides ces points se trouvent bien au-delà de la plage en énergie de l'expérience. La non-linéarité de la réponse du scintillateur devient alors critique. Après avoir utilisé la paramétrisation de Horn et collaborateurs [Hor92], nous nous sommes tourné vers celle de Pârlog et collaborateurs qui, avec un terme supplémentaire, s'ajuste mieux à nos points de référence (cf. figure 3.11). La lumière émise par le CsI est alors fonction de l'énergie déposée, du nombre de masse A et de la charge Z de la particule [Par02] :

$$h(u.a.) = a_0 + a_1 \left\{ E - a_2 A Z^2 \left[\log\left(1 + \frac{E}{a_2 A Z^2}\right) - a_4 \log\left(\frac{E + a_2 A Z^2}{E_\delta + a_2 A Z^2}\right) \right] \right\} \tag{3.6}$$

où $E_\delta = A \times a_3$ et a_0, a_1, a_2, a_3, a_4 sont des coefficients à déterminer. Cependant, dans certains cas l'accord nous a paru encore trop médiocre pour faire l'économie d'un étalonnage à partir de l'énergie déposée dans les deux détecteurs silicium. Il est en effet possible de construire pour un nuclide donné une fonction univoque de la forme $E_{CsI} = f(\Delta E_{Si})$ à l'aide des tables de perte d'énergie.

Notons aussi qu'au début de l'expérience, des enregistrements avec un faisceau plus ou moins intense (de 250 pps à 7000 pps) ont permis de vérifier que la réponse du CsI était quasi indépendante du taux de comptage (moins de 1% de différence sur l'amplitude du signal entre les deux intensités extrêmes). La résolution en énergie du détecteur à iodure de césium est d'environ 1% (FWHM), ce qui conduit à une résolution d'1,2% sur l'énergie déposée dans l'ensemble du télescope.

Expérience sur le ^{13}Be

Sur les seize cristaux d'iodure de césium, seuls les quatre du centre étaient éclairés par le faisceau de ^{14}B. Une fois étalonnés en énergie, les quatre cristaux ont révélé une meilleure résolution ($\Delta E/E \simeq 0{,}6$ %) que celui utilisé dans l'expérience précédente, de sorte que la résolution en énergie du télescope atteint 0,7% (FWHM). Cette amélioration est sans

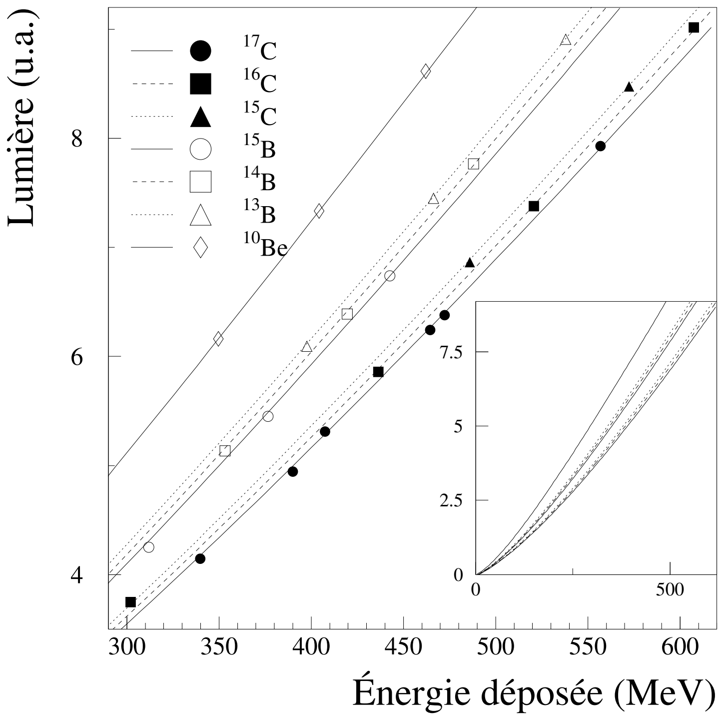

FIG. 3.11 – Relation entre lumière et énergie déposée dans le CsI. Les symboles correspondent aux points de référence et les lignes à un ajustement de la formule de Pârlog et al. [Par02]. L'insert montre l'allure des courbes précédentes sur l'ensemble de la gamme en énergie.

doute liée à la nouvelle forme des cristaux, purement cubique, qui favorise la collection de lumière.

3.2.3 Identification des particules chargées

Le télescope doit permettre de calculer l'énergie du fragment chargé, mais aussi de l'identifier, afin de pouvoir isoler les coïncidences fragment-neutron correspondant à un nuclide donné. La méthode employée est illustrée ici par des exemples tirés de l'expérience sur le ^{16}B.

Matrices d'identification

La combinaison de deux ou trois étages du télescope autorise la construction de matrices d'identification à deux dimensions. En effet, les deux détecteurs en silicium sont relativement minces (500 μm) par rapport aux cristaux de CsI (25 mm). Conformément à la formule de Bethe-Bloch, la perte d'énergie dans un ou deux silicium, ΔE, peut s'écrire :

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E} \tag{3.7}$$

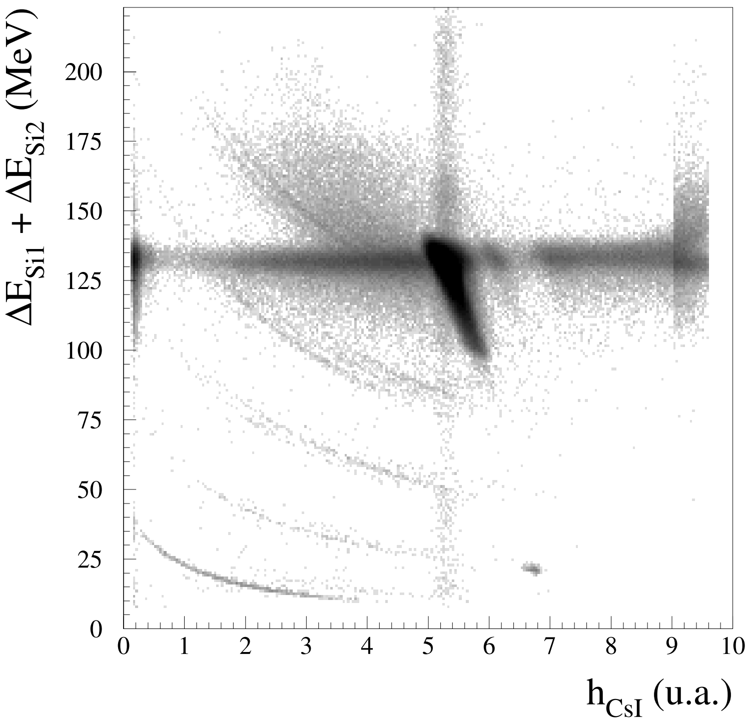

FIG. 3.12 – Énergie déposée dans les deux silicium en fonction de la lumière émise par le CsI (première expérience). Les réactions ont lieu sur cible de C.

où E, l'énergie de l'ion avant de pénétrer dans le télescope, est presque égale à l'énergie déposée dans le CsI. La lumière h émise par le cristal étant au premier ordre une fonction linéaire de l'énergie déposée, l'ensemble des événements associés à un fragment de A et Z donné constituera une quasi-hyperbole dans le plan (ΔE_{Si}, h_{CsI}). C'est ce que l'on peut constater à la figure 3.12, tirée de la première expérience, où l'on a représenté l'énergie perdue dans l'ensemble des deux silicium en fonction de celle déposée dans le cristal d'iodure de césium, après le passage du faisceau sur la cible de carbone de 95 mg/cm^2. Le ^{17}C a été sélectionné comme ion incident (cf. 3.1.1).

Outre les quasi-hyperboles caractéristiques des différents produits de réaction (on distingue clairement, de bas en haut, des groupes d'hyperboles qui rassemblent respectivement les isotopes d'hélium, de lithium, de béryllium, de bore et de carbone), les noyaux de ^{17}C qui n'ont pas interagi avec la cible (et qui constituent l'immense majorité des événements) forment un pic central sur la matrice d'identification.

De part et d'autre de ce pic, s'étend une bande horizontale à énergie déposée dans le silicium constante. Dans la partie gauche de cette bande, on trouve les événements pour lesquels les noyaux de ^{17}C n'ont pas réagi dans le silicium mais dans le CsI, en libérant un ou plusieurs neutrons qui ont quitté le cristal sans y déposer leur énergie. La partie droite correspond elle à des phénomènes d'empilement électronique. Notons qu'en fin de gamme,

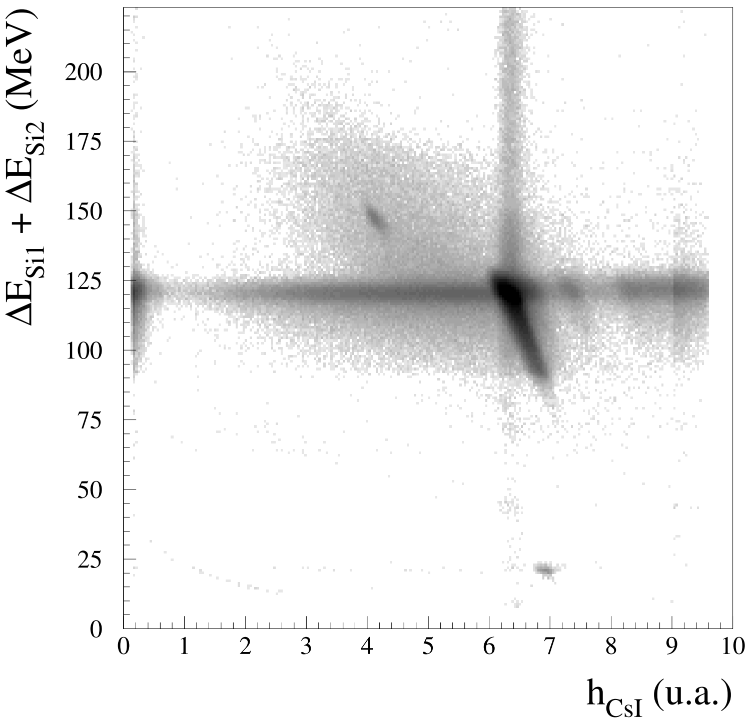

FIG. 3.13 – Énergie déposée dans les deux silicium en fonction de la lumière émise par le CsI pour les événements produits sans cible.

l'on rencontre d'autres points d'accumulation qui sont purement d'origine électronique. La bande verticale qui s'étire depuis le pic central vers le haut témoigne de l'empilement électronique associé aux détecteurs silicium (moins de 1% des événements); au contraire, la traîne verticale au-dessous du pic central rassemble des événements pour lesquels l'énergie déposée dans les silicium n'a été que partiellement collectée. Enfin, la tache qui s'étire obliquement sous le pic central est due 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. C'est le phénomène de "channeling". Après avoir construit les spectres ΔE-E, alternativement avec le premier et le second silicium, il est apparu que le taux de channeling était plus élevé dans le premier que dans le second silicium (7,6 % contre 4,8 % des événements). Ce phénomène gênant a quelque peu compliqué la sélection des différents nuclides. Notons enfin que le point d'accumulation dans la partie inférieure du spectre ($\Delta E \simeq 25$ MeV, $h_{CsI} \simeq 6{,}7$) a toutes les caractéristiques d'un faisceau de noyaux de ^{7}Li qui n'ont donc pas été écartés par la sélection en temps de vol.

Le spectre de la figure 3.13 est construit de la même manière, mais pour les événements produits sans cible. On peut y voir des structures similaires aux précédentes (le point d'accumulation présent dans la région des carbones est vraisemblablement créé par l'interaction du ^{17}C avec le laiton du porte-cible). Remarquons toutefois que les quasi-hyperboles correspondant à des fragments de Z <6 sont très peu peuplées. La soustraction de la contribution des réactions dans le télescope n'est dès lors plus indispensable pour l'étude de tels fragments, comme le ^{15}B.

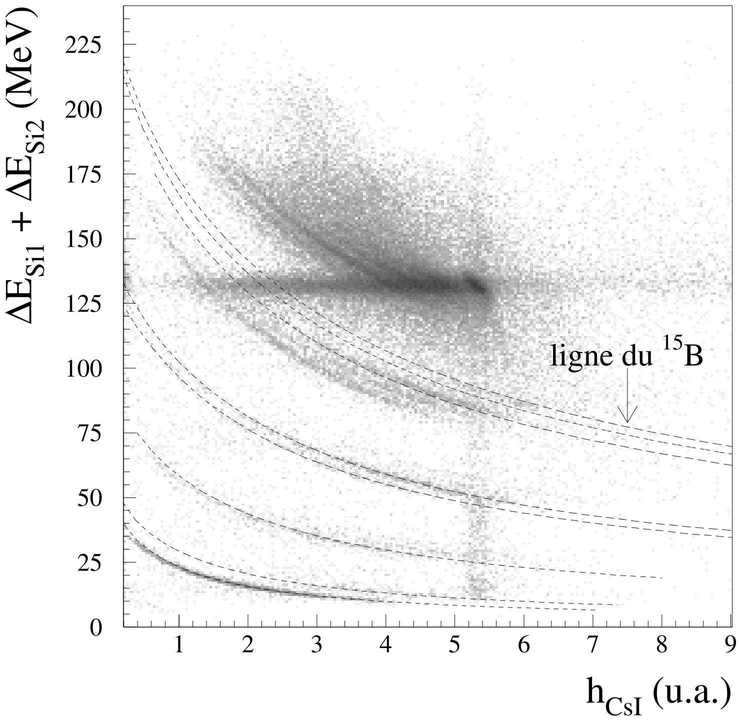

FIG. 3.14 – Lignes hyperboloïdes, calculées avec TRIM [Tri98], pour le ^{15}B et quelques autres nuclides (de haut en bas : ^{14,13}B, ^{10,9}Be, ^{7}Li et ^{6,4}He).

Sélection des nuclides

Si de simples coupures graphiques permettent d'isoler un élément particulier, il est moins aisé de séparer les isotopes les uns des autres. À l'aide du code de calcul de perte d'énergie TRIM [Tri98], nous avons d'abord calculé l'allure théorique des quasi-hyperboles correspondant aux différents nuclides. Comme on peut le voir sur la figure 3.14, ces courbes théoriques s'ajustent de façon satisfaisante aux données. Notons que ce diagramme ΔE-E est plus propre que les précédents car il a été construit en imposant aux ions détectés dans le télescope une coïncidence avec un neutron d'énergie supérieure à 15 MeV (la détection et la caractérisation des neutrons est exposée à la section 3.3). L'étape suivante consiste, après avoir sélectionné un élément par une simple coupure polygonale dans le plan ΔE-E, à calculer la distance séparant chaque point de ce plan contenu dans le polygone et la courbe hyperbolique d'un des isotopes considérés. Les spectres construits à partir de cette distance (en unité arbitraire) sont présentés à la figure 3.15. L'élément considéré est

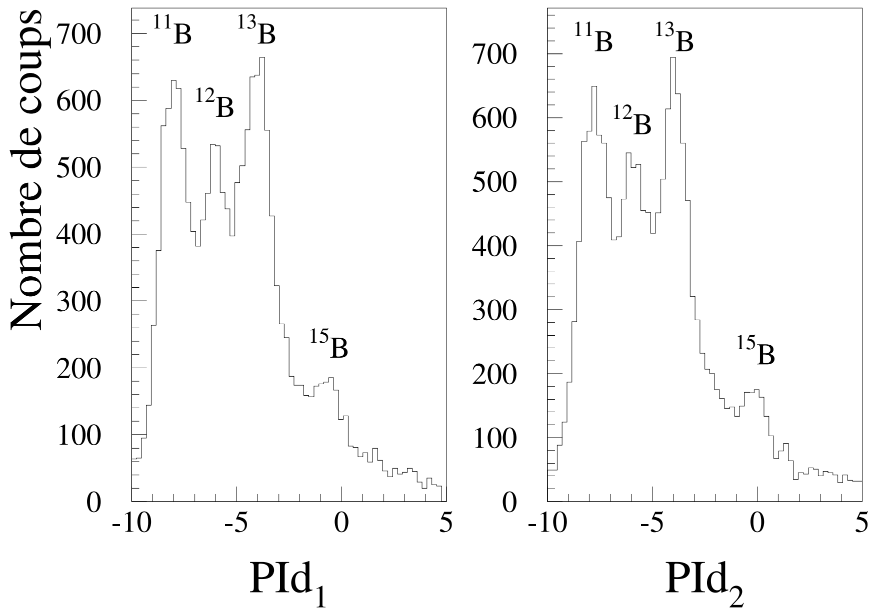

FIG. 3.15 – Spectres PId construits à partir du CsI et du premier silicium (à gauche), ou du second (à droite) pour les isotopes de bore.

le bore. Le spectre de gauche est construit à partir du CsI (E) et du premier silicium (ΔE), celui de droite avec le CsI (E) et le second silicium (ΔE). Plusieurs pics ou bosses apparaissent, chacune correspondant à l'un des isotopes, la bosse centrée à la distance 0 correspondant à l'isotope dont l'hyperbole a servi de référence (ici le ^{15}B). La distance d'un point à l'hyperbole est donc une variable d'identification de particule, ou PId (Particle Identification).

Malheureusement, ces spectres de PId se révèlent parfois impuissants à séparer correctement deux isotopes contigus. Ainsi, sur la figure 3.15, les isotopes ^{11,12,13}B apparaissent clairement sur les deux spectres, alors que le ^{15}B est mieux séparé sur celui de droite que sur celui de gauche. Quant au ^{14}B, il n'est pas possible de lui assigner un pic. C'est pourquoi nous avons composé des PId bidimensionnels à partir du PId$_1$ (silicium 1 et CsI) et du PId$_2$ (silicium 2 et CsI). Les isotopes se présentent alors sous la forme de taches circulaires et sont mieux séparés que dans le cas d'un PId unidimensionnel (figure 3.16). Une sélection sur un tel spectre élimine cependant tous les noyaux ayant produit du channeling dans un des deux silicium, conduisant à une baisse de la statistique.

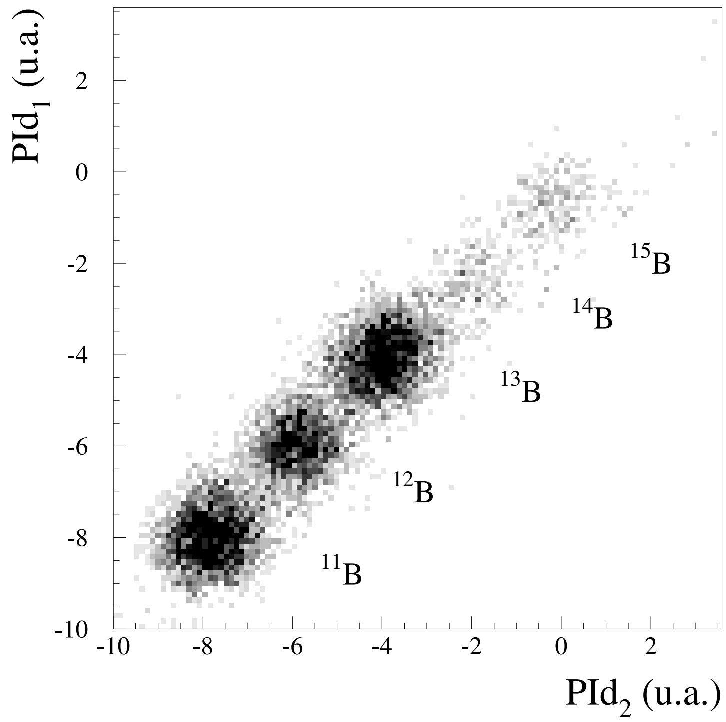

FIG. 3.16 – PId bidimensionnel. Les différents isotopes sont clairement discernables.

3.3 DéMoN

3.3.1 Temps de vol

L'énergie des neutrons ne peut être calculée qu'à partir du temps de vol, c'est pourquoi l'étalonnage en temps des modules DéMoN est crucial. En fait, à la sortie du convertisseur temps-numérique (TDC) de chaque module, le spectre en temps de vol se présente comme sur la partie gauche de la figure 3.17. Le spectre est inversé, le temps de vol diminue lorsque le numéro de canal augmente. Le codage du temps de vol est en effet déclenché par un signal émanant du module DéMoN touché, et stoppé par un signal retardé provenant de la plaque parallèle placée dans la chambre de réaction qui sert de trigger.

Le spectre comporte deux pics, l'un étroit à faible temps de vol (à droite sur la figure 3.17), l'autre beaucoup plus large et de temps de vol plus élevé. Le premier pic est constitué de γ dits "prompts" ou "de réaction" qui sont émis lorsqu'une réaction a lieu dans la cible ou dans le télescope au passage du faisceau (cette forte corrélation avec l'instant de la réaction explique l'étroitesse de ce pic γ). Les neutrons, plus lents et dotés d'une certaine dispersion en énergie forment le second pic. Enfin, on peut observer sur ce spectre en temps de vol une troisième structure, un fond plat qui balaie l'étendue du spectre. Ce fond aléatoire est

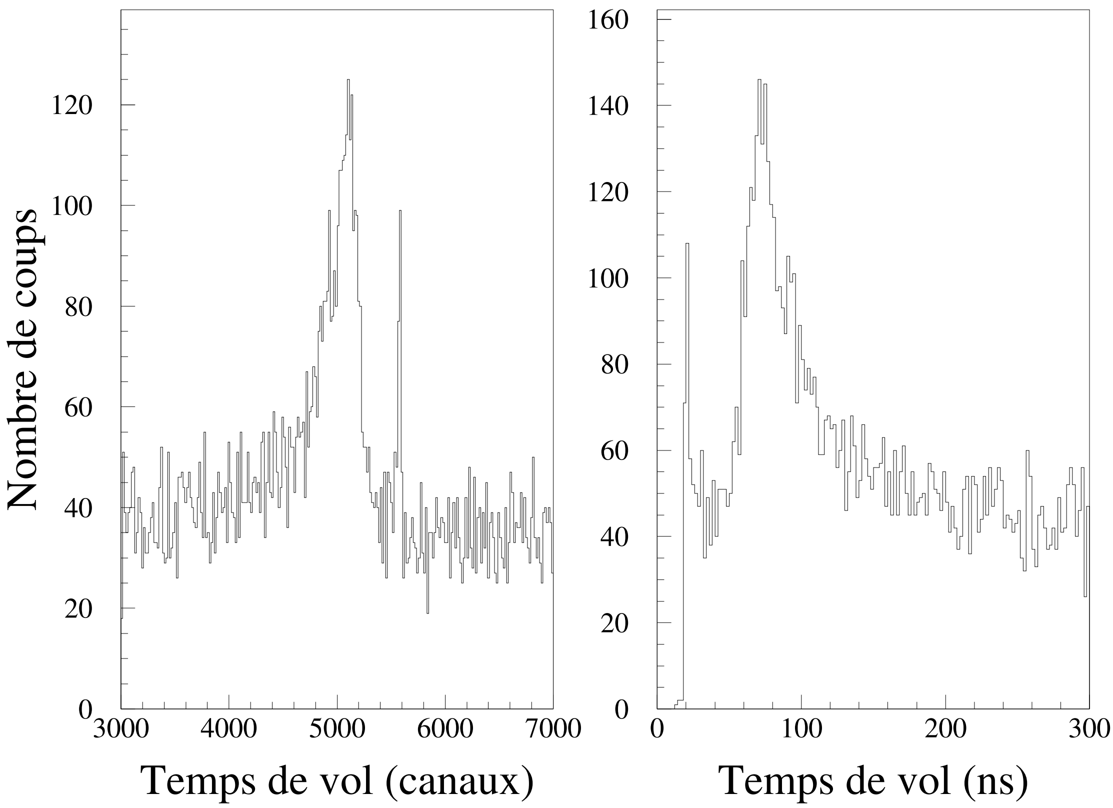

FIG. 3.17 – Temps de vol avant (à gauche) et après étalonnage (à droite) d'un module DéMoN (détecteur central). Le ^{17}C a été sélectionné comme noyau incident.

essentiellement produit par la radioactivité ambiante (photons, muons cosmiques) et par la désintégration des produits de réaction.

Le pic de γ prompts fournit une référence en temps absolu pour l'étalonnage. Le temps de vol de ces γ est en effet calculable à partir de la distance d entre la chambre de réaction et le module DéMoN considéré ($t_{\gamma 0} = d/c$, c étant la vitesse de la lumière). Le temps de vol neutron (en ns) peut s'exprimer par :

$$t_n(ns) = k_{TDC}(C_{\gamma 0} - C_n) + t_{\gamma 0} \tag{3.8}$$

où $C_{\gamma 0}$ et C_n sont respectivement la position (en canal) du pic γ prompt et du neutron dans le spectre en temps de vol non étalonné. k_{TDC} est la pente du TDC en ns/canal obtenue à l'aide d'un générateur d'impulsions. Elle est à peu près la même pour tous les codeurs et vaut environ 0,11 ns/canal. Le spectre étalonné est présenté sur la partie droite de la figure 3.17. Aucun événement n'apparaît avant le pic γ à cause de la condition $\beta \leq c$.

Cependant, alors que la position de la cible était généralement prise comme référence pour évaluer la base de vol des γ prompts, Jones, lors d'une expérience similaire [Orr96], a montré que la plupart des photons étaient émis par le télescope [Jon00]. L'introduction de cette hypothèse dans la simulation de notre dispositif expérimental réalisée avec GEANT conduit à un temps de vol neutron sous-évalué d'environ 1,4 ns en moyenne pour la première expérience et 2,5 ns pour la seconde. Ce temps supplémentaire a été ajouté au temps de vol calculé avec la formule (3.8). La résolution en temps de vol est principalement liée à la largeur du pic γ prompt et vaut environ 1,5 ns (FWHM).

3.3.2 Discrimination neutron/γ

Comme le montrent les spectres en temps de vol, le multidétecteur DéMoN est sensible aux γ. Les photons émis lors des interactions entre le projectile et la cible ou le télescope formant un pic de faible temps de vol, une coupure en énergie des neutrons (100 MeV) sera suffisante pour s'en affranchir.

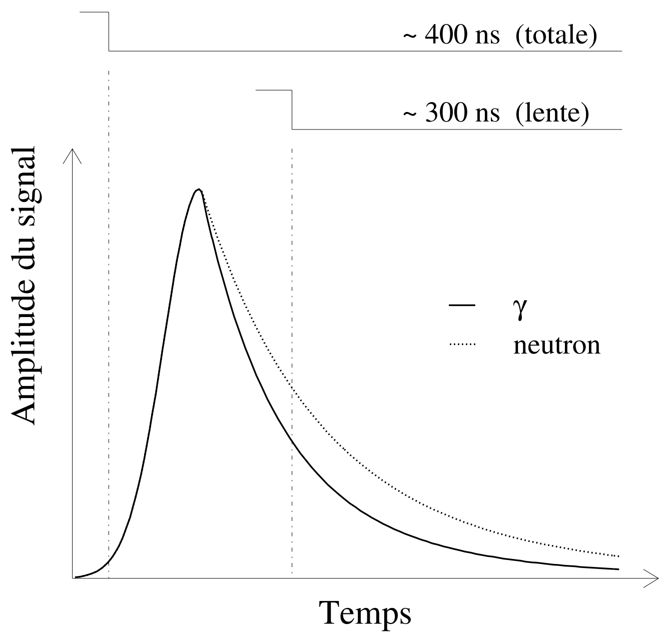

FIG. 3.18 – Forme schématique du signal correspondant à la lumière émise par un module DéMoN.

La discrimination entre les neutrons et les γ décorrélés de l'instant de la réaction nécessite un soin particulier. Ces photons polluant tout le spectre en temps de vol, seule une analyse en forme du signal permet de les éliminer. Les neutrons interagissent principalement par diffusion sur un proton du milieu scintillant, alors que les photons mettent les électrons en mouvement par effet Compton. La forme du signal correspondant à l'émission lumineuse qui s'ensuit dépend de la nature de la particule chargée émise, comme on peut le voir sur la figure 3.18. Il est alors possible de définir deux portes d'intégration pour le signal émis par un module, l'une permettant de récolter la totalité de la charge, l'autre de collecter la charge due à la composante lente du signal [Mos94]. Sur la figure 3.19, nous avons construit pour un des modules un spectre à deux dimensions à partir de la charge totale et de la charge correspondant à la composante lente du signal, dite charge lente.

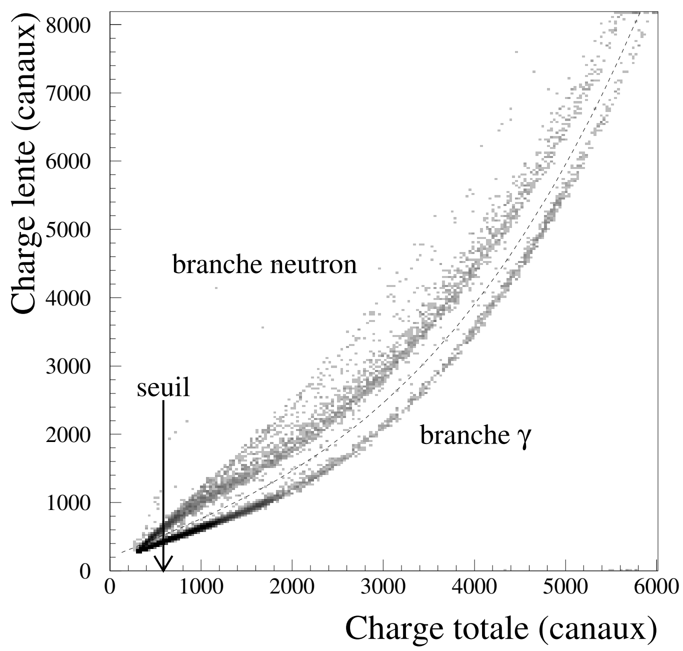

FIG. 3.19 – Charge lente en fonction de la charge totale collectée (détecteur central).

Comme attendu, les points se répartissent en différentes branches. La plus basse, celle dont le rapport Q_{lente}/Q_{totale} est le plus faible, correspond à l'interaction d'électrons, donc de photons. Les deux branches supérieures correspondent à des neutrons, les uns ayant interagi avec des protons (branche la plus intense), les autres, beaucoup moins nombreux, avec des noyaux de carbone. Pour sélectionner les neutrons, il suffit alors d'imposer :

$$Q_{lente} > a_0 + a_1 Q_{totale} + a_2 Q_{totale}^2 + a_3 Q_{totale}^3 \tag{3.9}$$

où a_0, a_1, a_2 et a_3 sont les coefficients, déterminés pour chacun des modules DéMoN, du polynôme qui sépare les branches neutron de la branche γ dans le plan (Q_{lente}, Q_{totale}).

Cependant, cette méthode ne permet pas de séparer neutrons et γ dans le région de faible charge collectée. Il faut alors rejeter purement et simplement ces événements. La détermination de ce seuil en charge nécessite un étalonnage en énergie, exposée au paragraphe suivant. La figure 3.20 montre les effets du traitement indiqué ci-dessus pour le spectre en temps de vol constitué à partir de l'ensemble des détecteurs, lors de la première expérience. Nous avons sélectionné des événements en coïncidence avec des fragments chargés détectés dans le télescope, afin de réduire le fond plat correspondant aux γ aléatoires. C'est pourquoi le spectre du haut, qui n'a subi aucune sélection en charge, est légèrement

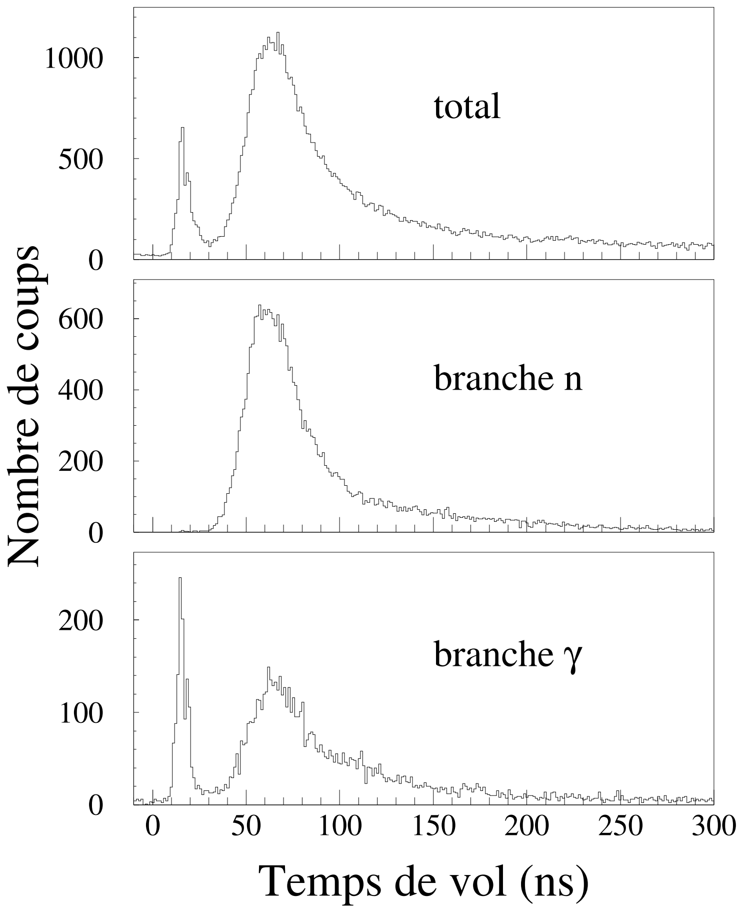

FIG. 3.20 – Effets de la discrimination n/γ sur le spectre en temps de vol.

différent du spectre de la partie droite de la figure 3.17. Les spectres du milieu et du bas représentent respectivement les temps de vol de la branche neutron et de la branche γ.

On constate que les γ, prompts et aléatoires, ont bien disparu du spectre en temps de vol de la branche neutron. Par contre, il semble que des neutrons soient présents dans le spectre de la branche γ. Ils représentent une vingtaine de % de la totalité des neutrons émis. Les simulations GEANT de Labiche [Lab99a] montrent qu'une majorité de ces neutrons doivent leur présence dans la branche γ à des interactions avec les matériaux entourant le scintillateur, le reste à une interaction ^{12}C(n,n'γ)^{12}C qui produit un temps de vol neutron mais une lumière assignée à un γ.

3.3.3 Étalonnage des modules en énergie

Même si l'énergie d'un neutron ne peut être calculée à partir de l'énergie qu'il dépose dans le détecteur, chaque module doit être étalonné afin de pouvoir fixer un seuil en lumière commun dont dépend l'efficacité intrinsèque de détection des modules. La charge collectée par un module peut être facilement reliée à la quantité de lumière émise par le scintillateur NE213 en utilisant des sources radioactives émettant des γ [Til95]. En effet, lorsqu'un photon γ pénètre dans le milieu scintillant, il interagit avec les électrons, à cette énergie essentiellement par effet Compton. L'énergie maximale que peut emporter l'électron correspond à la rétrodiffusion du γ et vaut :

$$E_e^{max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} \tag{3.10}$$

avec $m_e c^2$ valant 511 keV.

Source	E_γ (keV)	E_e^{max} (keV)
^{22}Na	511	341
^{137}Cs	662	478
^{22}Na	1275	1061

TAB. 3.1 – *Énergie des photons émis par les sources d'étalonnage.*

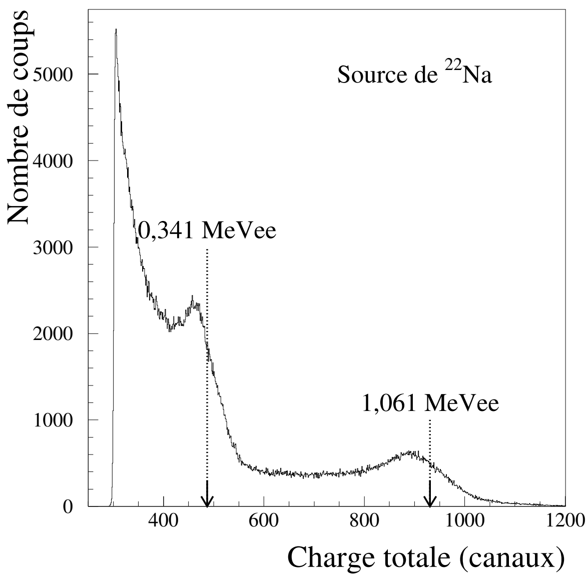

FIG. 3.21 – Spectre en charge obtenu avec une source de ^{22}Na.

Comme il s'agit d'électrons, la quantité de lumière produite en MeV équivalent électron est évidemment égale à l'énergie déposée en MeV (cf 2.5.1). La charge collectée étant une fonction quasi linéaire de la lumière à basse énergie, on doit retrouver sur le spectre en charge le plateau Compton dû à l'interaction du γ. Des sources de ^{137}Cs et de ^{22}Na ont été utilisées. Le tableau 3.1 présente pour chaque photon émis, son énergie et l'énergie maximale de l'électron correspondante calculée à partir de la formule (3.10), c'est-à-dire l'énergie du front du plateau Compton associé.

La figure 3.21 montre le résultat obtenu pour un module irradié par une source de ^{22}Na. On distingue clairement les deux plateaux Compton correspondant aux γ de 511 et 1275 keV. Cependant, un étalonnage correct de la charge nécessite de prendre en compte la dégradation de l'allure du front Compton (qui devient presque un pic) constatée expérimentalement. A l'aide du code GEANT, Labiche a simulé l'interaction des γ avec le NE213 en tenant compte de la résolution du détecteur [Lab99a]. Il s'avère alors que c'est la charge mesurée aux quatre cinquièmes de la hauteur du pic Compton qui correspond à l'énergie du front Compton donnée ci-dessus.

Cet étalonnage effectué, nous avons pu fixer le même seuil en lumière pour tous les détecteurs : 0,5 MeVee. Cette valeur permet d'éliminer pour chaque module la région du diagramme $Q_{lente} - Q_{totale}$ dans laquelle neutrons et γ sont mal séparés (cf. figure 3.19).

3.3.4 Énergie cinétique des neutrons

L'énergie cinétique des neutrons est calculée à partir de leur temps de vol :

$$E_n = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\dfrac{d + d_{int}}{c\, t_n}\right)^2}} - 1 \right) m_n c^2 \tag{3.11}$$

d est la base de vol du neutron, m_n sa masse, t_n le temps de vol de l'équation (3.8). d_{int} est la distance que parcourt le neutron dans le scintillateur avant d'interagir. Des simulations réalisées par Mouatassim [Mou95] et Labiche [Lab99a] donnent une distance moyenne d'interaction de 8,5 cm. La résolution en énergie, déduite de celle en temps de vol, est d'environ 5%.

La figure 3.22 (expérience sur le ^{16}B) présente le spectre en énergie des neutrons détectés en coïncidence avec un fragment de charge inférieure à celle du projectile ; les modules ont été étalonnés en temps de vol, la discrimination n/γ et la coupure à 0,5 MeVee sont prises en compte. En outre, le spectre a été corrigé de l'efficacité intrinsèque de DéMoN, qui dépend de l'énergie cinétique du neutron détecté. On distingue clairement deux contributions :

- un pic assez large centré autour de l'énergie faisceau à mi-cible, correspondant aux neutrons du projectile ;
- une contribution à basse énergie attribuée à l'évaporation de neutrons par les noyaux excités de la cible.

L'ajustement au spectre expérimental d'une gaussienne centrée sur l'énergie du faisceau à mi-cible et d'une exponentielle décroissante montre qu'il est possible de s'affranchir de cette contribution à basse énergie, en imposant une énergie minimale de 15 MeV aux neutrons, sans pour autant perdre une fraction notable des neutrons d'intérêt.

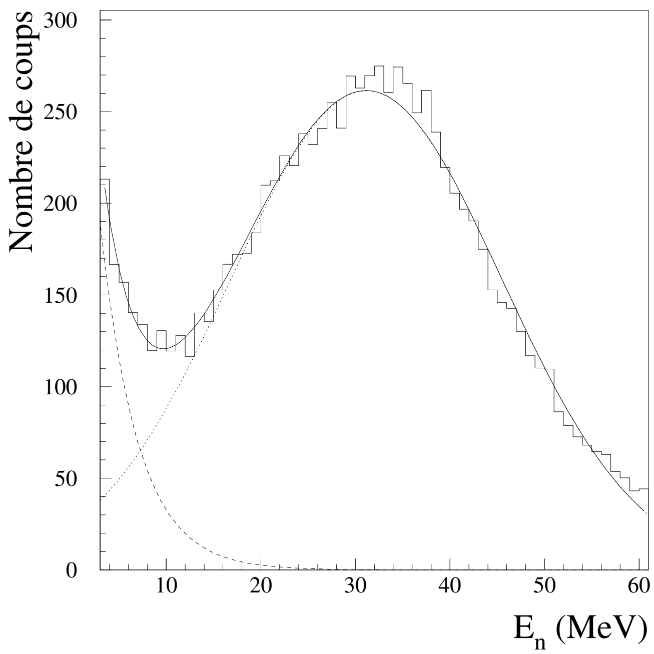

FIG. 3.22 – Spectre en énergie cinétique des neutrons en coïncidence avec un fragment chargé (expérience 1).

3.4 Reconstruction de la cinématique

La détection d'un neutron dans DéMoN et d'un fragment chargé ${}^{A}_{Z}$X permet de reconstruire la masse invariante du système ${}^{A+1}_{Z}X$:

$$M_{inv}c^2 = \sqrt{(E_n + E_f)^2 - (\vec{p_n} + \vec{p_f})^2 c^2} \tag{3.12}$$

où E_n, $\vec{p_n}$ sont l'énergie et l'impulsion du neutron, E_f, $\vec{p_f}$ celles du fragment. Le résultat de l'équation 3.12 est indépendant du repère choisi. En faisant l'approximation classique, la formule 3.12 devient :

$$M_{inv}c^2 = \frac{1}{2}\,\mu v_{rel}^2 + m_n c^2 + m_f c^2 \tag{3.13}$$

μ est la masse réduite du système ${}^{A}_{Z}X + n$, m_n la masse du neutron, m_f la masse du fragment chargé. v_{rel} est la vitesse relative entre le neutron et le fragment, indépendante du repère choisi. On pourra donc calculer l'énergie de décroissance du système ${}^{A}_{Z}X + n$ en exprimant les vitesses dans le repère lié au laboratoire :

$$E_d = M_{inv}c^2 - m_n c^2 - m_f c^2 = \frac{1}{2}\,\mu v_{rel}^2 = \frac{1}{2}\,\mu\,(\vec{v_n} - \vec{v_f})^2 \tag{3.14}$$

Le calcul des vecteurs vitesses du neutron $\vec{v_n}$ et du fragment $\vec{v_f}$ est effectué en deux temps. Le module de $\vec{v_n}$ est calculé à partir du temps de vol mesuré dans DéMoN, le module de $\vec{v_f}$ à partir de l'énergie déposée dans le télescope à laquelle doit être ajoutée l'énergie perdue dans la cible par le fragment. Cette dernière est impossible à calculer, puisque l'épaisseur de cible traversée avant désintégration de l'éventuel système ${}^{A}_{Z}X+n$ est inconnue. La décroissance du système se produisant *en moyenne* à mi-cible, c'est la perte d'énergie du fragment dans une demi-cible qui est ajoutée. Cette cible étant très mince (95 mg/cm^2 pour la cible de ^{nat}C de l'expérience sur le ^{16}B et 275 mg/cm^2 pour l'expérience sur le ^{13}Be), l'erreur commise demeure acceptable.

Pour connaître la direction de chaque vecteur vitesse, il faut connaître le point d'impact sur la cible, qui est calculé à partir de la trajectoire de l'ion incident ; pour la première expérience :

$$X_{cible} = -\frac{d_2}{d_1} X_{ppac1} + \left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right) X_{ppac2} \tag{3.15}$$

$$Y_{cible} = -\frac{d_2}{d_1} Y_{ppac1} + \left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right) Y_{ppac2} \tag{3.16}$$

où d_2 est la distance qui sépare la seconde PPAC de la cible et d_1 la distance entre les deux plaques parallèles (pour la seconde expérience, ce sont les deux ensembles de chambres à dérive qui jouent le rôle des plaques parallèles).

A partir de ce point d'impact d'une part, du module DéMoN touché et du point d'impact sur les silicium d'autre part, les directions de $\vec{v_n}$ et de $\vec{v_f}$ sont définies sans ambiguïté. Notons que cette méthode donne une résolution en angle polaire de la direction du fragment chargé de l'ordre de 0,8° pour la première expérience et de 0,6° pour la seconde (FWHM). Quant à la résolution sur l'angle d'émission des neutrons, elle est fonction de la distance à laquelle se trouve le module touché et varie entre 0,8 et 2,6°. Le schéma 3.23 fait la synthèse des données géométriques des deux expériences.

Remarque : décroissance vers un fragment excité

Dans les calculs qui précèdent, nous n'avons pas discuté l'éventualité de la décroissance du noyau non lié vers un état excité du fragment au lieu de son fondamental. Dans ce cas, la réaction se produit en deux temps :

$${}^{A+1}_{Z}X^* \longrightarrow {}^{A}_{Z}X^* + n \longrightarrow {}^{A}_{Z}X_{g.s.} + \gamma + n$$

et le bilan en énergie donne :

$$E_d = \frac{1}{2}\,\mu v_{rel}^2 + E_\gamma \tag{3.17}$$

Pour ce type d'événement, l'énergie de décroissance reconstruite à partir des coïncidences fragment-neutron est alors diminuée de l'énergie E_γ par rapport à la valeur réelle qui ne peut être atteinte que si l'on peut détecter les γ émis en coïncidence avec le fragment et le neutron. De telles mesures sont malheureusement irréalisables pour les expériences décrites ici, compte tenu des faibles taux de comptage attendus et de la faible efficacité des

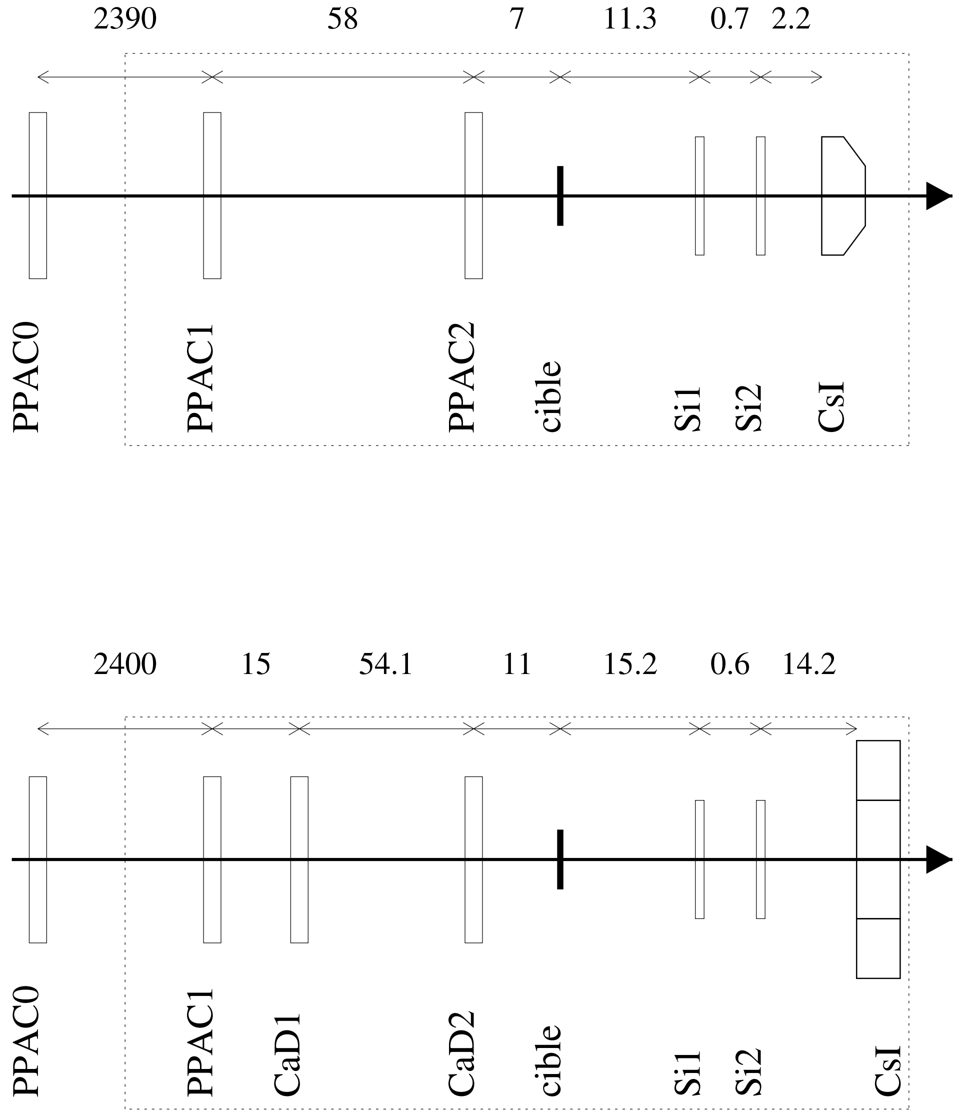

FIG. 3.23 – Géométrie des détecteurs de l'expérience sur le ^{16}B (haut) et de l'expérience sur le ^{13}Be (bas). Les pointillés délimitent la chambre de réaction. Les schémas ne sont pas à l'échelle. Les distances sont en cm.

détecteurs γ. Pour illustrer ce problème, prenons l'exemple de la réaction C(^{14}B,^{12}Be+n)X. Le nombre de coïncidences ^{12}Be-n attendues est de l'ordre du millier. Supposons que pour une certaine fraction des événements, la décroissance du ^{13}Be peuple le premier état excité du ^{12}Be à 2,1 MeV [Ajz90]. Même si l'on couvrait au maximum l'angle solide disponible (2π maximum, le passage du faisceau et des produits de la réaction devant être assuré), l'efficacité totale de détecteurs NaI, par exemple, serait de l'ordre d'1% et le nombre total de photons détectés d'une dizaine pour toute l'expérience !

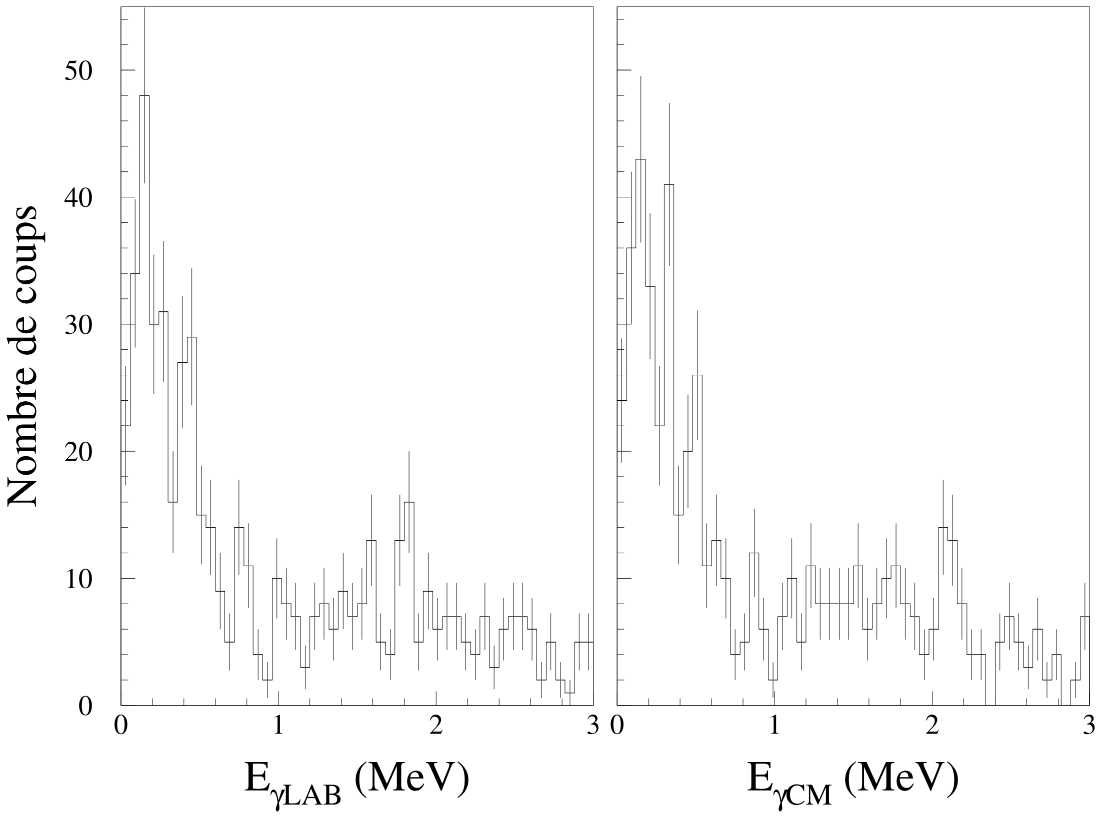

FIG. 3.24 – Spectre en énergie des photons détectés en coïncidence avec un ^{12}Be, brut (à gauche) et corrigé de l'effet Doppler (à droite).

Lors de l'expérience consacrée au ^{13}Be étaient présents dans la chambre de réaction quatre détecteurs NaI placés autour de la cible, utilisés dans l'expérience précédente. Après étalonnage en énergie des cristaux à l'aide de sources radioactives de ^{22}Na et de ^{60}Co, nous avons tenté de construire le spectre en énergie des photons détectés en coïncidence avec un ^{12}Be. Comme nous venons de l'exposer, il est impossible de requérir des triples coïncidences ^{12}Be-γ-n mais les coïncidences ^{12}Be-γ peuvent permettre de calculer une limite supérieure du taux de décroissance du ^{13}Be vers ^{12}Be*+n, comme l'ont fait Chartier et collaborateurs pour la décroissance du ^{10}Li en ^{9}Li*+n [Char01]. L'énergie des photons a été corrigée de l'effet Doppler événement par événement en supposant que les γ sont émis par le ^{12}Be en mouvement :

$$E_{\gamma cm} = E_{\gamma lab} \, \frac{1 - \vec{\beta}.\vec{u}_\gamma}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{3.18}$$

$E_{\gamma cm}$ est l'énergie du photon corrigée et $E_{\gamma lab}$ l'énergie avant correction, $\vec{\beta}$ est la vitesse du ^{12}Be dans le laboratoire et $\vec{u}_\gamma$ le vecteur unitaire de la direction du photon, c'est-à-dire ici de la direction du centre du NaI touché. Les résultats sont présentés à la figure 3.24. Même sans requérir un neutron en coïncidence, la statistique s'avère trop faible (environ 700 événements pour toute l'expérience) pour déterminer un taux de décroissance du ^{13}Be vers le ^{12}Be excité.

3.5 Simulation

Nous avons déjà évoqué à plusieurs reprises des résultats issus de simulation, notamment pour le multidétecteur DéMoN. Il est en fait indispensable de recourir à des codes de simulation, non seulement pour obtenir des grandeurs intrinsèques comme l'efficacité d'un module DéMoN, mais aussi pour interpréter correctement le résultat des mesures. En effet, les dispositifs expérimentaux peuvent être à l'origine d'artefacts susceptibles de fausser notre interprétation des phénomènes. La voie la plus sûre consiste à simuler l'ensemble du dispositif aussi précisément que possible afin de contrôler toutes les distorsions sur les résultats dont il peut être responsable. En outre, la méthode d'extraction des grandeurs d'intérêt pouvant introduire elle-même des biais, les programmes de simulation ont été utilisés pour générer des événements analysés de la même manière que les événements réels.

3.5.1 GEANT

GEANT 3 est un logiciel développé par le CERN dans le but de réaliser des simulations aussi complètes que possibles des expériences de physique à haute énergie, afin d'optimiser les caractéristiques des dispositifs expérimentaux et les programmes d'analyse des données. L'interaction particule-matière y est traitée à l'aide de techniques Monte Carlo. Chaque particule est suivie pas à pas tout au long de sa trajectoire, et toutes les particules secondaires générées par son passage dans les différents milieux sont à leur tour propagées dans tout le dispositif expérimental. À l'aide des librairies de GEANT, l'utilisateur peut facilement décrire la géométrie des détecteurs ainsi que leur composition, et simuler des événements dans le dispositif [Gea87].

Nous avons repris et modifié le programme utilisant GEANT écrit par Labiche pour une expérience de 1997 sur le ^{14}Be [Lab99a], afin de l'adapter aux dispositifs expérimentaux décrits ici, très proches de ceux de 1997. Ce programme très performant, qui tient compte des résolutions en énergie et en position des différents détecteurs, nécessite néanmoins un temps de calcul assez élevé qui nous a poussé à écrire notre propre code de simulation en FORTRAN, décrit ci-dessous.

3.5.2 BELZEBUTH

Le principe est d'exploiter autant que possible les résultats obtenus avec GEANT mais de renoncer au suivi pas à pas des différentes particules. Le programme est donc beaucoup plus simple, ce qui permet d'une part de réduire le temps de calcul mais aussi de percevoir plus facilement les effets géométriques ou physiques sur le résultat des simulations. Ainsi l'interaction entre les neutrons et les modules DéMoN est-elle modélisée très simplement :

1. lorsqu'un neutron est émis, il n'est retenu que si sa trajectoire traverse la face d'entrée d'un des modules ;
2. si le neutron est retenu, on utilise la courbe d'efficacité des modules en fonction de l'énergie du neutron obtenue avec GEANT pour calculer la probabilité que le neutron soit détecté ;
3. un tirage aléatoire selon la méthode de la chaînette permet alors de décider si le neutron a été détecté ou non.

Cet algorithme néglige donc tous les phénomènes de diaphonie et de diffusion sur les matériaux mais les simulations GEANT ont déjà montré qu'ils ne représentaient qu'un faible pourcentage des événements. Par contre, BELZEBUTH prend en compte toutes les résolutions en énergie et en position des détecteurs de faisceau, de DéMoN et du télescope qui ont été déterminées expérimentalement. Notons que le temps de calcul est réduit d'environ un facteur 20.

Nous avons comparé les résultats de GEANT et de BELZEBUTH, afin de nous assurer de la pertinence de notre démarche simplificatrice. Compte tenu de leur importance pour l'interprétation des données, nous présentons ici les résultats obtenus concernant l'efficacité (figure 3.25) et la résolution (figure 3.26) en énergie de décroissance du ^{16}B du dispositif expérimental. On trouvera en annexe A plus de précisions sur les codes de simulation et des résultats supplémentaires.

L'accord entre les deux codes sur l'efficacité en énergie de décroissance du dispositif expérimental est bon même si BELZEBUTH ne reproduit pas complètement la baisse d'efficacité à basse énergie prédite par GEANT. Les simulations réalisées à l'aide de ce dernier montrent que cette perte d'efficacité est due à l'absorption et à la diffusion de neutrons par des éléments de la chambre de réaction ou du télescope, phénomène relativement complexe qui n'a pu être introduit que grossièrement dans BELZEBUTH.

La résolution en énergie est donnée ici pour des énergies de décroissance de 100 et de 1500 keV. BELZEBUTH est évidemment dans l'incapacité de reproduire la traîne en énergie de décroissance prédite par GEANT, déjà observée par Labiche [Lab99a] et due aux événements pour lesquels le neutron n'a pas été détecté dans le premier détecteur touché ou a été diffusé par les structures. Cependant, les deux spectres sont pour le reste presque identiques, avec une largeur voisine de 100 keV (FWHM) à 100 keV et de 370 keV à 1500 keV. La dégradation de la résolution à mesure que l'énergie de décroissance augmente est présentée de façon plus systématique à la figure 3.27. Les deux codes de simulation employés pour le ^{16}B donnent des valeurs presque identiques sur toute la gamme en énergie. Quelle que soit l'expérience considérée, la résolution se dégrade à mesure que l'énergie de décroissance augmente en variant approximativement comme $\sqrt{E_d}$, tout comme le laissait

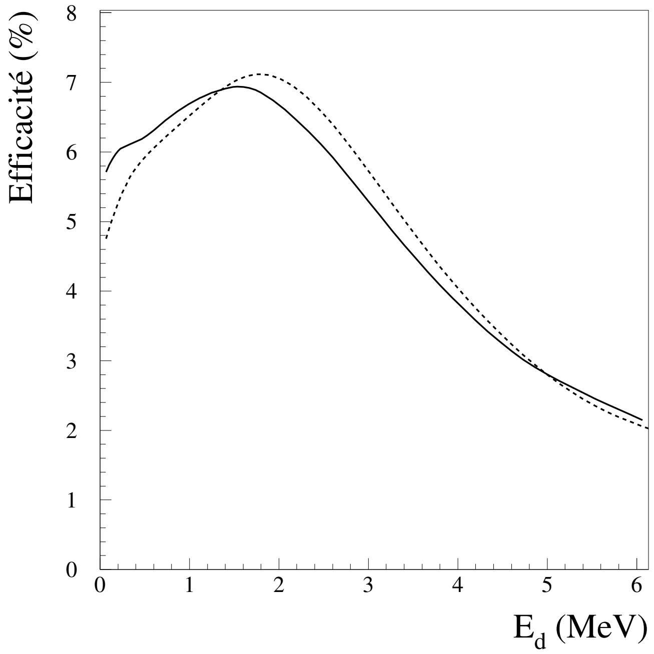

FIG. 3.25 – Efficacité du dispositif expérimental en énergie de décroissance du ^{16}B simulée avec GEANT (trait pointillé) et BELZEBUTH (trait plein).

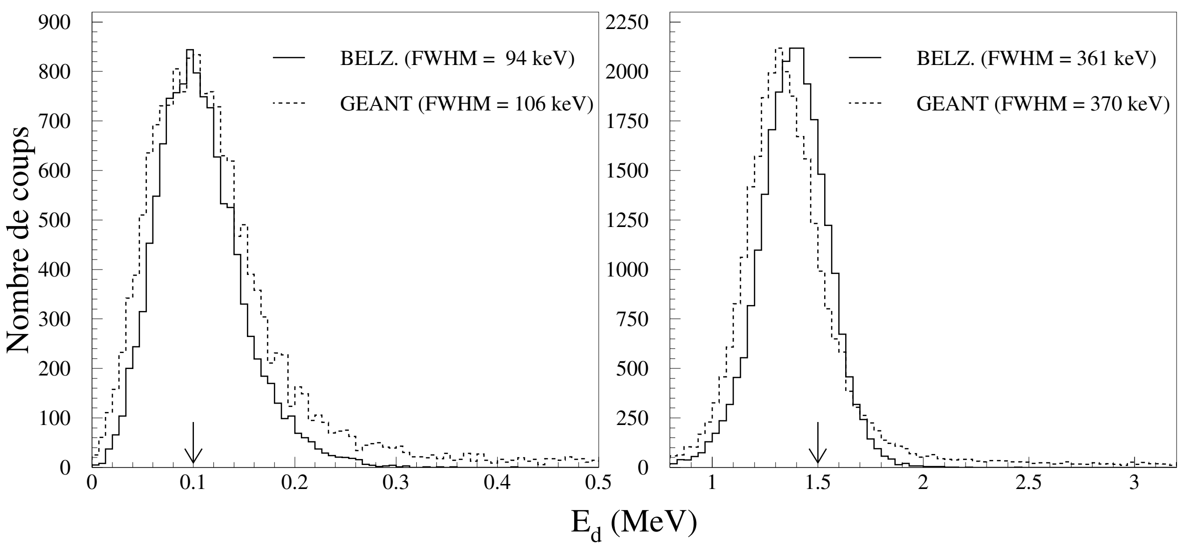

FIG. 3.26 – Résolution du dispositif expérimental pour une énergie de décroissance du ^{16}B de 100 et de 1500 keV, simulée avec GEANT (trait pointillé) et BELZEBUTH (trait plein).

attendre l'expression $E_d = \frac{1}{2}\mu v_{rel}^2$ qui implique une résolution directement proportionnelle à $\sqrt{E_d}$ pourvu que la résolution sur la vitesse relative soit à peu près constante. La résolution plus médiocre du dispositif de la seconde expérience est due en grande partie à la plus grande épaisseur de la cible de carbone (275 mg/cm^2 contre 95 mg/cm^2).

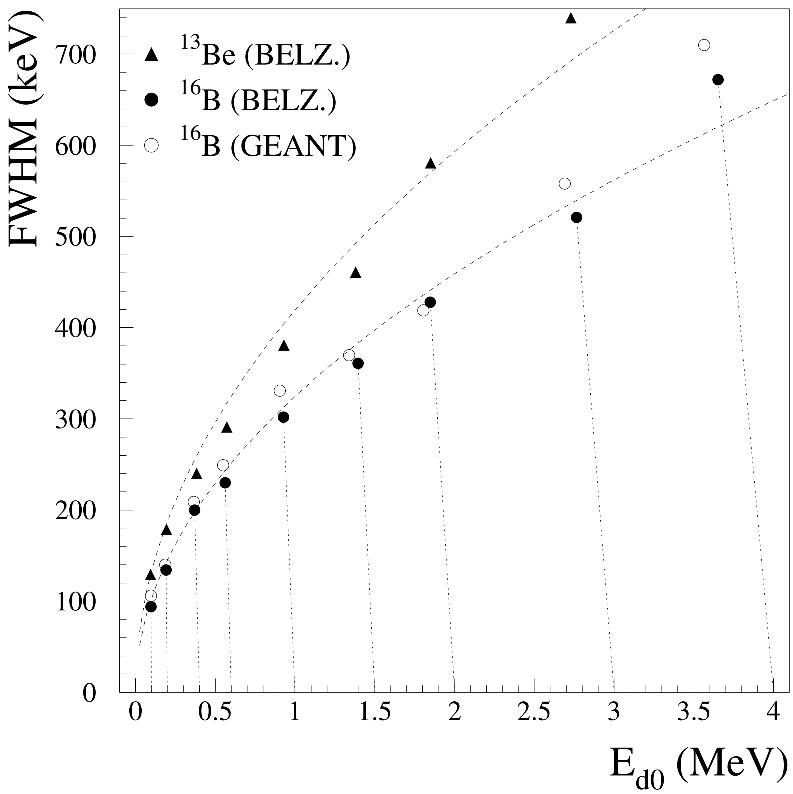

FIG. 3.27 – Résolution en énergie de décroissance des dispositifs expérimentaux. Cercles : expérience sur le ^{16}B (pleins : BELZEBUTH, vides : GEANT) ; triangles : expérience sur le ^{13}Be (BELZEBUTH). Les courbes en trait discontinu correspondent à des ajustements de la forme $y = a\sqrt{x}$ aux résultats de BELZEBUTH ($a(^{16}\mathrm{B})$ = 0,324 MeV$^{1/2}$ et $a(^{13}\mathrm{Be})$ = 0,419 MeV$^{1/2}$). Les droites en pointillé connectent les résultats de BELZEBUTH sur le ^{16}B aux valeurs introduites dans la simulation.

En conclusion, la similitude des résultats de GEANT et de BELZEBUTH concernant l'expérience sur le ^{16}B valide l'emploi de ce dernier et nous permet de profiter des avantages d'un programme rapide et facile à mettre en œuvre. GEANT n'a par conséquent pas du tout été utilisé pour analyser les données de la seconde expérience.

Chapitre 4

Résultats

Ce chapitre présente le résultat de l'étude des coïncidences fragment-neutron survenues lors des deux expériences. Il s'ouvre sur la présentation des différentes réactions étudiées avant de se poursuivre avec l'examen des distributions angulaires des neutrons et des spectres en énergie de décroissance.

4.1 Réactions

En plus des coïncidences ^{15}B-n de la première expérience et ^{12}Be-n de la seconde, deux autres réactions ont été l'objet de notre attention :

- C(^{17}C,^{12}Be+n)X : la détection de neutrons en coïncidence avec le ^{12}Be peut être le signe que des niveaux du ^{13}Be ont été peuplés lors de cette expérience ; une comparaison avec les résultats de l'expérience dédiée à ce noyau s'avère judicieuse ;
- C(^{14}B,^{6}He+n)X : la structure de l'^{7}He à basse énergie d'excitation est relativement bien connue. Les résultats obtenus dans cette voie de réaction permettront donc de tester la validité de notre démarche expérimentale.

La figure 4.1 présente le résultat de la sélection du ^{15}B (première expérience) et du ^{12}Be (seconde expérience) à l'aide de coupures circulaires dans les spectres PId bidimensionnels (cf. figure 3.16). Les spectres sont similaires pour les deux autres réactions. Le nombre d'événements exploitables pour chaque réaction figure dans le tableau 4.1.

Réaction	Nombre d'événements
C(^{17}C,^{15}B+n)X	655
C(^{17}C,^{12}Be+n)X	269
C(^{14}B,^{12}Be+n)X	1955
C(^{14}B,^{6}He+n)X	1307

TAB. 4.1 – Nombre d'événements exploitables.

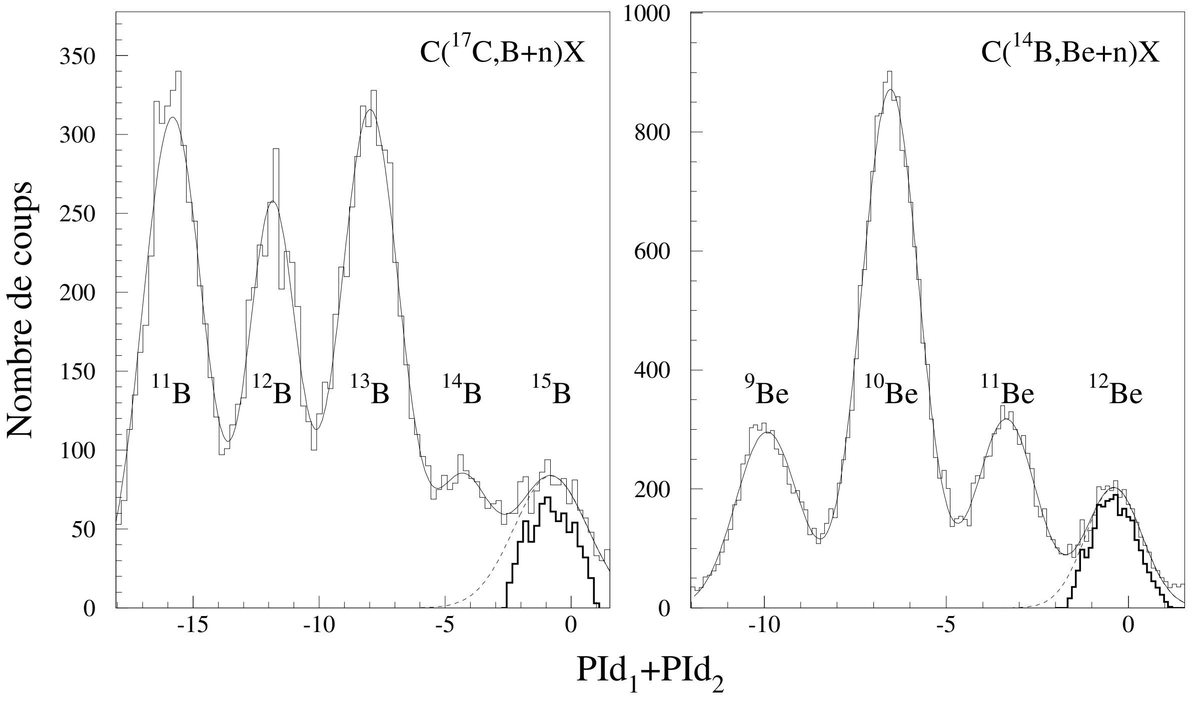

FIG. 4.1 – Sélection des isotopes de B (première expérience) et de Be (seconde expérience). Les courbes en trait plein sont des ajustements gaussiens aux spectres PId_1+PId_2. Les courbes en trait pointillé correspondent aux composantes gaussiennes associées au ^{15}B et au ^{12}Be. Les spectres en trait épais résultent de la sélection bidimensionnelle du ^{15}B et du ^{12}Be.

4.2 Les Neutrons

4.2.1 Spectres en énergie

Comme nous l'avons indiqué au chapitre précédent, parmi les neutrons détectés certains proviennent de la cible mais sont attendus à plus basse énergie que les neutrons du projectile. La figure 4.2 présente le spectre en énergie des neutrons retenus pour l'analyse des quatre voies de réaction. Les quatre spectres sont centrés aux environs de l'énergie faisceau, ce qui semble indiquer que les neutrons proviennent bien du projectile et non de la cible. De surcroît, des coupures en énergie différentes (de 20 à 35 MeV) laissent les autres observables (distributions angulaires, énergie de décroissance...) inchangées, ce qui montre que la contribution de la cible est correctement éliminée par une énergie de coupure de 15 MeV.

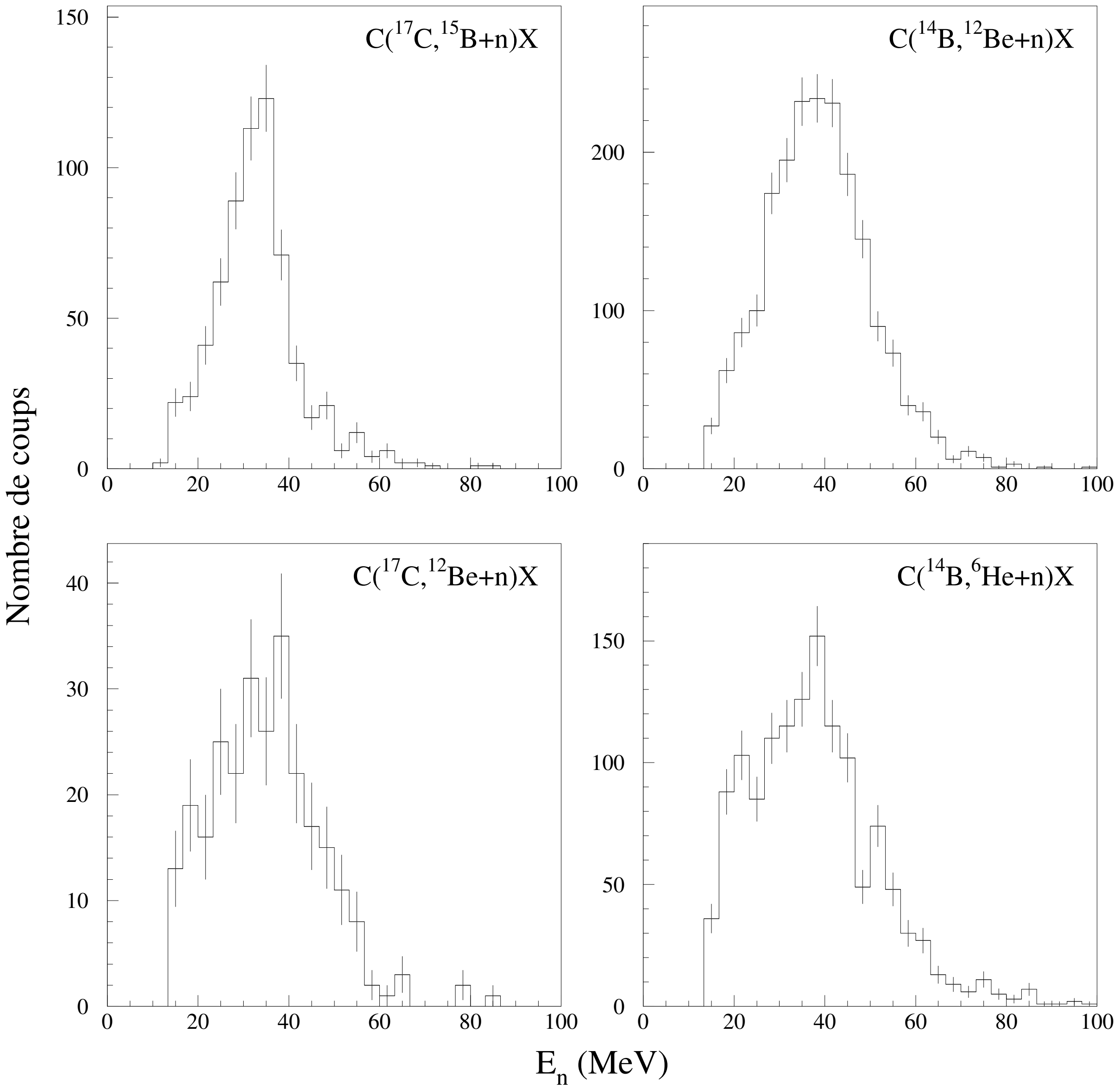

FIG. 4.2 – Spectres en énergie des neutrons détectés en coïncidence avec les différents fragments chargés.

4.2.2 Distributions angulaires

La distribution angulaire des neutrons détectés dans DéMoN en coïncidence avec un fragment dans le télescope constitue la première source d'information sur la voie de réaction observée. Elle conduit directement à la section efficace angulaire des neutrons par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \mathcal{K}\frac{dN}{d\Omega} \tag{4.1}$$

où $\frac{dN}{d\Omega}$ est la distribution angulaire des neutrons, corrigée de l'efficacité intrinsèque des modules DéMoN. Le coefficient $\mathcal{K}$ vaut :

$$\mathcal{K} = \frac{Mc_1c_2}{N_i\mathcal{N}_A\rho x} \tag{4.2}$$

M est la masse molaire du carbone, N_i le nombre de noyaux incidents (détectés dans le télescope), $\mathcal{N}_A$ le nombre d'Avogadro, ρ la masse volumique de la cible et x son épaisseur. Le coefficient c_1 permet de tenir compte de la baisse de la statistique produite par la sélection des fragments exposée dans le chapitre précédent. L'efficacité des plaques parallèles (ou des chambres à dérive) est prise en compte par l'intermédiaire du coefficient c_2. Le tableau 4.2 regroupe les valeurs des différents coefficients ; les incertitudes associées sont essentiellement d'origine statistique ou liées à des difficultés expérimentales. Les sections efficaces angulaires obtenues pour les neutrons détectés en coïncidence avec les fragments ^{15}B et ^{12}Be de l'expérience 1 et ^{12}Be et ^{6}He de l'expérience 2, présentées à la figure 4.3, ont été obtenues en groupant les modules DéMoN d'angles voisins afin d'obtenir des points dotés d'une meilleure statistique. Le souci d'épouser au mieux la forme des distributions a conditionné le choix de la courbe figurant sur chaque graphe : lorentzienne+gaussienne pour les données issues de la première expérience, gaussienne pour la voie C(^{14}B,^{12}Be+n)X et lorentzienne pour la voie C(^{14}B,^{6}He+n)X.

Faisceau	^{17}C		^{14}B	
N_i	$(699{,}37 \pm 0{,}03)10^6$		$(615 \pm 57)10^6$	
c_2	$1{,}158 \pm 0{,}002$		$1{,}40 \pm 0{,}05$	
Fragment	^{15}B	^{12}Be	^{12}Be	^{6}He
c_1	$1{,}93 \pm 0{,}24$	$2{,}56 \pm 0{,}31$	$1{,}30 \pm 0{,}05$	$1{,}06 \pm 0{,}04$
$\mathcal{K}$ (mb/coup)	$(6{,}7 \pm 0{,}8)10^{-4}$	$(8{,}9 \pm 1{,}1)10^{-4}$	$(2{,}1 \pm 0{,}2)10^{-4}$	$(1{,}7 \pm 0{,}2)10^{-4}$

TAB. 4.2 – Calcul de $\mathcal{K}$

L'étroitesse de la distribution angulaire des neutrons en coïncidence avec le ^{15}B est remarquable ($\theta_{1/2} \approx 2{,}2°$). Elle nous permet déjà d'anticiper sur la forme du spectre en énergie de décroissance correspondant : la statistique devrait être concentrée principalement à très basse énergie. De même, pour la seconde expérience, une distribution angulaire des neutrons plus large pour le ^{12}Be que pour le ^{6}He laisse penser que le spectre en énergie de décroissance sera plus étalé pour le premier. L'interprétation de la distribution angulaire des neutrons pour le ^{12}Be de la première expérience pose plus de problèmes. À première vue, la distribution est assez étroite ($\theta_{1/2} \approx 3{,}4°$) mais ce constat ne repose que sur le premier point de la distribution (ce point ôté de l'analyse, un ajustement gaussien ou lorentzien donne une largeur à mi-hauteur d'environ 10°). La grande incertitude associée à ce point nous empêche donc de tirer quelque conclusion à partir de la forme de cette distribution angulaire.

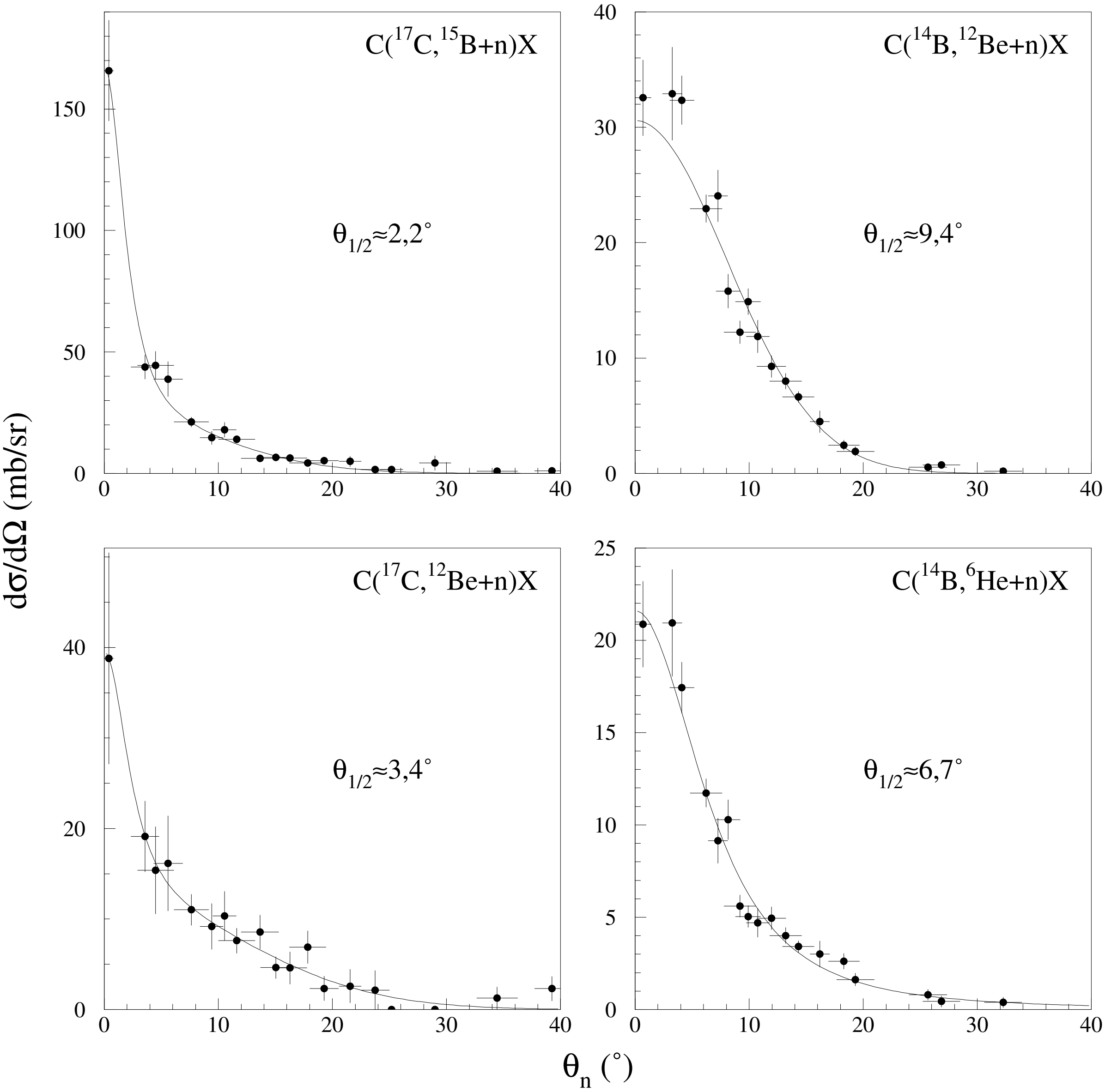

FIG. 4.3 – Sections efficaces angulaires des neutrons en coïncidence avec le ^{15}B et le ^{12}Be de la première expérience (à gauche) et le ^{12}Be et l'^{6}He de la seconde (à droite). Les barres d'erreur ne prennent pas en compte l'incertitude sur $\mathcal{K}$. L'angle noté $\theta_{1/2}$ correspond à la largeur à mi-hauteur des courbes ajustées aux données.

Ces sections efficaces angulaires nous donnent également accès aux sections efficaces totales correspondantes :

$$\sigma_n = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = 2\pi\mathcal{K} \int_{\theta=0}^{40^\circ} \frac{dN}{d\Omega} \sin\theta d\theta \qquad (4.3)$$

Nous avons réalisé ce calcul de deux façons différentes :

1. à partir de la somme des points de la distribution angulaire ;
2. en intégrant sur l'angle solide la fonction utilisée pour ajuster les distributions angulaires.

La première méthode est plus directe mais donne des résultats sur lesquels toute distorsion de la distribution angulaire est directement répercutée. Or, l'examen des distributions angulaires de neutrons en coïncidence avec certains fragments révèle que de telles distorsions dues au dispositif expérimental lui-même existent (cf. annexe A). La seconde méthode permet de s'affranchir dans une certaine mesure des points anormaux de la distribution angulaire puisqu'elle repose sur un ajustement par une courbe ; la forme en est cependant relativement arbitraire, ce qui peut constituer une source d'erreur. Le résultat de ces calculs figure dans le tableau 4.3. L'incertitude provient pour une part de celle de $\mathcal{K}$ et d'autre part des incertitudes sur les points expérimentaux pour la première méthode, et des incertitudes sur les paramètres de la fonction qui résultent de l'ajustement pour la seconde.

Réaction	$\sigma_n^{(1)}$ (mb)	$\sigma_n^{(2)}$ (mb)
C(^{17}C,^{15}B+n)X	5,7 ± 2,1	5,5 ± 1,4
C(^{17}C,^{12}Be+n)X	3,4 ± 1,3	3,7 ± 1,3
C(^{14}B,^{12}Be+n)X	4,1 ± 1,4	3,7 ± 0,5
C(^{14}B,^{6}He+n)X	2,4 ± 0,8	2,5 ± 0,3

Tab. 4.3 – Sections efficaces calculées à partir des sections efficaces angulaires à l'aide de la première méthode ($\sigma_n^{(1)}$) et de la seconde ($\sigma_n^{(2)}$) ; voir texte.

Quelle que soit la voie de réaction, les deux méthodes donnent des sections efficaces compatibles mais dont les incertitudes sont élevées. La section efficace de C(^{17}C,^{15}B+n)X est comparable à celle obtenue à plus haute énergie (52 MeV/nucléon) par Kryger et collaborateurs (4,4 ± 0,3 mb) pour la réaction C(^{17}C,^{15}B)X [Kry96], ce qui confirme la validité de nos calculs. D'autre part, la remarquable similitude des sections efficaces ^{12}Be+n pour les projectiles ^{17}C et ^{14}B nous amène à penser que les mécanismes de réaction sont peut-être similaires : dans les deux cas, perte d'une particule, un proton pour la réaction C(^{14}B,^{12}Be+n)X et un α pour la réaction C(^{17}C,^{12}Be+n)X.

4.3 Énergie de décroissance

4.3.1 Spectres bruts

Avant d'en venir à l'énergie de décroissance, il n'est pas inutile d'examiner les spectres en vitesse relative neutron-fragment. En effet, les distributions doivent être à peu près centrées en zéro, un écart important pouvant être le signe d'une sous(sur)-estimation systématique de la vitesse d'un des deux protagonistes. Ces distributions permettent donc de tester les procédures d'étalonnage. Comme on peut le voir sur la figure 4.4, les distributions obtenues

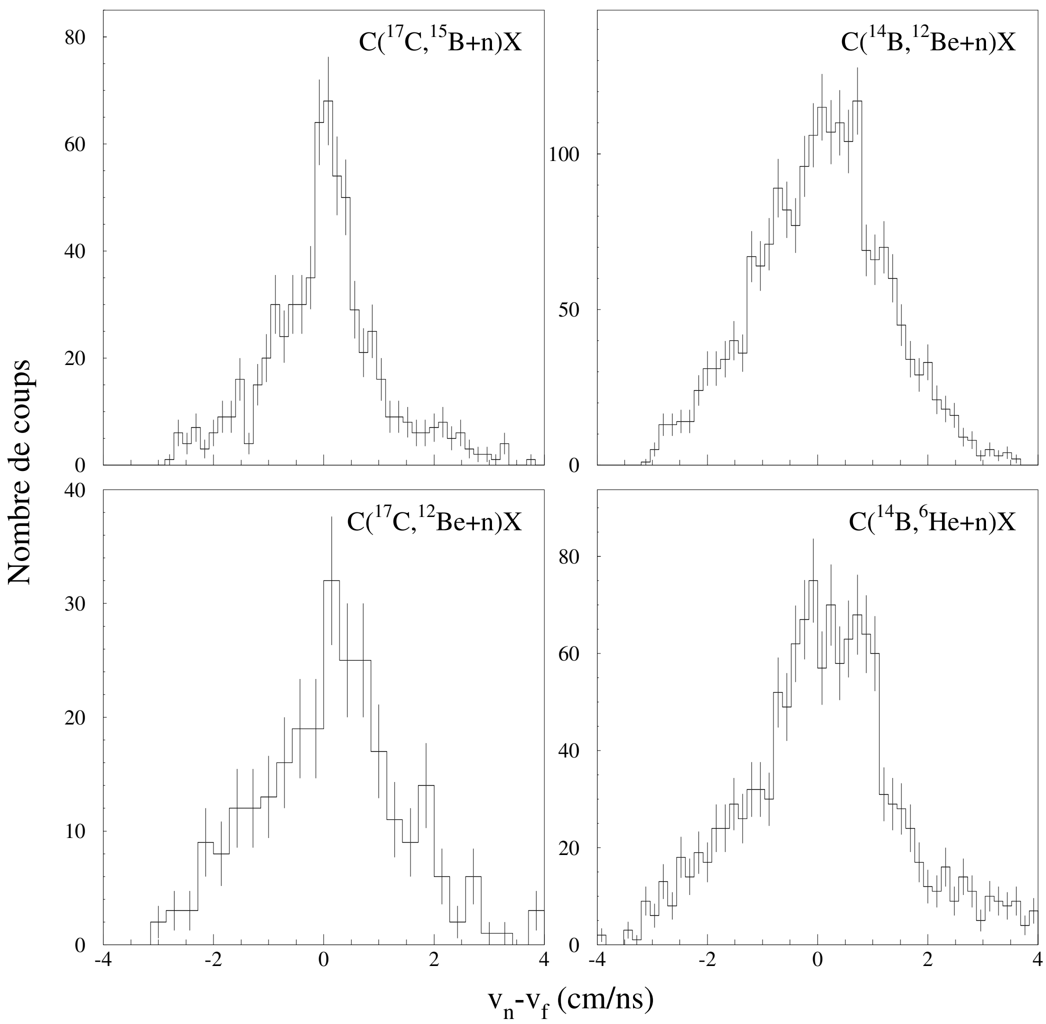

FIG. 4.4 – Spectres en vitesse relative ^{15}B-n et ^{12}Be-n de la première expérience et ^{12}Be-n et ^{6}He-n de la seconde. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

pour les quatre voies de réaction d'intérêt ne présentent pas de décalage majeur par rapport à zéro, les résultats de l'étalonnage de DéMoN et du télescope sont donc cohérents.

Le spectre en énergie de décroissance constitue la pierre angulaire de notre étude. Dans un premier temps, nous présentons à la figure 4.5 les résultats obtenus à partir de la reconstruction de la cinématique (cf. 3.4) de chaque événement de chacune des quatre voies de réaction étudiées. Ces spectres sont bruts, c'est-à-dire que l'efficacité du dispositif expérimental n'est pas prise en compte.

Les quatre spectres arborent des structures clairement discernables. À l'étroitesse de la distribution angulaire des neutrons en coïncidence avec le ^{15}B répond un pic en énergie de décroissance très près du seuil ^{15}B+n (environ 100 keV) et très étroit (FWHM $\approx$ 200 keV)

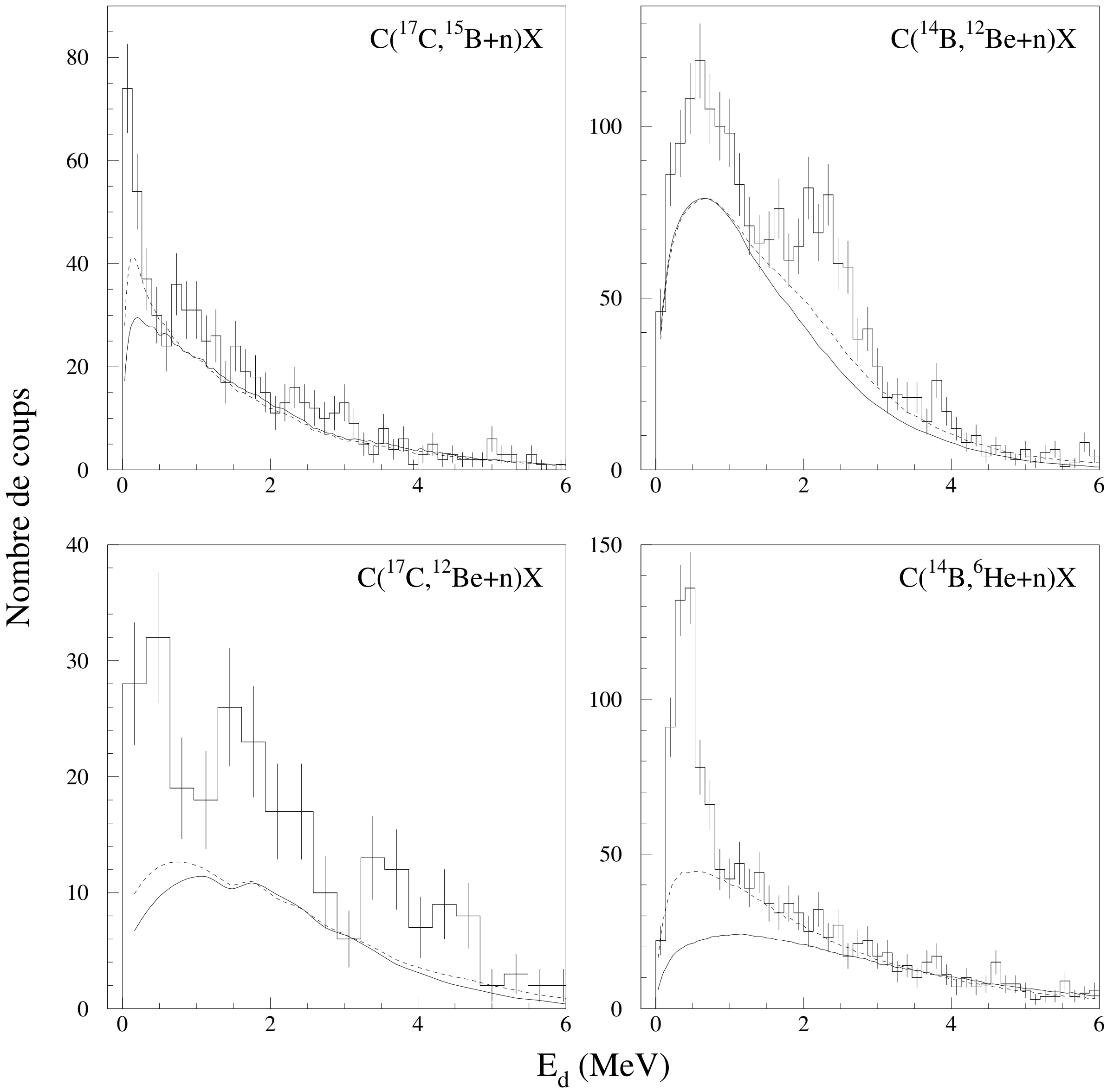

FIG. 4.5 – Spectres en énergie de décroissance ^{15}B-n et ^{12}Be-n de la première expérience et ^{12}Be-n et ^{6}He-n de la seconde. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique. Les courbes en traits plein et pointillé correspondent à un mélange d'événements (voir texte).

qui pourrait correspondre à un état résonant dans le ^{16}B. Au-delà de 500 keV, le spectre semble présenter quelque structure sans qu'il soit possible d'en dire plus, tant la statistique est réduite. La forme du spectre ^{6}He-n est elle aussi marquée par un pic très net centré à environ 500 keV du seuil ^{6}He+n, vraisemblablement dû au peuplement de la résonance bien connue de l'^{7}He (E_0 = 440 keV, Γ = 160 keV). Une simulation montrera que les données présentées ici sont bien reproduites si l'on fait une telle hypothèse, confirmant l'aptitude de notre dispositif expérimental à détecter de tels états près du seuil d'émission neutronique et jusque 2 à 3 MeV au-delà. Les deux spectres ^{12}Be-n sont beaucoup plus étalés et sont remarquablement similaires, même si la statistique de la voie C(^{17}C,^{12}Be+n)X est très faible. Dans les deux cas, on peut discerner au moins deux structures :

- l'un, aux environs de 2 MeV, correspond peut-être à une résonance du ^{13}Be déjà observée dans les expériences précédentes ($5/2^+$ d'après [Ost92]) ;
- l'autre, vers 600-700 keV pourrait être le fondamental de ce noyau.

Après avoir constaté que les spectres en énergie comportaient des structures bien définies, il reste à comprendre les effets de l'acceptance et de la résolution des différents détecteurs et à déterminer les distorsions susceptibles de figurer dans ces spectres. Pour ce faire, nous allons d'une part calculer l'efficacité de détection de ce dispositif en fonction de l'énergie de décroissance et discuter d'autre part les spectres en énergie de décroissance obtenus en mélangeant les événements.

4.3.2 Efficacité du dispositif expérimental

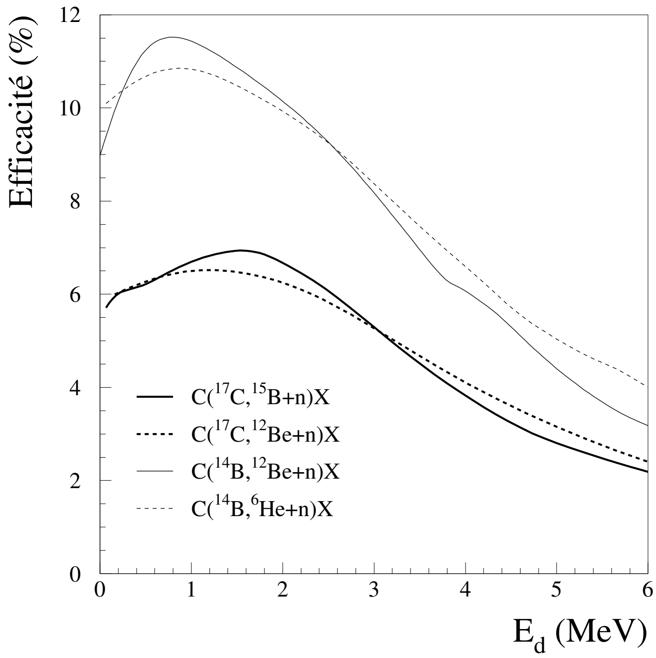

FIG. 4.6 – Efficacité en énergie de décroissance pour le ^{16}B et le ^{13}Be (expérience 1), pour le ^{13}Be et l'^{7}He (expérience 2).

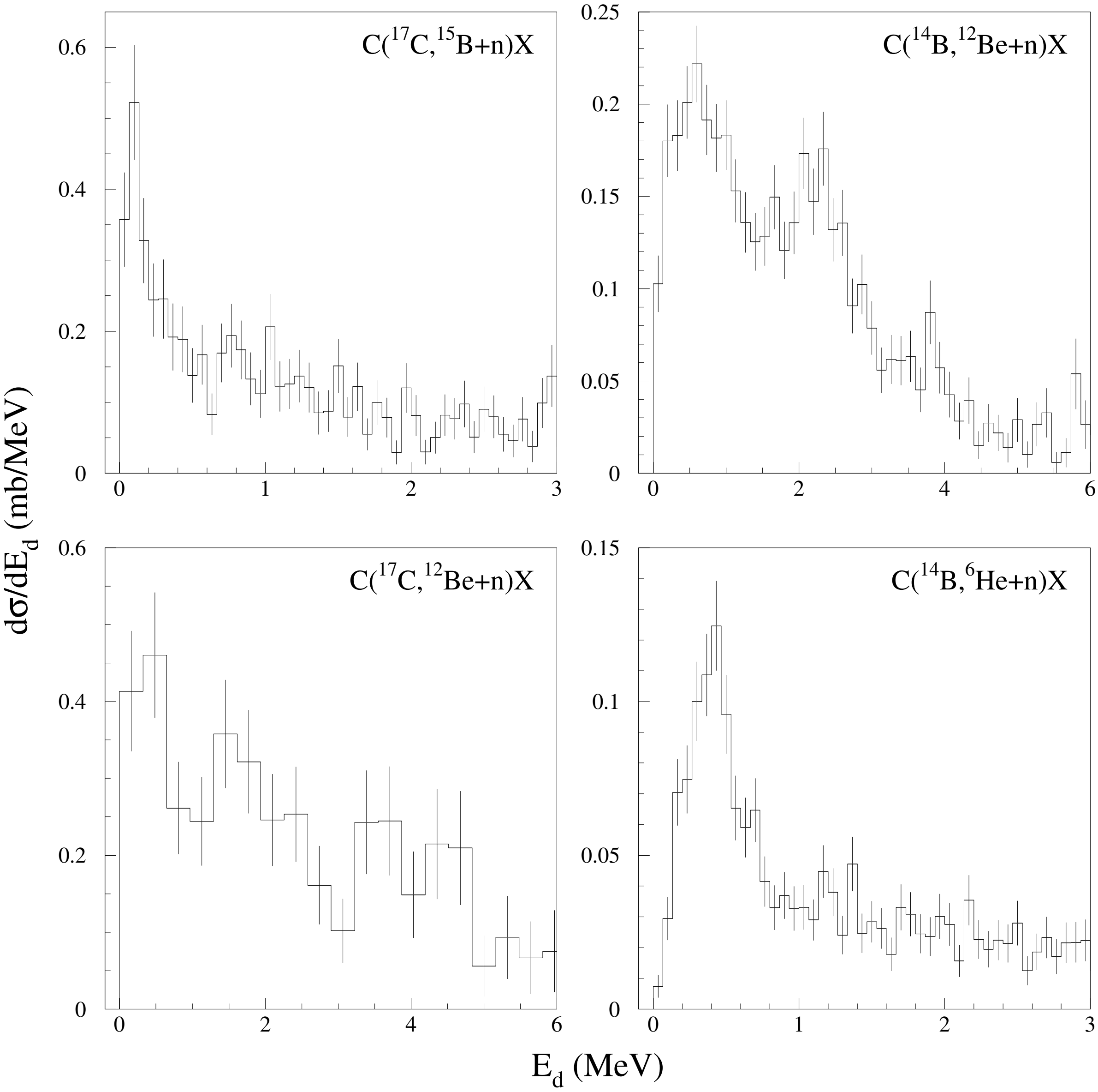

FIG. 4.7 – Sections efficaces différentielles en énergie de décroissance ^{15}B-n et ^{12}Be-n de la première expérience et ^{12}Be-n et ^{6}He-n de la seconde. Les barres d'erreur ne tiennent pas compte de l'incertitude sur $\mathcal{K}$.

La figure 4.6 présente l'efficacité du dispositif expérimental pour chaque voie de réaction, obtenue avec BELZEBUTH. La simulation tient compte des résolutions et de l'efficacité de tous les détecteurs et est réalisée en deux temps (cf. annexe) :

- L'énergie de décroissance est tirée aléatoirement sur une distribution plate entre 0 et 10 MeV ;

- La masse invariante est reconstruite événement par événement de la même manière que pour les données expérimentales (cf. section 3.4) ; le quotient de la distribution obtenue par la distribution initiale fournit l'efficacité de l'ensemble du dispositif expérimental.

La différence d'efficacité entre la première et la seconde expérience s'explique principalement par un angle solide couvert par DéMoN plus grand lors de la seconde expérience. Dans tous les cas, l'amplitude des variations d'efficacité jusque 2-3 MeV est trop faible pour attribuer à des artefacts les structures observées sur les différents spectres en énergie. Nous pouvons le constater en calculant la section efficace différentielle en énergie, qui fait intervenir cette efficacité :

$$\frac{d\sigma}{dE_d} = \frac{\mathcal{K}}{\varepsilon(E_d)} \frac{dN}{dE_d} \tag{4.4}$$

où $\varepsilon(E_d)$ est l'efficacité en énergie de décroissance du dispositif expérimental. La forme de la distribution est évidemment peu fiable loin du seuil, compte tenu du peu d'événements présents dans le spectre. Comme attendu, les spectres obtenus (figure 4.7) n'ont pas une allure très différente de celle des spectres bruts et confirment l'existence de structures à certaines énergies.

Réaction	$\sigma_n^{(3)}$ (mb)
C(^{17}C,^{15}B+n)X	7,3 ± 0,9
C(^{17}C,^{12}Be+n)X	4,1 ± 0,6
C(^{14}B,^{12}Be+n)X	4,2 ± 0,4
C(^{14}B,^{6}He+n)X	2,5 ± 0,3

TAB. 4.4 – Sections efficaces calculées à partir des sections efficaces différentielles en énergie. Les incertitudes ne tiennent pas compte de l'incertitude sur le résultat des simulations d'efficacité.

La section efficace en énergie nous permet d'évaluer une nouvelle fois la section efficace totale :

$$\sigma_n = \int \frac{d\sigma}{dE_d} dE_d = \mathcal{K} \int_{E_d=0}^{6MeV} \frac{1}{\varepsilon(E_d)} \frac{dN}{dE_d} dE_d \tag{4.5}$$

où $\mathcal{K}$ est le coefficient du tableau 4.2. Nous avons fixé la borne supérieure d'intégration à 6 MeV, la valeur de la section efficace différentielle en énergie n'étant guère fiable au-delà, compte tenu d'une statistique et d'une efficacité faibles. Les résultats de ce troisième calcul figurent dans le tableau 4.4. Les sections efficaces obtenues sont légèrement plus élevées que celles calculées à partir des distributions angulaires des neutrons (tableau 4.3), en particulier pour le ^{16}B : c'est la manifestation de l'absorption des neutrons par la chambre de réaction – qui n'est prise en compte que dans ce troisième calcul via l'efficacité simulée du dispositif expérimental (cf. annexe A). La quasi-totalité des événements ^{15}B-n étant concentrée à basse énergie et à petit angle pour les neutrons, le spectre en énergie de décroissance du ^{16}B est naturellement le plus affecté par ce phénomène.

4.3.3 Mélange d'événements

Jusqu'ici, nous n'avons pas discuté l'allure des courbes que nous avons superposées aux spectres en énergie de décroissance bruts. Celles-ci ont été obtenues par mélange d'événements. Cette technique consiste à construire un fond en calculant l'énergie de décroissance de couples neutron-fragment virtuels, c'est-à-dire à partir d'un neutron et d'un fragment tous deux détectés mais pas au cours du même événement. On espère ainsi s'affranchir des corrélations entre neutron et fragment, tout en prenant en compte l'acceptance du dispositif expérimental [Zaj84]. Le fond ainsi construit donne donc accès à la forme qu'aurait la distribution en énergie de décroissance expérimentale s'il n'y avait pas d'interactions dans l'état final, voire des résonances, dans le système fragment-neutron.

Pour chaque voie de réaction, à partir de λ paires réelles neutron-fragment, nous avons créé $\Lambda = 1000\lambda$ paires virtuelles, le neutron et le fragment composant chaque paire étant choisis aléatoirement. Le résultat d'un tel mélange est représenté par les courbes en trait pointillé de la figure 4.5 ; le grand nombre de paires utilisées limite les fluctuations statistiques et est responsable de l'aspect lisse de ces courbes. Dans chacun des cas, spectre brut et fond combinatoire ont des formes très différentes, ce qui confirme que les structures présentes dans les spectres en énergie de décroissance ne sont dues ni à des effets de détection ni au peuplement uniforme de l'espace de phase à deux particules.

Malheureusement, le fond ainsi construit peut comporter des corrélations résiduelles, notamment si l'échantillon de départ est fortement corrélé [Zaj84]. Afin de s'en affranchir, nous recourons ici à une technique de mélange itératif développée par notre groupe pour calculer des fonctions de corrélation entre les deux neutrons émis lors de la dissociation de noyaux à halo borroméens [Mar00b, Mar03]. Il est en effet possible de construire un fond complètement décorrélé à condition que chaque paire virtuelle entrant dans sa composition ait un poids inversement proportionnel aux corrélations moyennes du neutron de la paire avec les fragments de toutes les paires virtuelles et à celle du fragment avec tous les autres neutrons. Le calcul de ces poids nécessite la connaissance de la fonction de corrélation C, dépourvue de corrélations résiduelles, alors que nous n'avons accès direct qu'à une fonction de corrélation construite avec un fond dont on cherche justement à supprimer les corrélations résiduelles :

$$C^{(0)}(E_d) = \frac{N_{exp}(E_d)}{N^{(0)}_{mix}(E_d)} \tag{4.6}$$

où $N_{exp}(E_d)$ est la distribution en énergie de décroissance et $N^{(0)}_{mix}(E_d)$ la distribution en énergie de décroissance des événements mélangés. Le processus de calcul ne peut donc être qu'itératif. Ainsi, à partir de $C^{(0)}$, on calcule le poids d'une paire virtuelle composée d'un neutron i et d'un fragment j par :

$$w^{(1)}_{ij} = \frac{1}{\langle C^{(0)}_i \rangle \langle C^{(0)}_j \rangle} \tag{4.7}$$

où :

$$\langle C^{(0)}_i \rangle = \frac{1}{\Lambda} \sum_{k=1}^{\Lambda} C^{(0)}(E_d[i,k]) \tag{4.8}$$

$E_d[i,k]$ désignant l'énergie relative entre le neutron i et le fragment k. Ainsi, à l'ordre ν, on calcule d'abord le poids des paires virtuelles par :

$$w_{ij}^{(\nu)} = \frac{1}{\langle C_i^{(\nu-1)} \rangle \langle C_j^{(\nu-1)} \rangle} \tag{4.9}$$

ce qui permet de construire le fond $N_{mix}^{(\nu)}(E_d)$ et par conséquent la fonction de corrélation $C^{(\nu)}(E_d) = N_{exp}(E_d)/N_{mix}^{(\nu)}(E_d)$.

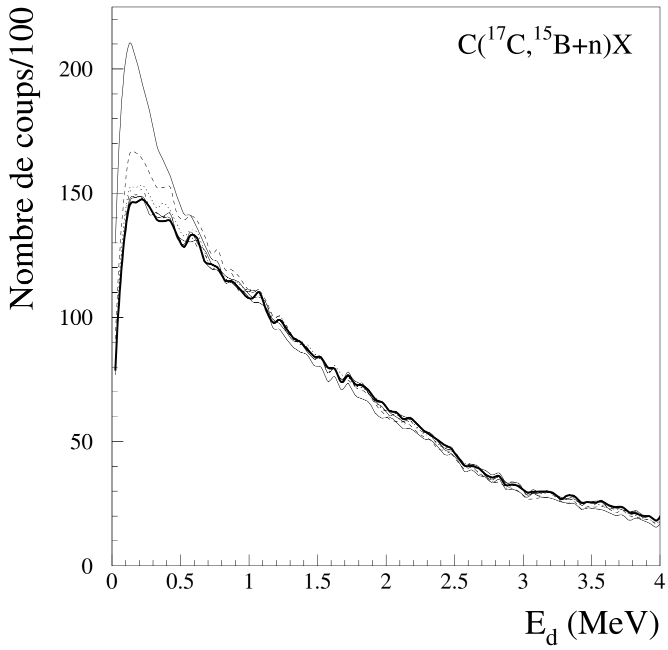

FIG. 4.8 – Spectre en énergie de décroissance d'événements ^{15}B+n mélangés après 0 (trait continu mince), 4, 9, 14, 19, 29 et 44 (trait continu épais) itérations. Le spectre en énergie de décroissance converge rapidement vers une forme stable.

En pratique, le calcul converge rapidement. Ainsi, dans le cas du ^{16}B (figure 4.8), la forme du fond évolue peu après une quinzaine d'itérations. Pour ce noyau, le mélange a pour effet principal de diminuer la contribution du fond dans la plage d'énergie 0-700 keV. En fait, si l'on se reporte à la figure 4.5 où le résultat des mélanges itératifs est matérialisé par une ligne continue sur chaque spectre, on peut constater que cette région abrite la plus forte concentration d'événements, sous la forme d'un pic que nous avons attribué au ^{16}B. C'est donc dans cette zone que les corrélations résiduelles entre neutrons et fragments étaient les plus importantes. Dans le cas de l'^{7}He, les itérations font également diminuer le fond sous le pic attribué à une résonance et révèlent de surcroît un épaulement entre 1 et 2 MeV qui pourrait être le signe d'un premier état excité, récemment mis en évidence [Mei02]. Notons que les fonds combinatoires de la figure 4.5 ont été normalisés en les ajustant aux données dans la région de haute énergie de décroissance.

Cette technique fournit donc des résultats cohérents : la convergence du calcul conduit à une diminution du fond, donc des corrélations résiduelles, là où elles sont vraisemblablement les plus importantes. Par contre, dans le cas des réactions conduisant au ^{13}Be, l'effet du processus itératif sur la forme du fond est quasi inexistant, ce qui signifie que les corrélations disparaissent dès le premier mélange. En fait, les distributions en énergie de décroissance sont assez larges et beaucoup moins piquées que celles du ^{16}B et de l'^{7}He, et par conséquent moins propices aux corrélations résiduelles. En résumé, les résultats du mélange itératif ne remettent pas en cause nos conclusions sur le ^{13}Be, les renforcent pour le ^{16}B et l'^{7}He en augmentant le rapport signal/bruit du pic à basse énergie et semblent même révéler dans le spectre de ce dernier une structure supplémentaire qu'un mélange d'événements simple (trait pointillé de la figure 4.5) ne permettait pas de soupçonner.

4.3.4 Moments transverse et parallèle

La détection conjointe du fragment et du neutron nous permet également de reconstruire les distributions en moments transverse et parallèle associés aux systèmes ^{15}B+n,^{12}Be+n et ^{6}He+n. Les figures 4.9 et 4.10 montrent respectivement les distributions en p_x et p_z (z est orienté selon le sens et la direction du faisceau et le trièdre est direct). Pour les réactions C(^{17}C,^{15}B+n)X et C(^{14}B,^{12}Be+n)X, la grande largeur des distributions obtenues est compatible avec le scénario d'un ^{16}B ou d'un ^{13}Be formé après que le projectile ait perdu un proton fortement lié (L'énergie de séparation du dernier proton est d'environ 23 MeV dans le ^{17}C et de 17 MeV dans le ^{14}B). En outre, il convient de noter que la distribution en moment p_x de l'^{7}He comporte deux pics qui reflètent le fort peuplement de la résonance à 440 keV.

4.3.5 L'^{7}He

Comme nous l'avons déjà évoqué, la structure de l'^{7}He est bien connue, au moins à basse énergie. L'étude des coïncidences ^{6}He-n survenues lors de l'expérience consacrée au ^{13}Be peut donc servir de "test". Le tableau 4.5 regroupe les principales données sur les résonances à basse énergie dans ce système. De notre côté, le spectre obtenu présente un pic vers 500 keV qu'il est tentant d'attribuer au fondamental de l'^{7}He. En outre, la forme du fond obtenue par mélange itératif des événements laisse penser que l'épaulement dans le spectre en énergie pourrait être dû au premier état excité (E_r=1 MeV et Γ_0=0,75 MeV [Mei02]).

Nous avons donc utilisé BELZEBUTH pour générer des événements correspondant à la décroissance de chacune des ces deux résonances. Dans un premier temps, nous ne tenons pas compte de la structure du projectile (^{14}B) de la réaction menant à l'^{7}He[1]. La distribution en énergie de décroissance est modélisée par une distribution de Breit-Wigner

1. Nous verrons au chapitre 5 que si une résonance est assez étroite, la structure du projectile n'a pas d'importance.

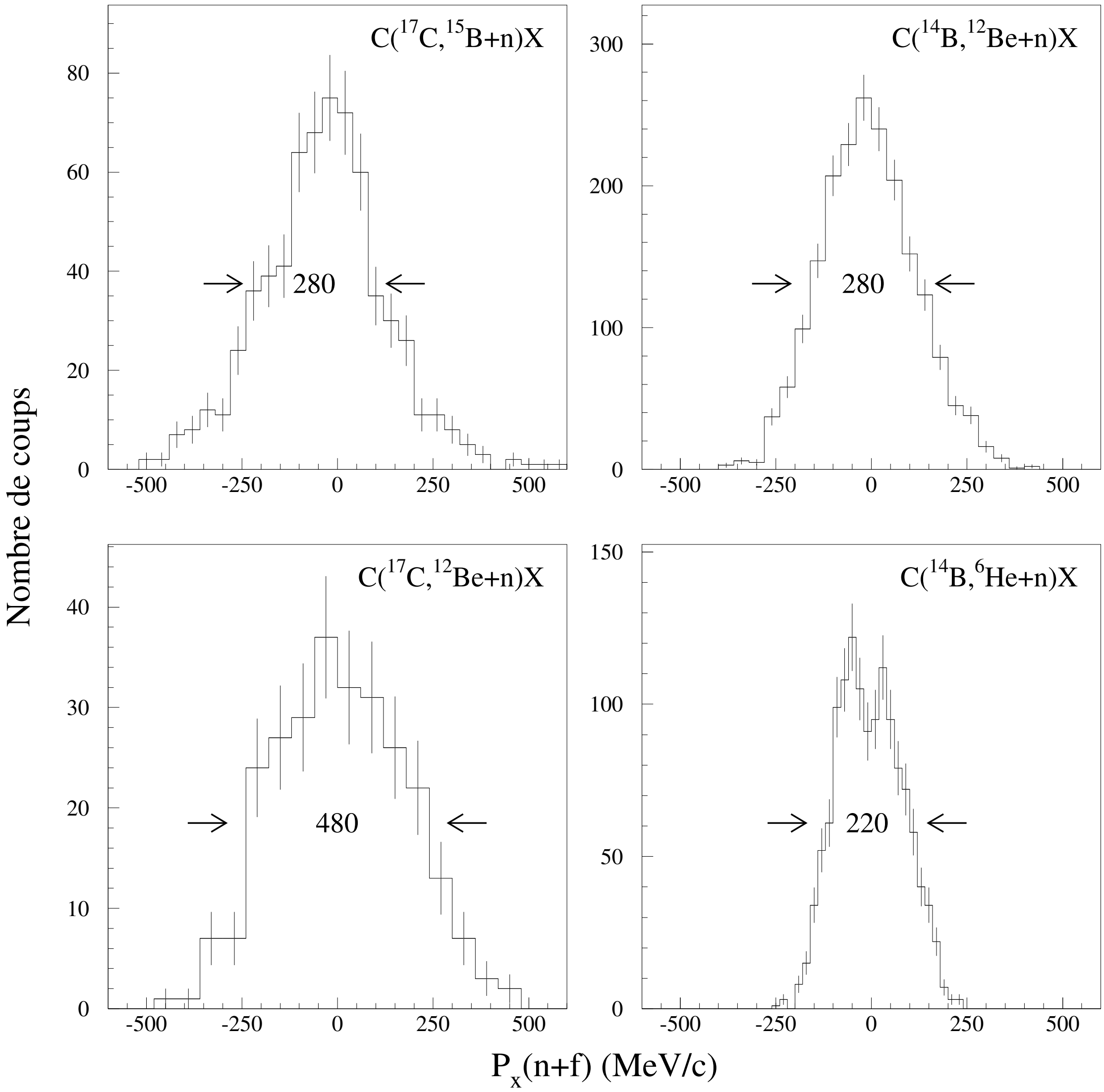

FIG. 4.9 – Distributions en impulsion P_x des ^{16}B, ^{13}Be et ^{7}He reconstruits à partir des impulsions du neutron et du fragment. La valeur entre flèches indique la largeur à mi-hauteur de la distribution en MeV/c.

[Nic80] :

$$\frac{d\sigma}{dE_d} = \sigma_0 \frac{\Gamma(E_d)}{(E_d - E_r)^2 + (\Gamma(E_d)/2)^2} \tag{4.10}$$

Pour une onde p (ℓ=1), $\Gamma(E_d)$ est donné par :

$$\Gamma(E_d) = \Gamma_0 \left(\frac{E_d}{E_r}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{2E_r}{E_r + E_d} \frac{1 + 2\mu E_r R^2/\hbar^2}{1 + 2\mu E_d R^2/\hbar^2} \tag{4.11}$$

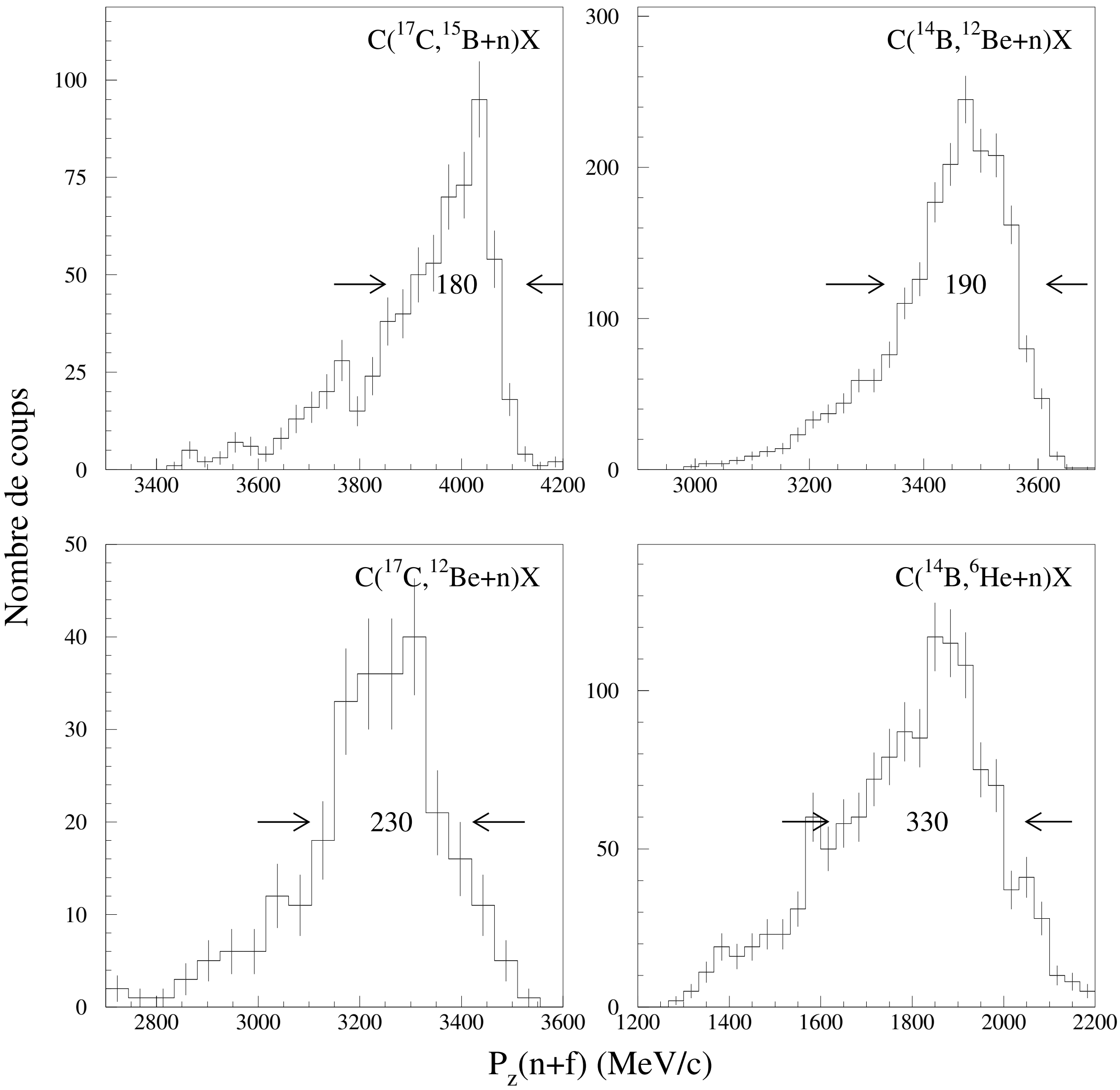

FIG. 4.10 – Distributions en impulsion parallèle des ^{16}B, ^{13}Be et ^{7}He reconstruits à partir des impulsions du neutron et du fragment. La valeur entre flèches indique la largeur à mi-hauteur de la distribution en MeV/c.

E_r et Γ_0 sont l'énergie et la largeur intrinsèque de la résonance, μ la masse réduite du système ^{6}He+n et R le rayon d'interaction.

Cependant, le noyau incident étant du ^{14}B, certaines paires ^{6}He-n détectées peuvent former un fond non résonant : à partir d'un projectile (^{14}B) comportant neuf neutrons, le télescope détecte un fragment (^{6}He) n'en comportant que quatre, il y a donc en moyenne cinq neutrons libérés au cours de la réaction ; l'unique neutron détecté en coïncidence dans

Réaction	E_r (MeV)	Γ_0 (MeV)	ℓ	Référence
^{7}Li(t,^{3}He)^{7}He	0,44 ± 0,03	0,16 ± 0,03	1	[Sto69]
^{9}Be(^{12}Be,^{6}He+n)X	0,45 ± 0,02		1	[Che01]
^{9}Be(^{15}N,^{17}F)^{7}He	0,44	0,14 ± 0,02	1	[Boh01]
^{12}C(^{8}He,^{6}He+n)X	0,43 ± 0,02	0,15 ± 0,08	1	[Mei02]
^{12}C(^{8}He,^{6}He+n)X	1,0 ± 0,1	0,75 ± 0,08	1	[Mei02]

TAB. 4.5 – États résonants de l'^{7}He à basse énergie. ℓ désigne le moment cinétique orbital du neutron par rapport à l'^{6}He.

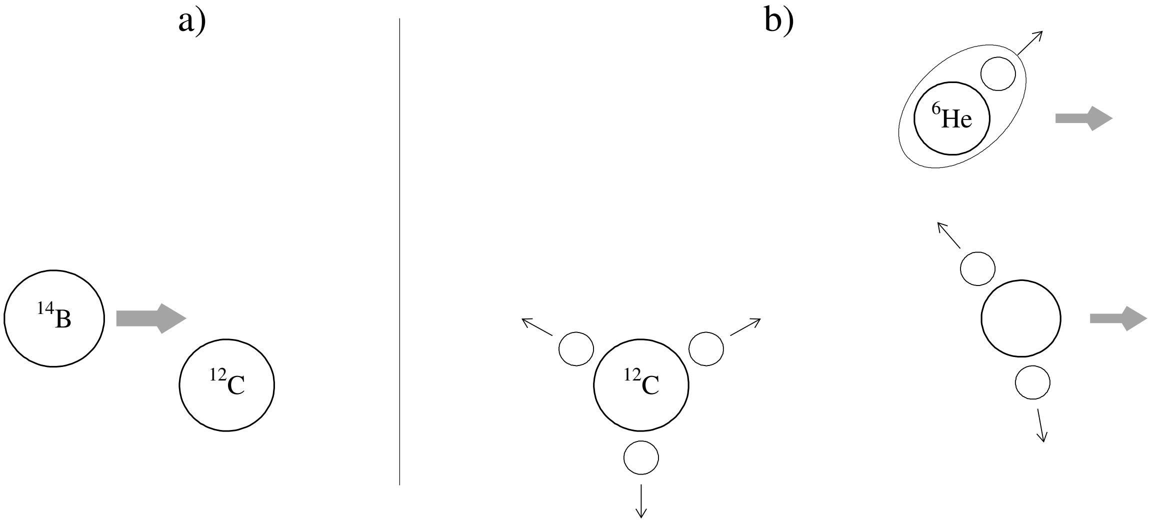

FIG. 4.11 – Origine des neutrons détectés en coïncidence avec un ^{6}He. Lorsqu'un noyau de ^{14}B percute la cible de carbone (a), le neutron détecté en coïncidence avec un fragment d'^{6}He peut provenir de la désexcitation de la cible, de la désexcitation d'autres fragments produits lors de la réaction ou de la décroissance de l'^{7}He (b). Les neutrons issus de la cible auront une faible énergie cinétique (et sont éliminés par la coupure à 15 MeV d'énergie cinétique dans nos données), ceux des deux derniers processus une vitesse proche de celle du faisceau.

DéMoN a donc une forte probabilité de ne pas provenir de la décroissance de l'^{7}He (figure 4.11).

Il est possible de rendre compte d'un tel fond en considérant que, parmi les neutrons détectés, certains proviennent de la désexcitation de sources en mouvement. L'émission est alors de nature thermique et suit une distribution de Maxwell-Boltzmann dans le centre de masse du projectile. Comme l'énergie d'un tel neutron n'est pas corrélée à celle du fragment détecté en coïncidence, nous avons utilisé le fond obtenu par le mélange itératif des événements ^{6}He-n.

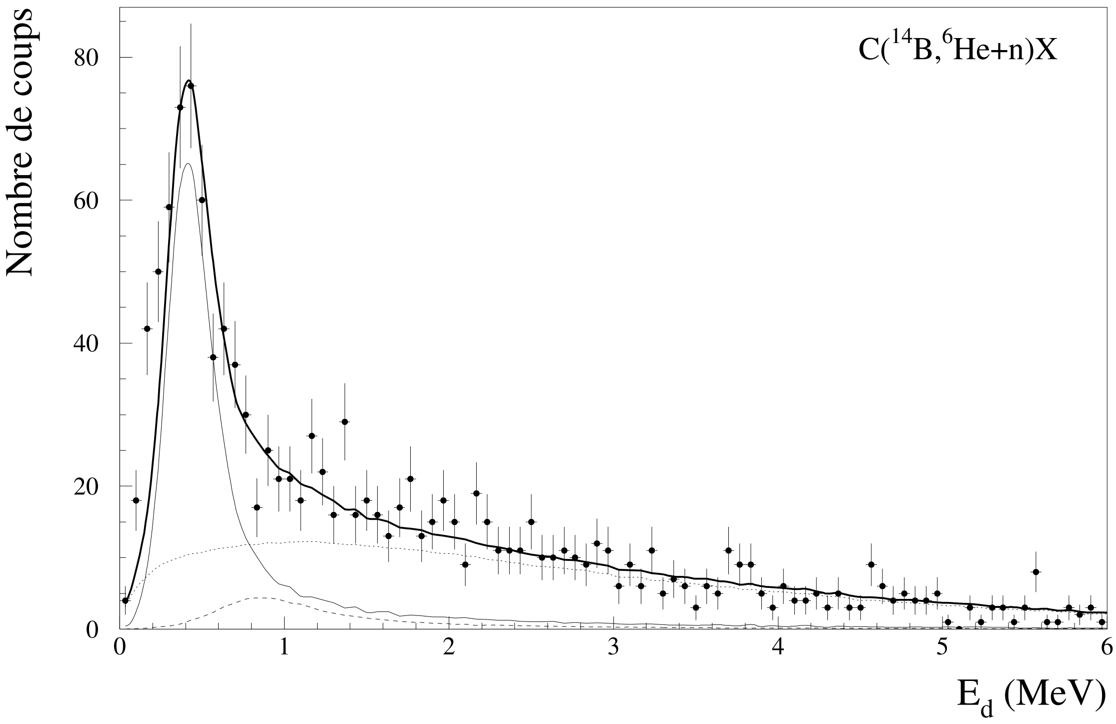

FIG. 4.12 – Spectre en énergie de décroissance ^{6}He-n. Les points correspondent aux données, la courbe en trait continu épais est la somme du résultat d'une simulation incorporant les deux résonances de l'^{7}He et du fond obtenu par mélange itératif d'événements. Les courbes en traits continu mince, discontinu et pointillé montrent les contributions respectives de la résonance à 440 keV, de celle à 1 MeV et du fond.

La proportion dans le spectre expérimental de chacun des trois ingrédients précédents — résonances à $E_r = 440$ keV et 1 MeV et fond combinatoire — n'étant pas connue, nous avons calculé ces paramètres en minimisant le χ^2. Le résultat est présenté à la figure 4.12. L'accord avec les données est très satisfaisant ($\chi^2/N = 1{,}13$) ; seuls les premiers points sont légèrement sous-estimés. Le fond combinatoire tient une place prépondérante (environ 65% des événements) comme on pouvait s'y attendre. En outre, si l'on supprime la résonance à 1 MeV de l'ajustement, on constate une augmentation significative du χ^2 ($> \chi^2 + 1$) qui plaide en faveur de la présence de cette résonance dans nos données.

4.4 Conclusion

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

1. C(^{17}C,^{15}B+n)X ;

2. C(^{17}C,^{12}Be+n)X ;
3. C(^{14}B,^{12}Be+n)X ;
4. C(^{14}B,^{6}He+n)X.

Pour chacune d'elles, les distributions angulaires des neutrons et les spectres en énergie de décroissance ont été reconstruits ; le calcul des sections efficaces totales à partir de l'une ou de l'autre observable donne des résultats cohérents entre eux. La simulation du dispositif expérimental à l'aide de BELZEBUTH d'une part, et l'utilisation d'une technique itérative de mélange d'événements performante d'autre part, permettent d'écarter dès à présent l'hypothèse que les structures constatées dans les spectres en énergie soient dues à de simples artefacts.

Dans la voie C(^{17}C,^{15}B+n)X, il semble qu'un état très près du seuil d'émission neutronique ait été peuplé, qui pourrait être le fondamental du ^{16}B. Deux structures sont visibles dans le spectre en énergie de la voie C(^{14}B,^{12}Be+n)X : l'une se situe à environ 2 MeV et l'autre, centrée autour de 600 keV, pourrait être le fondamental du ^{13}Be. L'esquisse de ces deux mêmes structures dans la voie C(^{17}C,^{12}Be+n)X montre d'une part que les réactions de knock-out peuvent être utilisées avec une faible statistique, et suggère d'autre part que les pics dans le spectre en énergie témoignent plutôt de la structure de la voie de sortie (^{13}Be). Quant à la réaction C(^{14}B,^{6}He+n)X, elle a constitué et constituera encore un banc d'essai idéal pour notre étude. Ainsi le très bon accord entre les données et une simulation dans laquelle figure la structure à basse énergie connue de l'^{7}He renforce la crédibilité de notre démarche.

Chapitre 5

Interprétation

Dans ce chapitre, nous tentons d'expliquer les spectres d'énergie de décroissance correspondant aux coïncidences ^{15}B-n et ^{12}Be-n par le peuplement de résonances (ou d'états s virtuels) du ^{16}B ou du ^{13}Be. Après la description du modèle théorique employé, ses prédictions sont comparées aux données.

5.1 Description théorique des états non liés

5.1.1 Principe

Nous décrivons ici la modélisation des réactions qui mènent à des états non liés du ^{16}B et du ^{13}Be à partir des projectiles ^{17}C et ^{14}B respectivement. Les calculs présentés ici, effectués en collaboration avec F. Carstoiu, suivent une approche similaire à celle de Hansen [Che01, Han01], Bertsch et collaborateurs [Ber98] et donnent accès à la distribution en énergie de décroissance du système fragment-neutron, qui peut alors être comparée à la distribution expérimentale par l'intermédiaire de notre programme de simulation.

La réaction menant à l'interaction dans l'état final entre un fragment et un neutron est directe. Le projectile (^{17}C, ^{14}B) est considéré comme un neutron lié à un cœur (^{16}C, ^{13}B) auquel la cible va ôter un proton profondément lié en un temps très court. De ce fait, l'approximation soudaine est valide et l'on néglige le moment transféré entre le projectile et la cible, de sorte que les moments orbitaux initial et final du neutron doivent être égaux. L'état final peuplé a donc une structure semblable à celle du projectile couplée à un trou proton ; la configuration des neutrons reste inchangée. Seul le mouvement relatif cœur (^{15}B, ^{12}Be) - neutron est considéré via une particule de masse réduite plongée dans un potentiel.

Exemple simple pour un état s virtuel en voie de sortie [Ber98]

En premier lieu, nous allons considérer un exemple simple et analytique : un état s lié en voie d'entrée et un état s virtuel non lié en voie de sortie. Les fonctions d'onde des états initial et final qui décrivent le mouvement relatif entre le neutron et le cœur ne sont introduites qu'à travers leur comportement asymptotique. L'état initial est assimilé à une fonction de Yukawa dont le moment orbital, compte tenu de la règle de sélection, est forcément nul :

$$\psi_0(\vec{r}) = \sqrt{2\alpha^3}\,\frac{e^{-\alpha r}}{\alpha r} Y_0^0(\theta,\phi) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}}\,\frac{e^{-\alpha r}}{r} \tag{5.1}$$

où $\vec{r}$ définit la position relative du neutron par rapport au cœur (^{16}C, ^{13}B), α est l'inverse de la longueur de décroissance ρ, reliée à l'énergie de séparation S_n du dernier neutron du projectile par :

$$\rho = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu_p S_n}} \tag{5.2}$$

μ_p est la masse réduite du système cœur+neutron du projectile. La fonction d'onde finale est celle d'un état de diffusion de moment cinétique nul (ℓ=0) :

$$\varphi_k(r) = C\frac{\sin(kr+\delta_0)}{kr} \tag{5.3}$$

où k est le vecteur d'onde du mouvement relatif entre le fragment (^{15}B, ^{12}Be) et le neutron, δ_0 le déphasage de l'onde et C un coefficient de normalisation arbitraire. Il est commode de définir la longueur de diffusion a_s comme :

$$a_s = -\lim_{k\to 0}\frac{d\delta_0}{dk} \tag{5.4}$$

A basse énergie, le déphasage de l'onde s peut donc s'écrire :

$$\delta_0 \approx -a_s k \tag{5.5}$$

L'amplitude de probabilité est donnée par le recouvrement des fonctions d'onde initiale et finale :

$$a(k) = \int_0^\infty r^2 dr\, \varphi_k^*(r)\psi_0(r) = 2\sqrt{\frac{\alpha}{\pi}}\,\frac{k\cos\delta_0 + \alpha\sin\delta_0}{k(\alpha^2+k^2)} \tag{5.6}$$

et peut être reliée à la section efficace différentielle en énergie de décroissance :

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

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

5.1.2 Calcul plus élaboré

Outre que le calcul précédent est réservé à un état s, il souffre d'un inconvénient majeur : les fonctions d'onde employées ne sont que des formes asymptotiques et sont donc peu réalistes. Cependant, il est possible de résoudre l'équation de Schrödinger dans la région de l'espace où le potentiel nucléaire est nul. Comme ce potentiel est de courte portée (quelques fermis), les fonctions d'onde obtenues auront un domaine de validité étendu. L'équation radiale s'écrit :

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

où $u_\ell(r) = r\,\mathcal{R}_\ell(r)$, $\mathcal{R}_\ell(r)$ étant la partie radiale de la fonction d'onde.

Pour l'état *lié* initial, la solution est une fonction de Whittaker, $W_{-\eta,\,\ell+\frac{1}{2}}$ dont le paramètre de Sommerfeld η est nul, le potentiel subi par le neutron étant purement nucléaire. Dans ce cas, les fonctions de Whittaker sont reliées aux fonctions de Hankel sphériques, $h_\ell^{(+)}$ [Mes95] :

$$W_{0,\ell+\frac{1}{2}}(2\alpha r) = r\,h_\ell^{(+)}(i\alpha r) \tag{5.9}$$

avec :

$$\begin{aligned}
\ell=0 \quad &: \quad h_0^{(1)}(i\alpha r) = -\frac{e^{-\alpha r}}{\alpha r}\\
\ell=1 \quad &: \quad h_1^{(2)}(i\alpha r) = i\left(\frac{1}{\alpha r}+\frac{1}{(\alpha r)^2}\right)e^{-\alpha r}\\
\ell=2 \quad &: \quad h_2^{(2)}(i\alpha r) = \left(\frac{2}{\alpha r}+\frac{3}{(\alpha r)^2}+\frac{3}{(\alpha r)^3}\right)e^{-\alpha r}
\end{aligned}$$

Pour l'état final *non lié*, la solution est de la forme [Joa65]:

$$\frac{u_\ell}{kr} = b_\ell j_\ell(kr) + c_\ell n_\ell(kr) \tag{5.10}$$

j_ℓ et n_ℓ sont respectivement les fonctions de Bessel et de Neumann sphériques. En posant $b_\ell = a_\ell\cos\delta_\ell$ et $c_\ell = a_\ell\sin\delta_\ell$, la fonction d'onde de l'état final s'écrit :

$$\varphi(\vec{r}) = a_\ell[\cos\delta_\ell\, j_\ell(kr) + \sin\delta_\ell\, n_\ell(kr)]Y_\ell^m(\theta,\phi) \tag{5.11}$$

L'expression du déphasage δ_0 a déjà été donnée. Pour ℓ=1, 2 on utilise l'approximation de Breit-Wigner :

$$\delta_\ell = \arctan\left(\frac{\Gamma_\ell}{2(E-E_r)}\right) \tag{5.12}$$

$$\Gamma_\ell = -2\left(\frac{d\delta_\ell}{dE}\right)_{E=E_r} \tag{5.13}$$

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

$$\ell=1 \quad : \quad \Gamma_1 = \Gamma_0\left(\frac{E_d}{E_r}\right)^{3/2}\frac{2E_r}{E_r+E_d}\frac{1+2\mu E_r R^2/\hbar^2}{1+2\mu E_d R^2/\hbar^2} \tag{5.14}$$

$$\ell=2 \quad : \quad \Gamma_2 = \Gamma_0\left(\frac{E_d}{E_r}\right)^{5/2}\frac{2E_r}{E_r+E_d}\frac{9+6\mu E_r R^2/\hbar^2+(2\mu E_r R^2/\hbar^2)^4}{9+6\mu E_d R^2/\hbar^2+(2\mu E_d R^2/\hbar^2)^4} \tag{5.15}$$

On calcule alors l'amplitude de probabilité à partir de la formule (5.6) et la section efficace différentielle en énergie à partir de l'expression (5.7). La constante α qui régit l'état initial étant fixée par les caractéristiques du projectile, les seuls paramètres libres du modèle concernent donc l'état final :

- la longueur de diffusion pour un état s virtuel ;
- l'énergie et la largeur de la résonance pour un état de moment orbital non nul.

Par la suite, ce type de calcul sera désigné sous le nom de calcul de type I.

Remarque

Pour $r \to \infty$:

$$\begin{aligned} j_\ell(kr) &\to \frac{\sin\left(kr - \ell\frac{\pi}{2}\right)}{kr} \\ n_\ell(kr) &\to \frac{\cos\left(kr - \ell\frac{\pi}{2}\right)}{kr} \end{aligned}$$

ce qui conduit à :

$$u_\ell \sim \cos\delta_\ell \sin\left(kr - \ell\frac{\pi}{2}\right) + \sin\delta_\ell \cos\left(kr - \ell\frac{\pi}{2}\right) \tag{5.16}$$

On retrouve ainsi le comportement asymptotique de la fonction d'onde introduit à la section précédente :

$$\varphi(r) = \frac{u_\ell}{r} = C\frac{\sin\left(kr - \ell\frac{\pi}{2} + \delta_\ell\right)}{kr} \tag{5.17}$$

5.1.3 Fonctions d'onde réalistes

Jusqu'à présent, nous avons traité le problème sans nous soucier de la forme et de l'intensité du potentiel nucléaire ressenti par le neutron. Afin d'obtenir des fonctions d'onde réalistes pour les états initiaux et finals, valables dans tout l'espace, il faut résoudre l'équation de Schrödinger. Le hamiltonien s'écrit :

$$\mathcal{H} = T + V(r) + V_{so} \tag{5.18}$$

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

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp(\frac{r-R_v}{a_v})} \tag{5.19}$$

V_0 est la profondeur du potentiel, a_v la diffusivité. Le rayon R_v vaut $r_0 A_c^{1/3}$ (r_0 est le rayon réduit) ; 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).

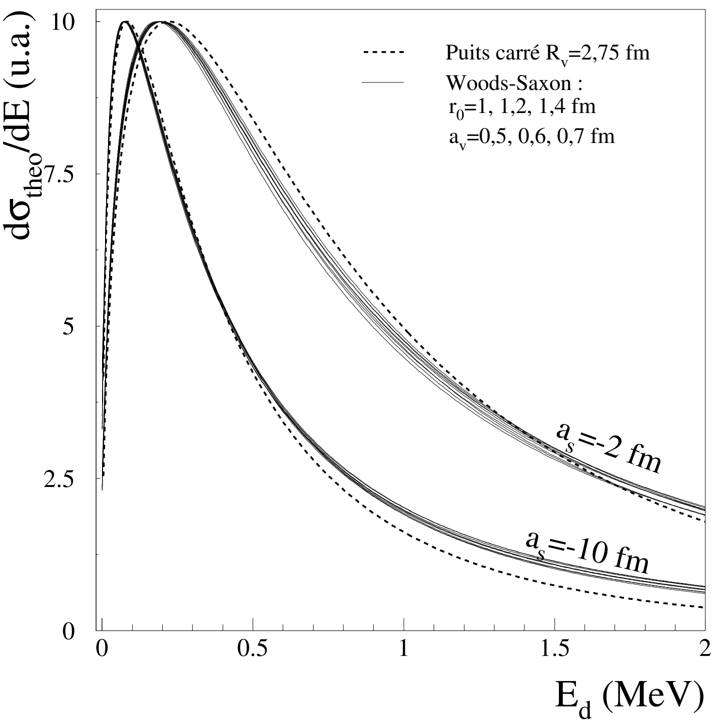

FIG. 5.1 – Sensibilité des distributions théoriques à la forme et aux paramètres du potentiel.

Pour l'état initial, les paramètres du potentiel sont ajustés de manière à reproduire l'énergie de séparation du dernier neutron du projectile. Pour l'état final, les paramètres sont choisis afin d'obtenir l'énergie et la largeur de la résonance voulues, ou encore la longueur de diffusion pour un état s virtuel. La résolution des équations de Schrödinger correspondantes fournit alors les fonctions d'onde des états initial et final, $\psi_0(\vec{r})$ et $\varphi_k(\vec{r})$, dont le recouvrement donne l'amplitude de probabilité (relation 5.6) puis la distribution en énergie de décroissance (relation 5.7). La figure 5.1 illustre l'insensibilité des distributions en énergie à la forme et aux paramètres du potentiel. Les courbes correspondent à la réaction C(^{14}B,^{12}Be+n)X. Alors qu'un changement de longueur de diffusion modifie la forme de la distribution, les variations du rayon réduit et de la diffusivité sont pratiquement sans effet. La forme du potentiel lui-même n'est pas très importante, les distributions en énergie obtenues par exemple à partir d'un puits carré étant très semblables à celles données par un potentiel de Woods-Saxon. On constate la même insensibilité pour des résonances de ℓ non nul. La longueur de diffusion pour les états s virtuels, et l'énergie et la largeur des résonances pour les moments cinétiques d'ordre supérieur, apparaissent donc comme des variables pertinentes pour caractériser ces états.

En pratique, nous n'avons fait varier que la profondeur du potentiel de Woods-Saxon, le rayon réduit et la diffusivité de ce potentiel étant fixés à des valeurs "standard" (r_0=1,2 fm et a_v=0,6 fm). Ces calculs seront par la suite désignés sous le nom de calcul de type II.

5.2 Application aux données

5.2.1 Moment angulaire relatif entre fragment et neutron

Du point de vue théorique, la règle de sélection sur le moment orbital restreint les valeurs de moment orbital du neutron accessibles dans l'état final. Du point de vue expérimental, si le neutron et le fragment détectés en coïncidence proviennent d'une résonance (ou d'un état s virtuel), l'examen des corrélations angulaires entre ces deux corps peut permettre de déterminer le moment cinétique orbital (ℓ) de cette résonance. Nous adoptons ici le même formalisme que celui utilisé par Chulkov et collaborateurs pour étudier les corrélations angulaires neutron-α lors de la fragmentation d'un faisceau d'^{6}He [Chu97a, Chu97b]. L'angle de corrélation θ_{nf} est calculé via :

$$\cos\theta_{nf} = \frac{\vec{p_{rel}} \cdot \vec{p_{tot}}}{\|\vec{p_{rel}}\| \, \|\vec{p_{tot}}\|} \tag{5.20}$$

Les vecteurs $\vec{p_{rel}}$ et $\vec{p_{tot}}$ sont respectivement les impulsions relative neutron-fragment et totale du système neutron+fragment :

$$\vec{p_{rel}} = \frac{m_n m_f}{m_n + m_f} (\vec{v_n} - \vec{v_f})$$
$$\vec{p_{tot}} = m_n \vec{v_n} + m_f \vec{v_f}$$

où m_n, m_f, $\vec{v_n}$, $\vec{v_f}$ sont les masses et les vitesses du neutron et du fragment. Nous avons reconstruit $\cos\theta_{nf}$ événement par événement pour les systèmes ^{15}B+n, ^{12}Be+n et ^{6}He+n. La partie gauche de la figure 5.2 montre la distribution obtenue à partir des coïncidences ^{15}B-n (bas) après avoir sélectionné la partie du spectre en énergie de décroissance qui semble abriter une résonance du ^{16}B (haut). Le nombre d'événements exploitables est très faible (environ 200) mais des oscillations semblent présentes dans le spectre de corrélation. Cependant, avant d'identifier ces structures à une quelconque anisotropie révélatrice du moment cinétique impliqué, nous avons comparé ces résultats à ceux d'une simulation réalisée avec BELZEBUTH. La distribution en énergie de décroissance dans le centre de masse du ^{16}B a été choisie de façon à ce que les spectres en énergie de décroissance des données et des événements simulés soient à peu près identiques (figures du haut). Le spectre de corrélation obtenu pour les événements simulés présente également des oscillations, *bien qu'aucune anisotropie n'ait été introduite dans la simulation.* Notons que l'introduction d'une certaine anisotropie (c'est-à-dire une distribution en $\cos\theta_{nf}$ non plate) ne changerait en rien le spectre en énergie de décroissance. Même si les formes des deux spectres de corrélation sont légèrement différentes, l'amplitude des oscillations est du même ordre du grandeur pour les deux, ce qui interdit d'attribuer une origine physique aux oscillations présentes dans les données. En outre, la simulation montre que ce même spectre de corrélation ne présente aucune espèce d'oscillation s'il est construit avant passage des particules dans les détecteurs (ligne pointillée ; la légère courbure de la distribution est due à l'emploi de formules non relativistes pour le calcul des impulsions). En fait, l'acceptance du télescope étant presque totale, tant en énergie qu'en position, l'origine de cet artefact est à

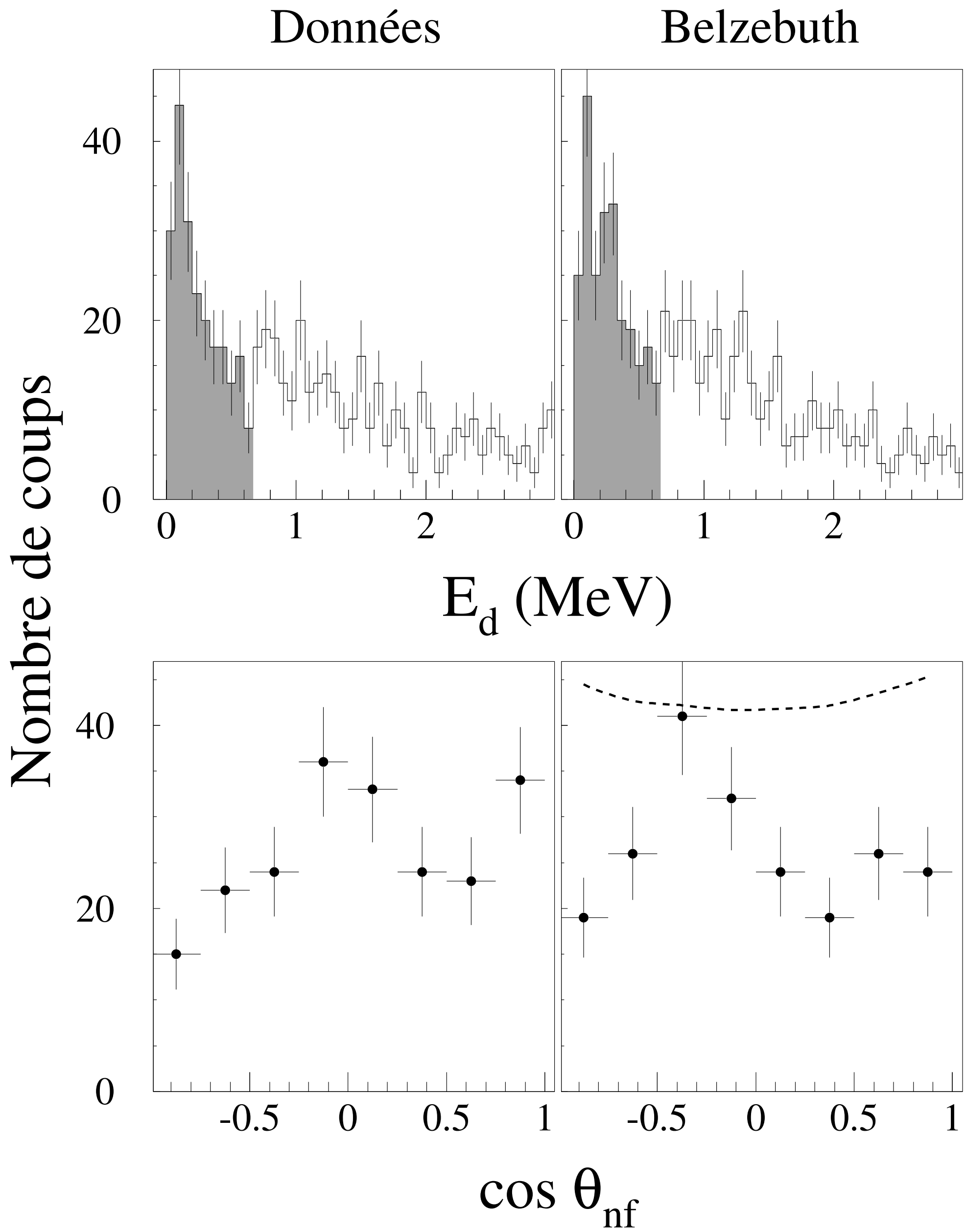

FIG. 5.2 – Corrélations angulaires entre ^{15}B et neutron, pour les données (à gauche) et pour une simulation avec $\cos\theta_{nf}$ plat (à droite). Les spectres du haut présentent la plage en énergie de décroissance (en gris) des événements retenus pour construire les spectres de corrélation (en bas).

chercher du côté de la structure lacunaire de DéMoN qui provoque de fortes variations de la probabilité de détection d'un neutron avec son angle d'émission. À cause d'une statistique insuffisante quelle que soit la réaction, la correction de ces défauts de détection est entachée d'une forte incertitude et les corrélations angulaires ne permettent plus de déterminer le moment orbital de façon fiable.

Nous devrons donc nous contenter des indications données par les calculs théoriques et les expériences de spectroscopie portant sur la structure des projectiles, que nous exposerons par la suite.

5.2.2 Distributions en énergie de décroissance dans le CM

La figure 5.3 présente deux exemples, l'un pour le ^{16}B, l'autre pour le ^{13}Be. Le neutron est dans une orbitale d, l'énergie des résonances a été choisie dans le domaine d'intérêt de chaque noyau. Les courbes sont issues des calculs utilisant des potentiels de Woods-Saxon (calcul de type II) alors que les cercles proviennent du calcul avec des fonctions d'onde solutions de l'équation de Schrödinger hors du potentiel (calcul de type I). A basse

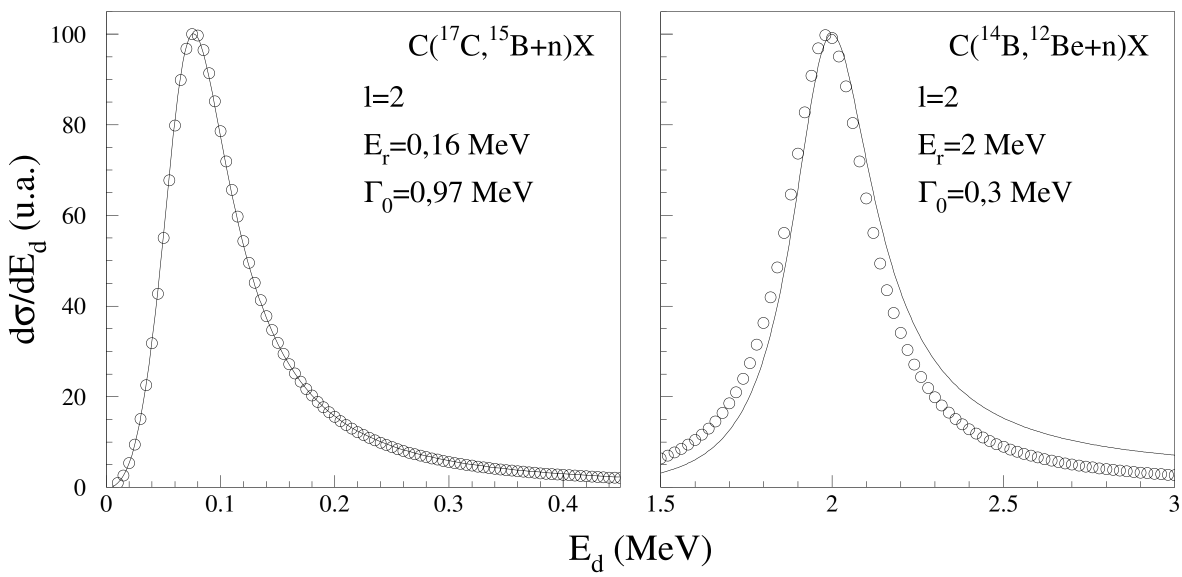

FIG. 5.3 – Distribution en énergie de décroissance théorique d'un ^{16}B et d'un ^{13}Be. Les lignes continues correspondent au calcul complet avec un potentiel de Woods-Saxon, les cercles vides au calcul utilisant des fonctions d'onde valides hors du potentiel.

énergie (^{16}B), la différence est à peine perceptible tandis que l'accord est moins bon vers 2 MeV (^{13}Be) : à de grandes valeurs dans l'espace des moments correspondent de faibles valeurs dans l'espace des positions, domaine dans lequel règne un potentiel non nul et où, par conséquent, l'emploi de fonctions d'onde valables pour un potentiel nul constitue une rude approximation. Cependant, le léger désaccord entre les deux calculs n'invalide guère l'utilisation de ces fonctions d'onde pour notre étude, la résolution en énergie des dispositifs expérimentaux se dégradant très rapidement à mesure que l'énergie augmente (cf. annexe A) : ainsi à 2 MeV vaut-elle déjà environ 600 keV (FWHM).

Nous avons décrit dans l'annexe A les programmes de simulation utilisés pour analyser les données obtenues et avons vu que la géométrie des détecteurs ainsi que leurs caractéristiques intrinsèques produisaient des distorsions sur les grandeurs mesurées. Il est donc impossible de comparer directement les distributions en énergie de décroissance expérimentales aux résultats des calculs théoriques précédents. Nous avons donc utilisé BELZEBUTH pour générer à partir des distributions en énergie de décroissance théorique des distributions filtrées qu'il est alors possible de comparer directement aux données.

Remarque : paramétrisation d'une résonance à l'aide de la formule de Breit-Wigner

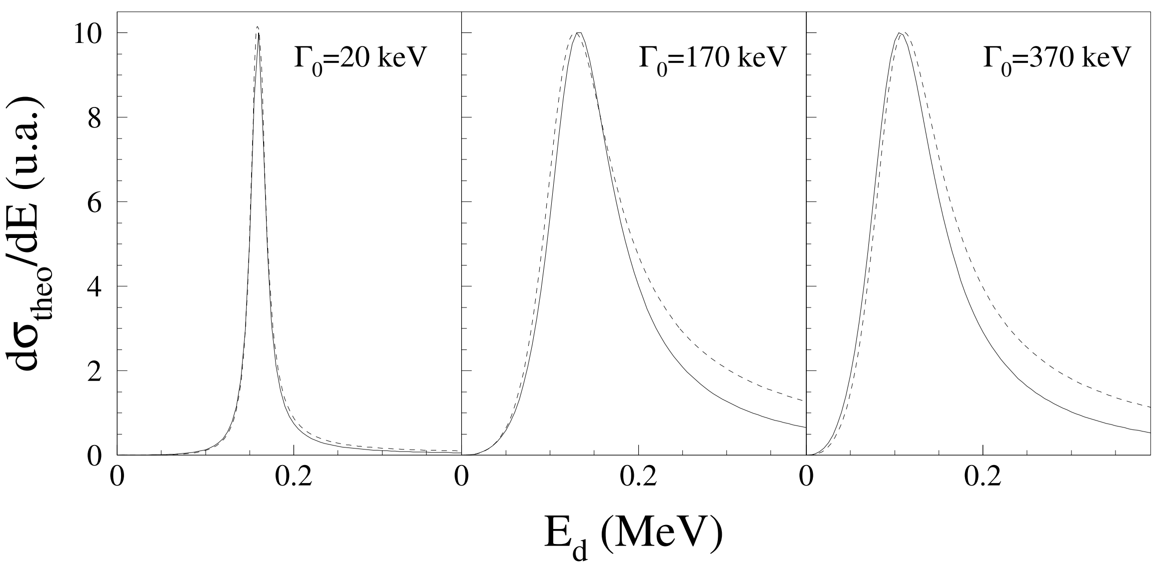

FIG. 5.4 – Paramétrisation de Breit-Wigner et calculs de type I. Distributions en énergie du ^{16}B pour une énergie de résonance E_r de 160 keV et des largeurs Γ_0 de 20, 70 et 370 keV. Le trait continu correspond à un calcul de type I, le trait discontinu à une distribution de Breit-Wigner.

Dans la littérature, il est fait un usage extensif de la formule de Breit-Wigner pour paramétrer les résonances. Dérivée de la théorie de la matrice R, elle exprime la section efficace différentielle en énergie comme :

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

où la largeur de résonance $\Gamma(E_d)$ est donnée par les équations (5.14) et (5.15). Cette approche ne tient nullement compte de la réaction qui a présidé à la formation de la résonance, contrairement au modèle exposé précédemment qui connecte la résonance dans l'état final à la structure de l'état initial. La figure 5.4 montre les distributions en énergie du ^{16}B pour une énergie de résonance de 160 keV et des largeurs Γ_0 de 20, 170 et 370 keV, obtenues avec un calcul de type I pour la réaction C(^{17}C,^{15}B+n)X (trait continu) et avec une simple paramétrisation de Breit-Wigner (trait pointillé). Pourvu que la largeur Γ_0 reste faible devant l'énergie de résonance E_r (à gauche) les deux types de calculs donnent des résultats similaires, mais dès que la largeur devient du même ordre de grandeur que l'énergie (milieu) la différence de forme entre les deux distributions devient significative. Comme l'ont discuté Garrido et collaborateurs [Gar01] par exemple, il est contradictoire de supposer que le temps de réaction est très court et que des états résonants se trouvent peuplés lors de ces réactions ; seule demeure la possibilité que les résonances ou les états virtuels observés après la réaction préexistent dans le projectile. Dès lors, il convient de tenir compte explicitement de la structure de ce dernier, comme nous l'avons fait.

5.2.3 Calcul des distributions en moments transverse et parallèle

La distribution en énergie de décroissance dans le centre de masse n'est pas la seule donnée nécessaire à une comparaison théorie-expérience : la structure lacunaire de DéMoN rendant la réponse du dispositif expérimental très dépendante de la distribution angulaire des neutrons, cette dernière doit être au moins approximativement reproduite dans les simulations. Lors d'une réaction de perte d'un proton, on peut considérer que le cœur (projectile ôté d'un proton) émerge avec une certaine impulsion. Dans le cas qui nous intéresse, le cœur est non lié, de sorte que neutron et fragment issus de la décroissance se partagent l'impulsion initiale, ce qui leur confère une certaine distribution angulaire. Cette hypothèse peut être vérifiée en calculant la distribution en moment du cœur et en la comparant à celle de l'expérience, reconstruite à partir de l'impulsion du fragment et du neutron.

Disposant d'informations spectroscopiques sur le ^{16}B données par un calcul de type modèle en couches [Bro02], F. Carstoiu a calculé les sections efficaces et les distributions en moment p_x et p_z du ^{16}B à l'aide de modèles développés initialement pour l'étude des réactions de perte d'un neutron [Car99, Sau00a, Sau00b]. Ce type d'approche a remporté de vifs succès dans la description des réactions de perte d'un nucléon (voir aussi par exemple, l'analyse de Navin et collaborateurs pour les réactions de perte d'un proton [Nav98]). Dans ces calculs, la section efficace totale de perte d'un nucléon laissant le cœur dans un état de spin-parité I^π donné est de la forme [Tos99]:

$$\sigma_{-N}(I^\pi) = \sum_{n\ell j} C^2S(c,n\ell j)\sigma_{sp}(\ell j) \tag{5.22}$$

$C^2S(c,n\ell j)$ est le facteur spectroscopique rendant compte de la parenté de l'état initial avec un état final constitué par un cœur ayant un spin-parité I^π couplé à un nucléon de nombres quantiques $n\ell j$ par rapport au cœur. La section efficace uniparticule $\sigma_{sp}(\ell j)$ doit

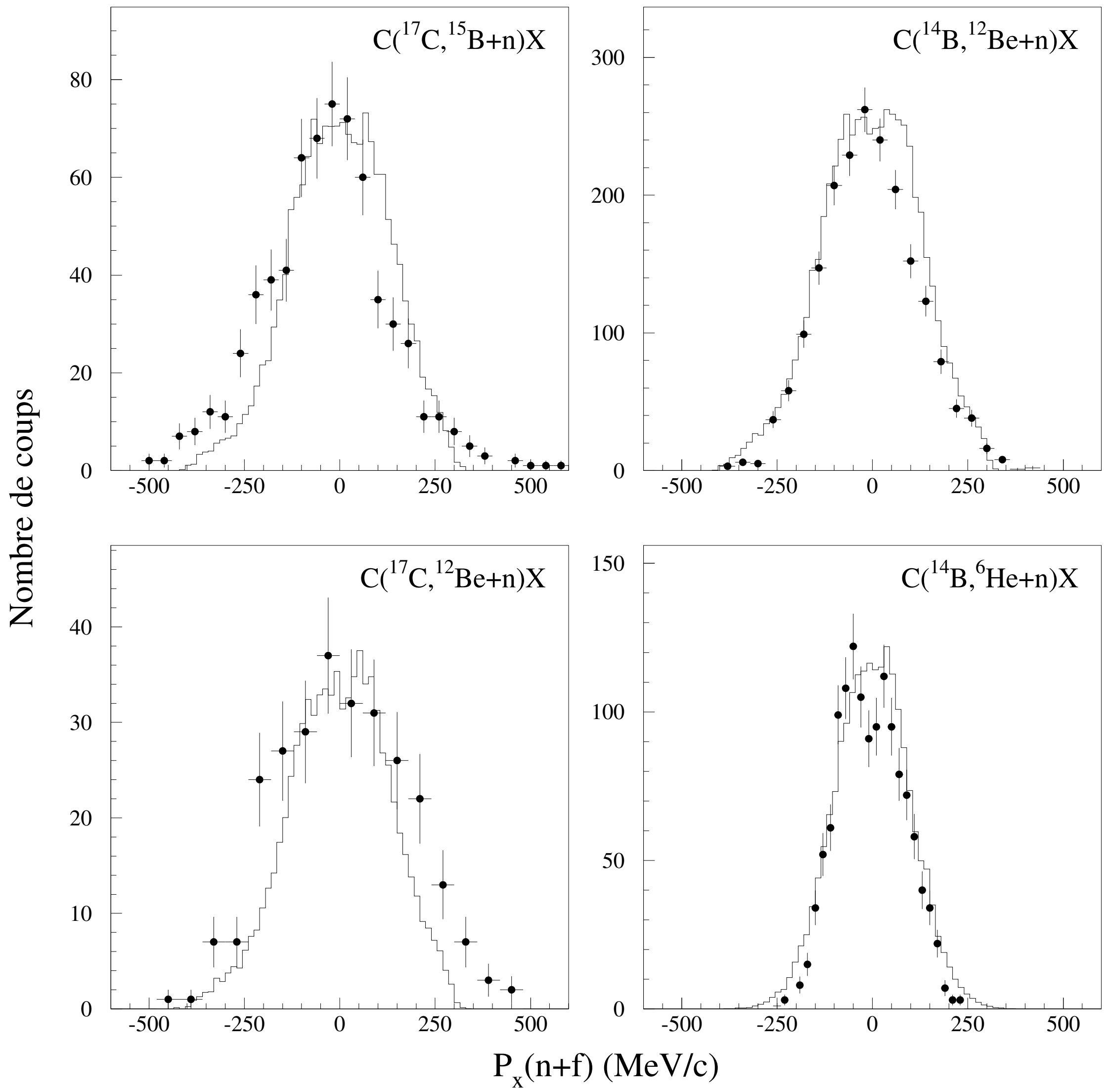

FIG. 5.5 – Distributions en impulsion P_x des ^{16}B, ^{13}Be et ^{7}He, expérimentales (points) et simulées (histogramme).

être calculée à partir d'un modèle de réaction, ici de type Glauber. Ce modèle suppose que :

1. la vitesse intrinsèque des constituants du projectile est très faible en regard de celle du projectile ;
2. la trajectoire du projectile est une ligne droite (approximation eikonale) ;
3. les interactions dans l'état final sont négligées ;
4. le cœur est spectateur de la réaction.

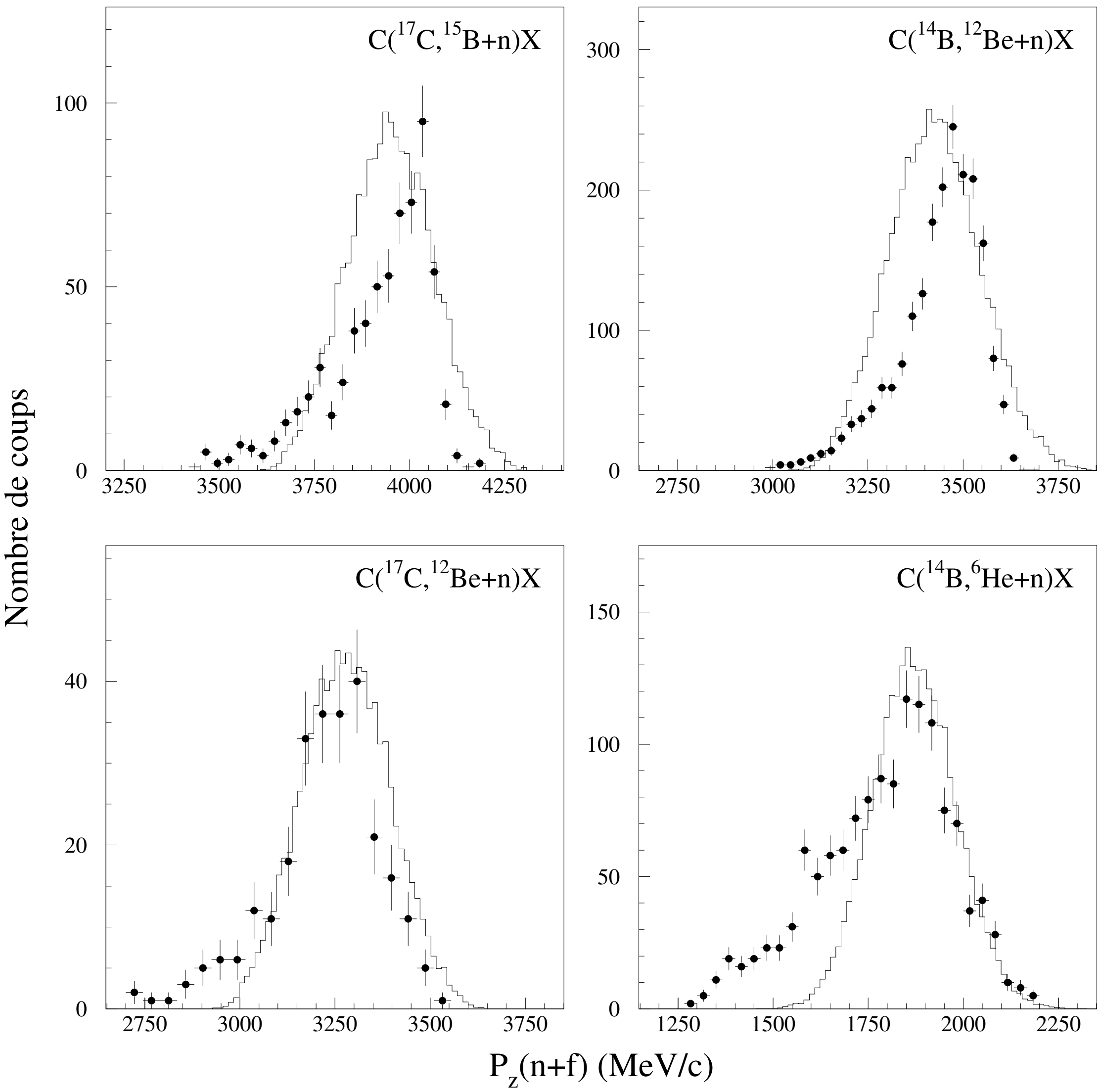

FIG. 5.6 – Distributions en impulsion parallèle des ^{16}B, ^{13}Be et ^{7}He, expérimentales (points) et simulées (histogramme).

L'utilisation de l'approximation 1, bien que peu justifiée aux énergies considérées, s'est toutefois révélée valide lors de l'analyse d'expériences précédentes réalisées à des énergies comparables. Elle revient à considérer que les constituants du projectile sont gelés pendant toute la durée de l'interaction avec la cible. L'approximation 3 est d'autant plus justifiée que le cœur est massif (ce qui est le cas ici avec le ^{16}B). En outre, aux approximations précédentes il convient d'en ajouter une spécifique au ^{16}B non lié, puisque le modèle requiert normalement que le cœur soit lié. Les résultats obtenus ne constituent donc que des estimations. Les sections efficaces obtenues pour chaque état du ^{16}B sont présentées dans

J^π	E^* (MeV)	$C^2S(c,n\ell j)$	b_d	b_s	σ_{st} (mb)	σ_{diff} mb)	σ_{coul} (mb)	σ_{tot} (mb)
0^-	0	0,27	0,08		0,770	0,521	0,002	1,293
3^-	0,649	1,1	0,37		3,083	2,073	0,008	5,164
2^-	0,943	0,32	0,65	0,01	0,890	0,597	0,002	1,489
2^-	1,748	0,02	0,07	0,53	0,055	0,036	0,000	0,091
1^-	1,988	0,48	0,50	0,00	1,301	0,862	0,003	2,166
3^-	2,736	0,45	0,28		1,198	0,788	0,002	1,988
3^-	3,226	0,01	0,03		0,026	0,017	0,000	0,044
2^-	3,782	0,13	0,21	0,03	0,338	0,220	0,000	0,558
2^-	4,322	0,49	0,03	0,01	1,258	0,814	0,002	2,074
1^-	4,702	0,02	0,04	0,38	0,051	0,033	0,000	0,084
	(sections efficaces totales)				8,969	5,962	0,020	14,951

TAB. 5.1 – Niveaux du ^{16}B prédits par un calcul de type modèle en couches [Bro02] et calculs des sections efficaces de la réaction C(^{17}C,^{15}B+n)X à l'aide d'un modèle de type Glauber [Car99]. J^π désigne le spin-parité du niveau, E^* son énergie d'excitation par rapport au fondamental. $C^2S(c,n\ell j)$ est le facteur spectroscopique pour enlever un proton d'une orbitale $1p_{3/2}$ du ^{17}C et laisser le ^{16}B dans un état donné. Les niveaux de $C^2S(c,n\ell j)$ nul ne sont pas cités ici. b_d et b_s correspondent aux facteurs spectroscopiques de décroissance neutron dans une orbitale d ou s. σ_{st}, σ_{diff}, σ_{coul} et σ_{tot} sont respectivement les sections efficaces de stripping, de diffraction, de dissociation coulombienne et totale.

le tableau 5.1. Trois mécanismes conduisant à la perte d'un proton ont été envisagés : stripping (absorption), diffraction et dissociation coulombienne. Cette dernière est évidemment négligeable par rapport aux deux autres, la réaction intervenant sur une cible de carbone naturel. La section efficace totale calculée est environ deux fois supérieure à celle obtenue lors de notre expérience (environ 7 mb) mais rappelons que notre dispositif expérimental n'est guère adapté à la détection d'états situés loin du seuil d'émission neutronique, ce qui peut abaisser la section efficace mesurée.

Comme nous l'avons déjà évoqué, le type de calcul présenté ici fournit aussi les distributions en moment du ^{16}B, à ceci près que le modèle de Glauber ne peut calculer l'impulsion transverse du ^{16}B. Le calcul de celle-ci est effectué à partir d'un autre modèle de réaction reposant sur l'approximation soudaine, similaire à celui utilisé par Anne et collaborateurs pour analyser des expériences sur le ^{11}Be [Ann94]. Nous n'exposerons pas ici le détail du calcul des distributions en moment, que l'on peut trouver dans [Sau00b].

Le calcul précédent n'a pas été effectué pour les autres voies de réaction. La réaction C(^{14}B,^{12}Be+n)X étant similaire à C(^{17}C,^{15}B+n)X — un proton fortement lié est retiré au projectile — utiliser les mêmes distributions en moment que pour le ^{16}B nous est apparu comme une bonne approximation. En ce qui concerne les deux autres voies, C(^{17}C,^{12}Be+n)X et C(^{14}B,^{6}He+n)X, nous avons choisi de tirer les impulsions p_x, p_y et p_z

selon trois gaussiennes dont la variance est donnée par la formule de Goldhaber [Gol74] :

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_F(A_P - A_F)}{A_P - 1}} \tag{5.23}$$

A_P est la masse du projectile, A_F la masse du cœur et σ_0 vaut environ 90 MeV/c.

Les distributions calculées puis filtrées sont comparées aux données à la figure 5.5 (p_x) et à la figure 5.6 (p_z). L'accord est bon pour les distributions en p_x alors que le modèle ne parvient pas à reproduire l'asymétrie des distributions en moment parallèle. En fait, seul un calcul de voies couplées avec discrétisation du continuum pourrait rendre compte de cette asymétrie [Tos01, Tos02]. Ce désaccord n'est cependant pas préjudiciable à notre étude, le résultat des simulations ne variant sensiblement qu'avec les distributions en moment transverse qui elles sont bien reproduites.

5.2.4 Application à l'^{7}He

La réaction C(^{14}B,^{6}He+n)X nous permet ici encore de tester nos hypothèses. Dans la réaction C(^{14}B,^{6}He+n)X plusieurs neutrons sont éjectés du projectile, de sorte que la structure neutronique du projectile n'est plus préservée. Cependant, les états résonants de l'^{7}He étant des états p, la règle de sélection du moment cinétique impose d'utiliser une configuration du projectile du type $^{13}\mathrm{B}^{(*)} \otimes \nu p$. D'après des calculs de type modèle en couches réalisés par Sauvan et collaborateurs [Sau00a, Sau00b] en utilisant le programme OXBASH [Bro88] et l'interaction WBT dans l'espace $p-sd$ [War92], deux configurations de ce type existent dans le ^{14}B : $^{13}\mathrm{B}^*(3/2^+) \otimes \nu p_{3/2}$ et $^{13}\mathrm{B}^*(5/2^+) \otimes \nu p_{1/2}$. L'emploi de l'une ou l'autre de ces configurations est sans importance pour nos calculs, les énergies d'excitation du cœur étant très proches (E_{xc}(^{13}B*($3/2^+$)=3,48 MeV et E_{xc}(^{13}B*($5/2^+$)=3,68 MeV). Notons en effet que dans ce type de configuration où le cœur est excité, le dernier neutron du projectile se voit doté d'une énergie de séparation effective S_n^{eff} due à l'énergie d'excitation du cœur :

$$S_n^{eff} = S_n + E_{xc}(^{13}\mathrm{B}) \tag{5.24}$$

C'est cette dernière valeur qu'il convient d'utiliser. L'allure des distributions en énergie issues de calculs de type I correspondant aux deux résonances connues de l'^{7}He à 0,44 et 1 MeV est présentée en trait plein dans la partie supérieure de la figure 5.7. Les distributions en trait pointillé sont celles utilisées au chapitre 4 (formule de Breit-Wigner) ; comme attendu, la différence n'est notable que pour la deuxième résonance, en raison de sa largeur importante (Γ_0=0,75 MeV pour E_r=1 MeV). L'ajustement aux données, après passage par BELZEBUTH et adjonction du fond provenant du mélange d'événements (comme au chapitre 4), occupe la partie inférieure de la figure 5.7. L'accord est excellent et légèrement meilleur qu'avec les calculs de type Breit-Wigner réalisés précédemment (χ^2/N=0,97 contre 1,13). Ce résultat a pour principal intérêt de montrer que notre modèle reproduit bien le peuplement des résonances de l'^{7}He lors de la réaction C(^{14}B,^{6}He+n)X : la qualité de l'ajustement par rapport à celui du chapitre 4 ne peut être discutée, étant donné que nous n'avons pas fait varier les paramètres des résonances. Par contre, comme au chapitre 4, si la

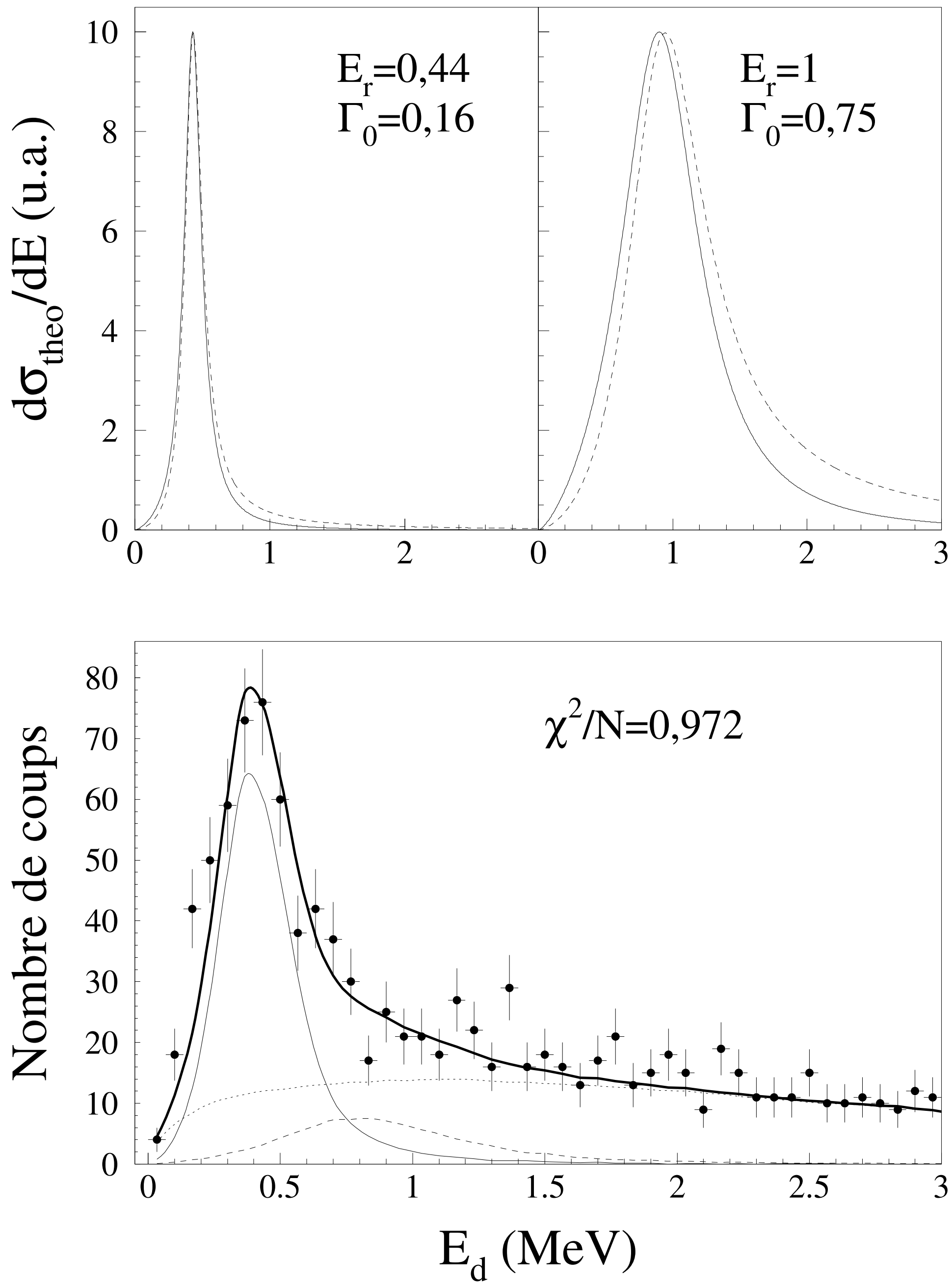

FIG. 5.7 – Spectre en énergie de décroissance ^{6}He-n. Les points correspondent aux données, la courbe en trait continu épais est la somme du résultat d'une simulation incorporant les deux distributions théoriques (calcul de type I) correspondant aux résonances de l'^{7}He et du fond obtenu par mélange itératif d'événements. Les courbes en traits continu mince, discontinu et pointillé montrent les contributions respectives de la résonance à 440 keV, de celle à 1 MeV et du fond.

résonance à 1 MeV est retirée de l'ajustement, on constate une augmentation significative du χ^2 ($> \chi^2 + 1$) qui plaide en faveur de la présence de cette résonance dans nos données.

5.2.5 Application au ^{16}B

Recherche des paramètres d'une résonance d

D'après des calculs de type modèle en couches similaires à ceux concernant le ^{14}B [Bro02, Sau00a], le fondamental du ^{17}C est $3/2^+$ et sa structure est principalement $^{16}C^*(2^+) \otimes \nu d_{5/2}$. Ces prédictions se sont vues confirmées par l'analyse des expériences de perte d'un neutron du ^{17}C [Sau00a, Sau00b, Mad01b]. Ainsi, dans l'expérience de Maddalena et collaborateurs, la détection des γ en coïncidence avec le cœur donnait accès aux sections efficaces de perte d'un neutron laissant le cœur (^{16}C) dans un état donné $\sigma_{-n}(I^\pi)$, ce qui permit de constater expérimentalement que la composante $\nu s_{1/2}$ du ^{17}C était faible. Tout porte donc à croire que l'état du ^{16}B peuplé lors de notre expérience est une résonance ℓ=2, comme le prédisent aussi les calculs de Brown [Bro02] présentés dans le tableau 5.1.

Dans un premier temps nous avons donc cherché à extraire les paramètres d'une telle résonance à partir du spectre en énergie expérimental, sans autre contrainte que la valeur du moment cinétique. Pour ce faire, les distributions en énergie du ^{16}B pour E_r variant de 20 à 220 keV et Γ_0 de 10 à 1470 keV ont été calculées (type I) puis filtrées par BELZEBUTH. La partie supérieure de la figure 5.8 montre quelques distributions en énergie théoriques. On peut noter que plusieurs jeux de paramètres (E_r,Γ_0) produisent des courbes dont les formes sont voisines. Cependant, si l'on confronte les distributions théoriques au spectre expérimental obtenu pour le ^{16}B, il est évident qu'un état d seul ne peut expliquer la totalité du spectre : le pic principal centré vers 80 keV semble juché sur un fond. Pour les coïncidences ^{6}He-n, nous avions postulé que ce fond était dû à des neutrons évaporés par le quasi-projectile détectés en coïncidence avec le fragment ^{6}He, cinq neutrons étant émis en moyenne lors de la réaction C(^{14}B,^{6}He+n)X. Ici, le neutron émis est unique, la source de fond évoquée précédemment se trouve donc éliminée (l'hypothèse que le neutron provienne de la cible a été écartée au chapitre 4).

Cependant, dans le cas des événements ^{15}B+n, il est vraisemblable qu'un fond puisse subsister :

1. le modèle en couches prédit plusieurs états excités pour le ^{16}B (voir tableau 5.1 [Bro02]), dont certains peuvent se recouvrir, d'autant plus facilement que la résolution expérimentale se dégrade avec l'augmentation de l'énergie, et former un continuum ;
2. la réaction de perte d'un proton peut laisser un ^{15}B et un neutron sans que ceux-ci ne proviennent d'une résonance du ^{16}B [For00].

Dans le cas n°2, le neutron et le fragment détectés en coïncidence ne présentent aucune corrélation ; le fond combinatoire issu du mélange d'événements s'avère donc un fond approprié que nous avons utilisé de concert avec les distributions théoriques pour tenter d'expliquer le spectre expérimental. La partie inférieure de la figure 5.8 présente le résultat de l'ajustement aux données des distributions en énergie de la partie supérieure associées au fond combinatoire. Les proportions de ces deux ingrédients varient librement (traits

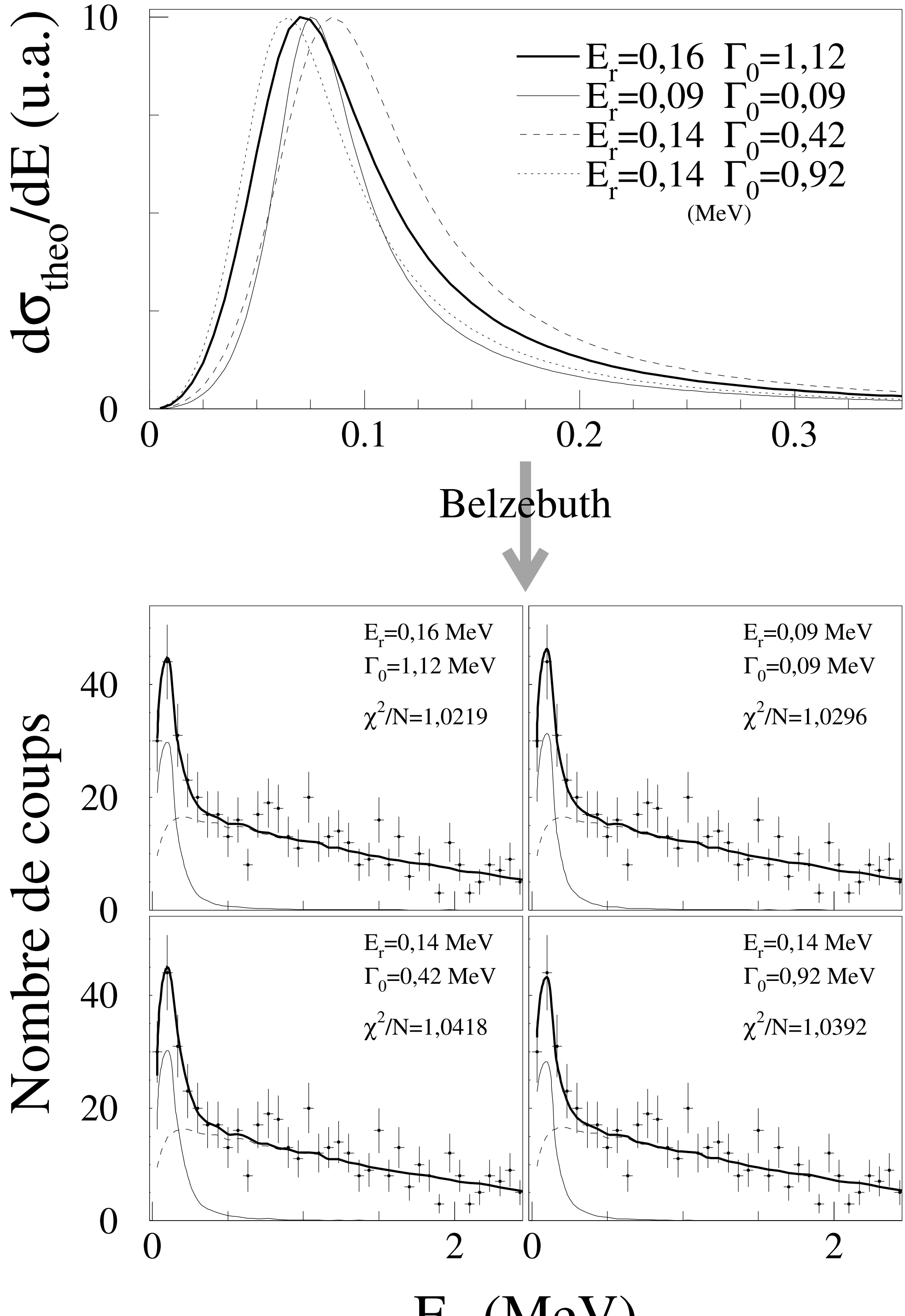

FIG. 5.8 – Quelques distributions théoriques d'une résonance *d* du ^{16}B ajustées aux données, après passage par BELZEBUTH. Le fond utilisé est d'origine combinatoire. Les courbes en traits minces continu et discontinu montrent les contributions respectives de la résonance et du fond.

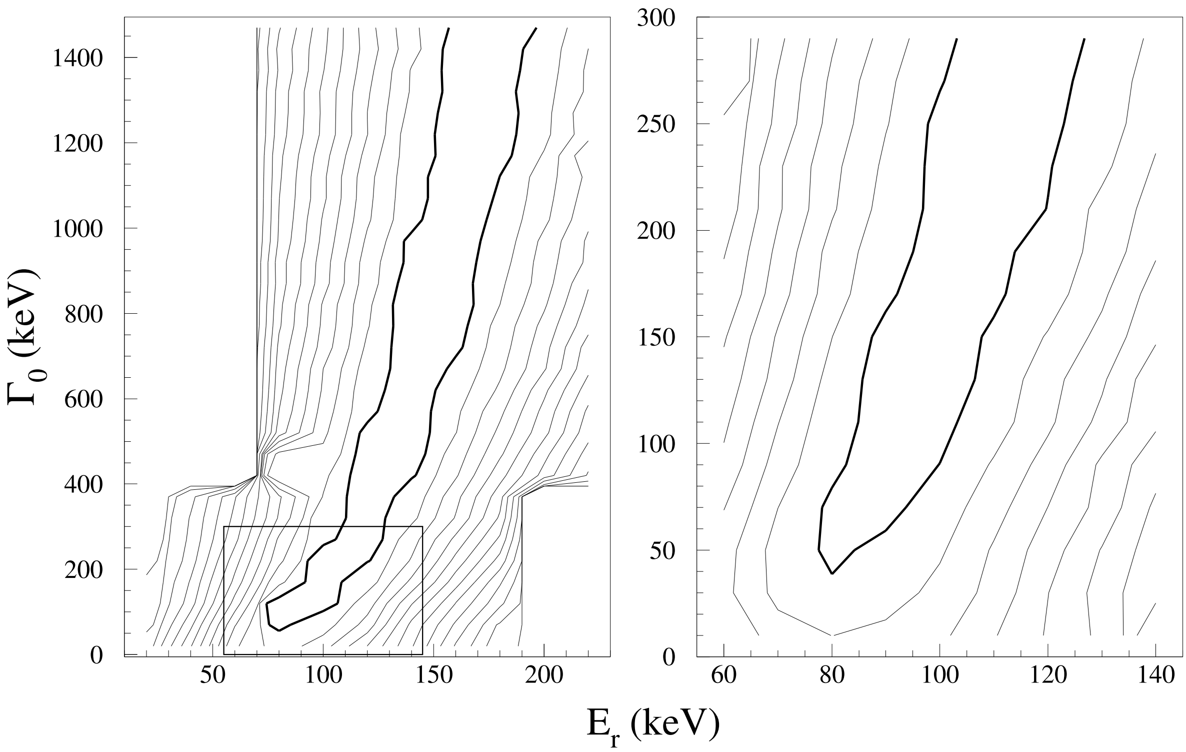

FIG. 5.9 – Valeurs de χ^2/N en fonction de l'énergie E_r et de la largeur Γ_0 de la résonance d du ^{16}B. Chaque couple (E_r,Γ_0) est issu d'un calcul de type I filtré par BELZEBUTH. La région encadrée à gauche est agrandie à droite.

minces continu et discontinu) pour donner la courbe en trait continu épais sur chaque graphique. Le meilleur ajustement est obtenu avec les paramètres (E_r,Γ_0)=(0,16 MeV, 1,12 MeV) avec une valeur de χ^2/N=$(\chi^2_{min}/N)_{l=2}$ = 1,02. Toutefois, les quatre jeux de paramètres de la figure reproduisent de façon satisfaisante les données, bien que leurs valeurs soient très différentes. L'examen systématique du χ^2 pour chaque distribution est réalisé à la figure 5.9. La courbe de niveau en trait gras marque la frontière de la région :

$$\chi^2 \leq \chi^2_{min} + 1 \tag{5.25}$$

Il apparaît que si nos données permettent de contraindre relativement efficacement la valeur de l'énergie de la résonance, il n'en est pas de même de sa largeur intrinsèque. En toute rigueur, il n'est possible d'assigner que des valeurs minimum à ces deux paramètres, en utilisant le critère standard (5.25) :

$$E_r \geq 77 \text{ keV} \quad \text{et} \quad \Gamma_0 \geq 40 \text{ keV}$$

Lors d'expériences de mesure de masse, la valeur retenue est le sommet du pic dans le spectre en énergie, de sorte que pour comparer nos valeurs au résultat du HMI [Kal00],

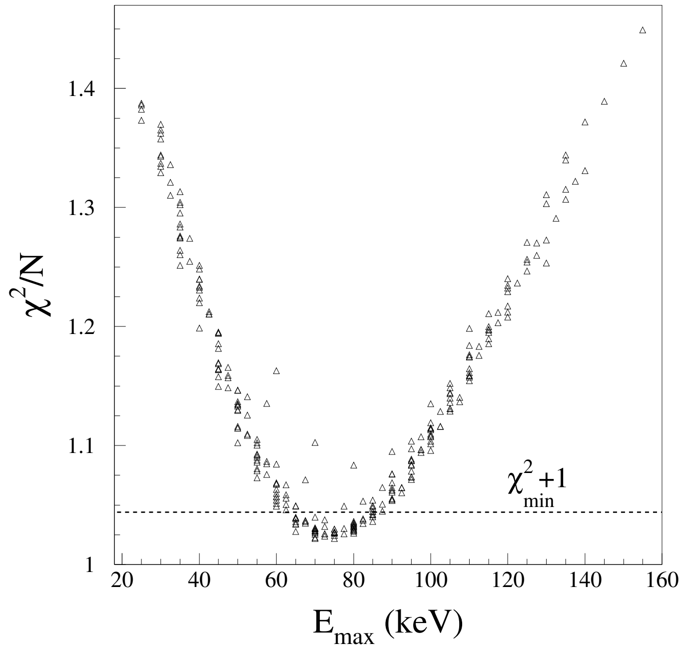

FIG. 5.10 – χ^2/N en fonction du maximum de l'énergie de la résonance d du ^{16}B.

il nous faut transformer l'énergie de résonance E_r en valeur de l'énergie pour laquelle la section efficace différentielle est maximale, E_{max} [1]. La valeur de χ^2/N en fonction de l'énergie E_{max} de chaque couple (E_r,Γ_0) utilisé pour construire le graphe 5.9 arbore la forme caractéristique d'une distribution de χ^2 (figure 5.10), ce qui nous invite à extraire une valeur accompagnée de son incertitude à l'aide du critère (5.25) :

	E_{max} (keV)
[Kal00]	40 ± 60
Ce travail	73 ± 10

L'incertitude de notre mesure est beaucoup plus faible que celle du HMI, les résultats sont compatibles, ce qui peut laisser penser que le(s) même(s) état(s) a(ont) été peuplé(s) lors des deux expériences.

Jusqu'ici, nous n'avons fait que supposer que l'état du ^{16}B peuplé lors de l'expérience était une résonance d. Avant de confronter les résultats obtenus avec les prédictions du modèle en couches, il convient de discuter l'éventualité d'être en présence d'un état s virtuel, bien que cela soit peu probable, compte tenu de la structure du projectile. Les calculs de type II ont été réalisés pour des longueurs de diffusion variant de -50 fm à 0 fm,

1. Cette comparaison n'est valable que si l'on considère que les distributions en énergie des deux expériences ont des formes similaires.

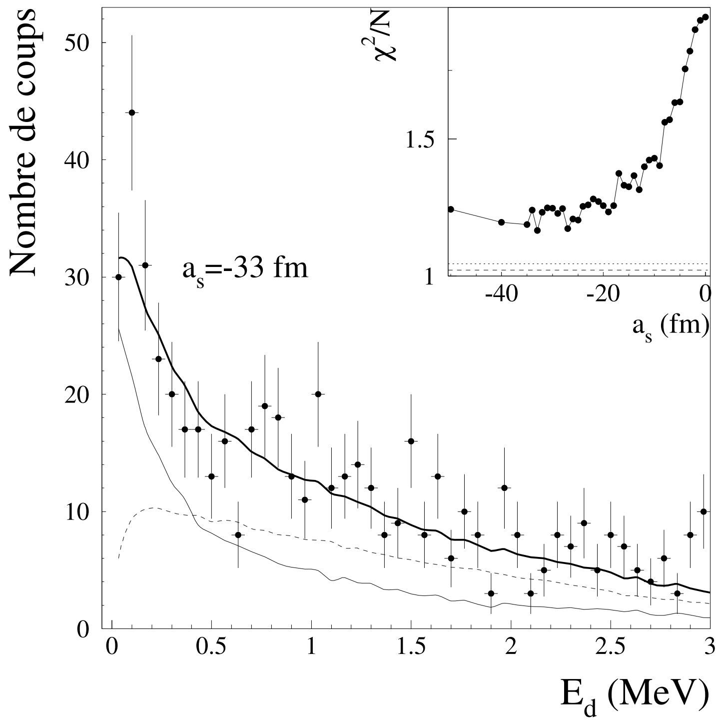

FIG. 5.11 – Spectre en énergie de décroissance donné par un état s virtuel du ^{16}B dont la longueur de diffusion a_s est -33 fm (calcul de type II). La courbe en trait épais est le résultat de l'ajustement aux données (points) de la contribution de l'état virtuel et du fond combinatoire (traits minces continu et discontinu). L'insert présente l'évolution du χ^2/N en fonction de a_s. Les lignes pointillées correspondent aux valeurs $(\chi^2_{min}/N)_{l=2}$ et $((\chi^2_{min}+1)/N)_{l=2}$ (voir texte).

puis filtrés par BELZEBUTH. Le poids de la distribution en énergie et du fond combinatoire varie librement. La figure 5.11 présente le meilleur ajustement, obtenu pour un état virtuel d'une longueur de diffusion de -33 fm. L'accord est bien moins bon qu'avec une résonance d ($(\chi^2_{min}/N)_{\ell=2} = 1{,}02$ contre 1,17 ici). L'insert montre que sur toute la gamme en longueur de diffusion, la valeur de $(\chi^2/N)_{\ell=0}$ (points) reste largement supérieure à $(\chi^2_{min}/N)_{\ell=2}$ et même à $((\chi^2_{min}+1)/N)_{\ell=2}$ (lignes discontinues). Il semble donc que l'on puisse écarter l'hypothèse que le pic présent dans les données émane d'un état s virtuel.

Comparaison avec les prédictions du modèle en couches

A la lumière du tableau 5.1 dans lequel figurent les états du ^{16}B prédits par le modèle en couches, ainsi que les facteurs spectroscopiques de décroissance d et s, la possibilité d'un neutron dans une orbitale s est marginale pour la plupart des états prédits par le modèle (et nulle pour les deux premiers). D'autre part, les calculs de Millener [Mil02] utilisant un potentiel de Woods-Saxon dont la profondeur est ajustée pour reproduire une certaine

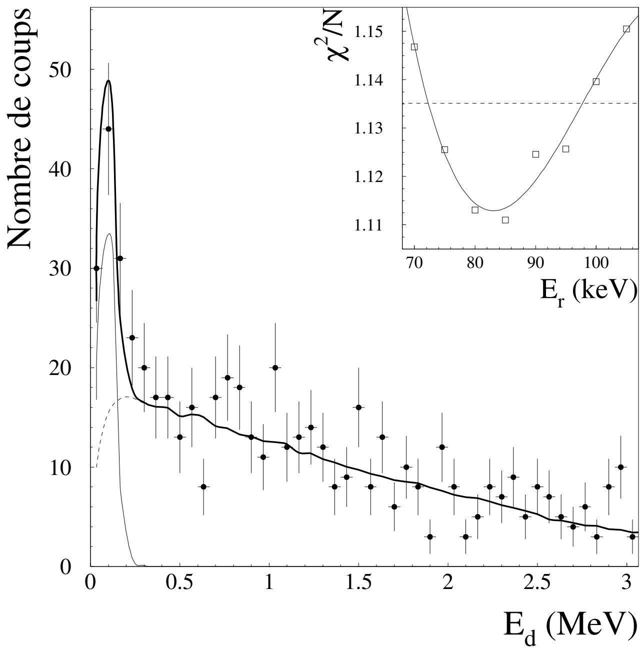

FIG. 5.12 – Spectre en énergie de décroissance donné par une résonance d du ^{16}B à E_r=85 keV et Γ_0=0,6 keV (calcul de type I). La résultante (trait épais) de la résonance (trait continu mince) et du fond combinatoire (trait discontinu mince) est ajustée aux données (points) L'insert donne le χ^2/N en fonction E_r.

énergie de résonance E_r [Ver82] donnent une largeur uniparticule Γ^{sp} de 0,5 keV pour une résonance d du ^{16}B à E_r=100 keV. Cette valeur peut sembler contradictoire avec le résultat de l'ajustement sans a priori de nos données avec des calculs de type I pour une résonance d ($\Gamma_0 \geq 40$ keV). Il ne faut cependant pas perdre de vue que la résolution en énergie de notre dispositif expérimental est assez élevée : à 100 keV, elle vaut environ 100 keV et croît comme la racine de l'énergie de décroissance. Il est bien connu que les énergies calculées par le modèle en couches peuvent être erronées de quelques centaines de keV. Nous nous sommes donc autorisés à ajuster les données avec une résonance d de largeur 0,5 keV mais d'énergie variable. La figure 5.12 montre le meilleur ajustement, obtenu pour E_r=85 keV. Le résultat n'est pas déraisonnable mais la résonance semble toutefois légèrement trop étroite et l'ajustement est moins bon (χ^2/N=1,11) qu'avec une résonance d de largeur et d'énergie variant librement. Comme la résonance est très étroite, énergie de résonance et centroïde de la distribution sont ici confondus, de sorte que :

$$E_{max} = E_r = 85 \pm 15 \text{ keV} \quad \text{pour} \quad \Gamma_0 \ll 100\text{keV} \tag{5.26}$$

valeur compatible avec celle du paragraphe précédent. Notons que ce résultat est totalement insensible à la valeur précise de la largeur de la résonance, pourvu que celle-ci demeure faible devant la résolution expérimentale (95 keV à E_d=85 keV).

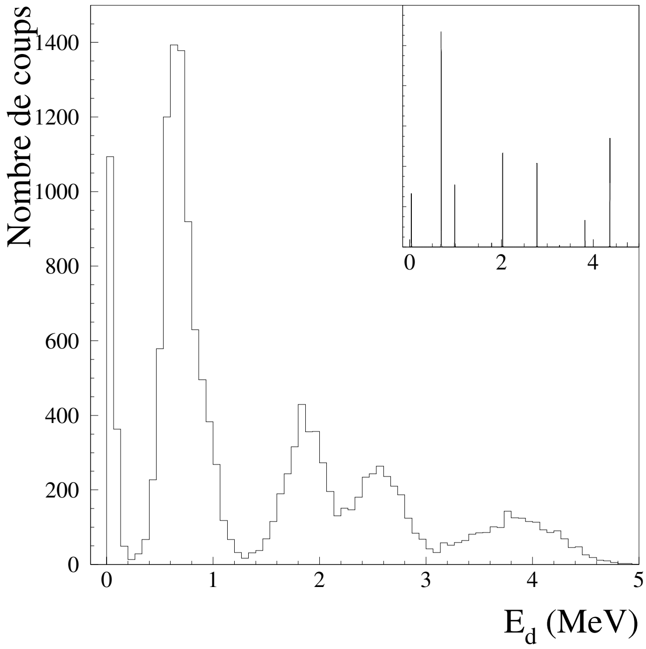

FIG. 5.13 – Spectre en énergie de décroissance du ^{16}B donné par les états prédits par le modèle en couches [Bro02]. L'insert montre la distribution en énergie théorique (la proportion de chaque état résulte du calcul de type Glauber).

Disposant d'un calcul de type Glauber qui donne la section efficace totale de peuplement de chaque état à partir de la perte d'un proton du ^{17}C, une comparaison des données à un spectre théorique comportant tous les états du modèle en couches dans les proportions de leur section efficace s'imposait. Nous avons pris le résultat de HMI (40 keV) comme énergie de résonance du fondamental. La largeur a été fixée à 1 keV pour tous les niveaux, ce qui revient à supposer que la largeur réelle de chaque niveau est très inférieure à la résolution expérimentale. L'insert de la figure 5.13 présente la distribution en énergie initiale. Le spectre obtenu après passage par BELZEBUTH nous dissuade de toute tentative de comparaison avec l'expérience, tant il diffère des données, ce qui renforce l'idée que l'énergie des niveaux du modèle en couches n'est pas correcte.

La dernière hypothèse qu'il convient de tester est l'unicité de la résonance *d*. Compte tenu de la résolution en énergie, le pic apparaissant dans le spectre expérimental pourrait en effet correspondre non pas à une mais à plusieurs résonances. Nous avons utilisé les trois premiers états prédits par le modèle en couches, dont nous avons modifié l'énergie, et en avons usé dans les proportions livrées par les calculs de type Glauber. Comme on peut le voir à la figure 5.14, en plaçant ces résonances *d* à 35, 85 et 200 keV, il est possible de rendre compte des données de façon très satisfaisante (χ^2/N=1,034) et ce, avec des largeurs très étroites conformément aux prédictions du modèle en couches.

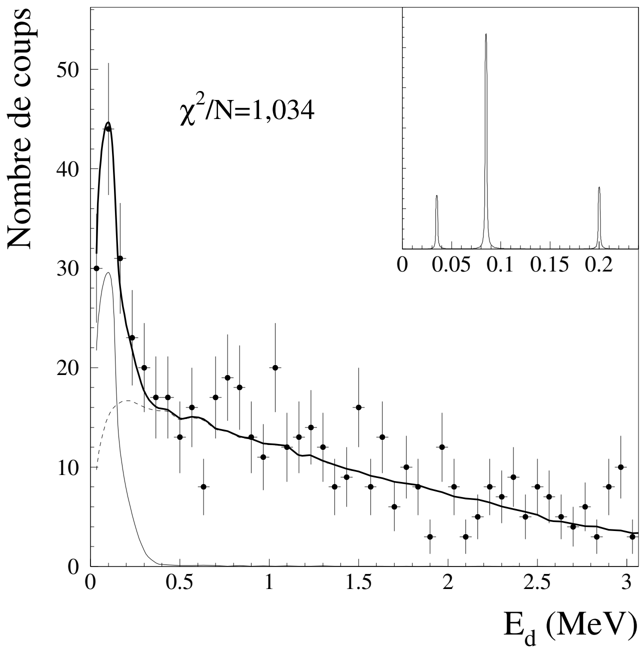

FIG. 5.14 – Spectre en énergie de décroissance du ^{16}B résultant de trois résonances d étroites à 35, 85 et 200 keV. L'insert montre la proportion de chaque niveau, résultat du calcul de type Glauber.

Conclusion sur le spectre du ^{16}B

	E_{max} (keV)	E_r (keV)	Largeur (keV)
HMI [Kal00]	40 ± 60		$\Gamma < 100$
Résonance d "libre"	73± 10	≥ 77	$\Gamma_0 \geq 40$
Résonance d étroite	85 ± 15	85 ± 13	$\Gamma_0 \ll 100^{\dagger}$

† Pour E_r=100 keV Γ^{sp}=0,5 keV

TAB. 5.2 – Résumé des paramètres de la résonance d du ^{16}B obtenus à partir de la comparaison du spectre expérimental à des calculs théoriques. Les valeurs du HMI sont incluses pour comparaison.

La comparaison du spectre en énergie de décroissance du ^{16}B avec un modèle décrivant la formation d'états non liés et le modèle en couches nous permet d'affirmer que :

1. le pic apparaissant dans le spectre est vraisemblablement dû à une ou plusieurs résonances d à basse énergie ;
2. l'hypothèse du peuplement d'un état s virtuel peut être écartée.

Le tableau 5.2 résume les contraintes établies sur les paramètres d'une résonance d. Étant donné que la résonance d doit être très étroite à cette énergie, on peut conclure que le ^{16}B possède une ou plusieurs résonances d dont les énergies se situent autour de E_r=85 keV. Notons que cette valeur est compatible avec le résultat d'un ajustement des données avec une résonance d de paramètres complètement libres. Il est plus difficile de déterminer expérimentalement la largeur, notamment à cause de la résolution en énergie du dispositif.

Enfin, le maximum de la distribution en énergie E_{max} par rapport au seuil d'émission neutronique, qui semble la variable ad hoc pour comparer nos données à ceux du HMI, est mieux défini que dans l'expérience du HMI (E_{max}= 85 $\pm$ 15 keV). Les résultats des deux expériences sont toutefois compatibles, que l'ajustement utilisé pour nos données soit totalement libre ou de largeur de résonance contrainte.

5.2.6 Application au ^{13}Be

Recherche d'un état s virtuel dans le ^{13}Be

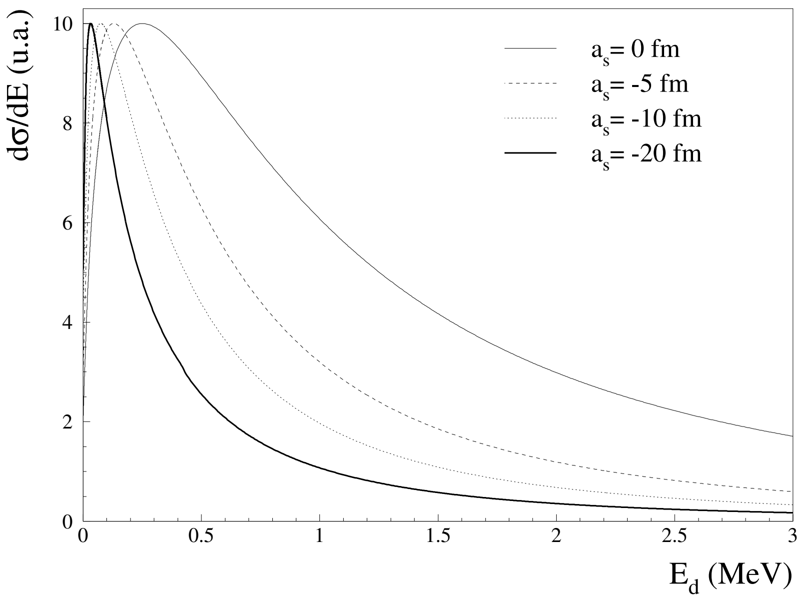

FIG. 5.15 – Distributions en énergie d'états s virtuels du ^{13}Be (type II).

Nous abordons maintenant l'interprétation du spectre en énergie du ^{13}Be provenant de la réaction C(^{14}B,^{12}Be+n)X. La structure présente vers 2 MeV correspond vraisemblablement à la résonance $d_{5/2}$ déjà vue dans les expériences précédentes [Ost92, Kor95, Bel98]. Nous nous autoriserons à faire varier la largeur de cette résonance dans les limites données par l'expérience réalisée au HMI [Ost92], soit $\Gamma_0 = 300 \pm 200$ keV (en fait, à cause de la résolution expérimentale qui atteint environ 600 keV à 2 MeV, le résultat n'est guère sensible à la largeur de la résonance). La distribution en énergie de décroissance correspondante est issue d'un calcul de type I.

L'origine du pic centré vers 600 keV donne plus matière à discussion. Contrairement au ^{16}B, nous ne disposons pas de calculs de type modèle en couches fiables concernant la structure du ^{13}Be. Cela tient essentiellement à l'extrême proximité des configurations 0, 1 et 2 $\hbar\omega$ [Bro02]. Concernant le projectile, le modèle en couches prédit une structure du ^{14}B permettant d'envisager que le dernier neutron ait un moment cinétique ℓ=0, 1 ou 2 par rapport au cœur [Sau00a, Sau00b]. Cependant, les configurations ^{13}B(g.s.) $\otimes$ $\nu s_{1/2}$ et ^{13}B(g.s.) $\otimes$ $\nu d_{5/2}$ entrent à hauteur de 78 et 17% dans la composition du fondamental d'après les calculs de Millener [Mil01, Mil02] réalisé avec l'interaction de Millener-Kurath, de sorte que la composante p dans le ^{14}B est marginale. Ces calculs théoriques ont été confirmés par les expériences de perte d'un neutron menées sur ce noyau [Gui00, Sau00a]. Comme la grande largeur de cet état ne plaide pas en faveur d'une résonance d[2], le pic observé est probablement l'émanation d'un état s. Nous avons donc tenté d'expliquer le spectre expérimental à l'aide d'un état s virtuel et d'une résonance d vers 2 MeV. Comme pour le ^{16}B, la présence d'un fond correspondant à des événements pour lesquels neutron et ^{12}Be ne proviennent pas d'un état du ^{13}Be est tout à fait envisageable. Dans ce cas, l'utilisation du fond combinatoire construit au chapitre précédent semble appropriée.

Les distributions en énergie de décroissance ont été calculées pour des états s virtuels du ^{13}Be de longueur de diffusion variant de -70 fm à 0 fm (calculs de type II). La figure 5.15 permet d'apprécier l'évolution des distributions en fonction de la longueur de diffusion : la distribution devient rapidement très étroite et piquée très près du seuil quand la longueur de diffusion augmente en valeur absolue. Aussi semble-t-il d'ores et déjà difficile d'expliquer le pic à 600 keV du spectre expérimental avec un état s virtuel d'une longueur de diffusion de -20 fm, valeur avancée par Thoennessen et collaborateurs [Thn00][3]. Les figures 5.16 et 5.17 confirment cet état de fait en présentant deux cas extrêmes : un ajustement des données sans fond, un autre avec un fond dont la contribution a été plafonnée en l'ajustant à haute énergie (voir la figure 4.5). Pour reproduire la structure visible à environ 2 MeV, nous avons utilisé comme paramètres de la résonance d, E_r = 2,5 MeV et Γ_0 = 390 keV. Cette valeur de E_r est plus élevée que celles d'expériences précédentes ([Ost92, Kor95, Bel98]) mais proche de celle de Simon et collaborateurs (2,3 $\pm$ 0,2 MeV) [Sim02]. En outre, nous avons ajouté une résonance à E_r = 4,2 MeV pour rendre compte du promontoire présent dans le spectre expérimental vers 4 MeV. Comme nous de disposons d'aucune information spectroscopique a priori et qu'il n'est pas exclu que nous ayons affaire à un artefact, nous avons utilisé une simple lorentzienne pour la paramétrer.

Dans le cas de l'ajustement sans fond, il est impossible d'ajuster aux données le spectre théorique comprenant un état s virtuel à -20 fm. En fait, aucune valeur de longueur de diffusion ne donne une distribution en énergie qui puisse s'ajuster correctement aux données ; le meilleur résultat est obtenu pour a_s = 0 fm, mais d'une part une longueur de diffusion de 0 fm signifie qu'il n'y a pas d'interaction entre le neutron et le fragment[4] et, d'autre part on peut constater sur la figure 5.16 que l'ajustement est très médiocre (χ^2/N = 2,43). Lorsque le fond est présent, l'ajustement avec a_s = -20 fm est légèrement moins bon que a_s = 0 fm, mais d'une part, la structure à 600 keV n'est pas très bien reproduite, et

2. La largeur uniparticule Γ^{sp} d'une résonance d n'est que de 500 keV à E_r=2 MeV [Mil02]

3. Plus précisément, Thoennessen donne une valeur supérieure de -10 fm

4. Par conséquent un état s virtuel d'une longueur de diffusion de 0 fm a une forme similaire au fond d'origine combinatoire

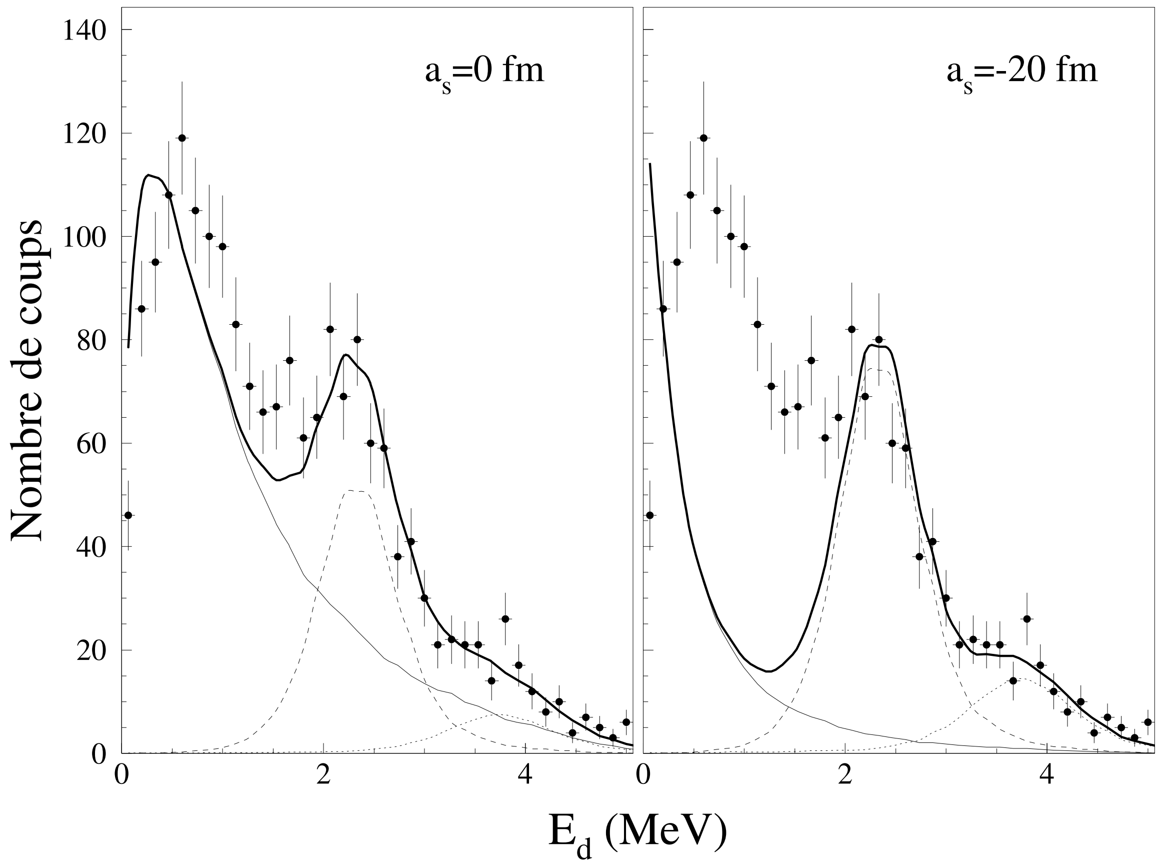

FIG. 5.16 – Spectre en énergie de décroissance du ^{13}Be donné par des états s virtuels $a_s = 0$ fm et $a_s = -20$ fm. La courbe en trait épais montre l'ajustement aux données (points) d'un état s virtuel avec a_s=0 ou -20 fm (trait continu mince), d'une résonance d à E_r = 2,5 MeV et Γ_0 = 390 keV (tirets) et d'une seconde résonance à E_r=4,2 MeV et Γ_0 = 390 keV (points).

d'autre part, le résultat n'est guère significatif puisque les états s virtuels (traits continus minces de la figure 5.17) contribuent peu au résultat, c'est-à-dire qu'ils n'ont pratiquement pas été peuplés.

Il semble donc que la structure présente dans le spectre expérimental ne puisse être expliquée par la présence d'un état s virtuel du ^{13}Be.

Autres hypothèses

La figure 5.15 montre bien qu'il est impossible d'avoir des états s éloignés du seuil d'émission neutronique et conséquemment, de rendre compte du pic centré vers 600 keV dans le spectre expérimental. L'inadéquation entre le modèle employé ici et les données peut être la manifestation que la description du ^{13}Be comme un neutron couplé à un ^{12}Be inerte

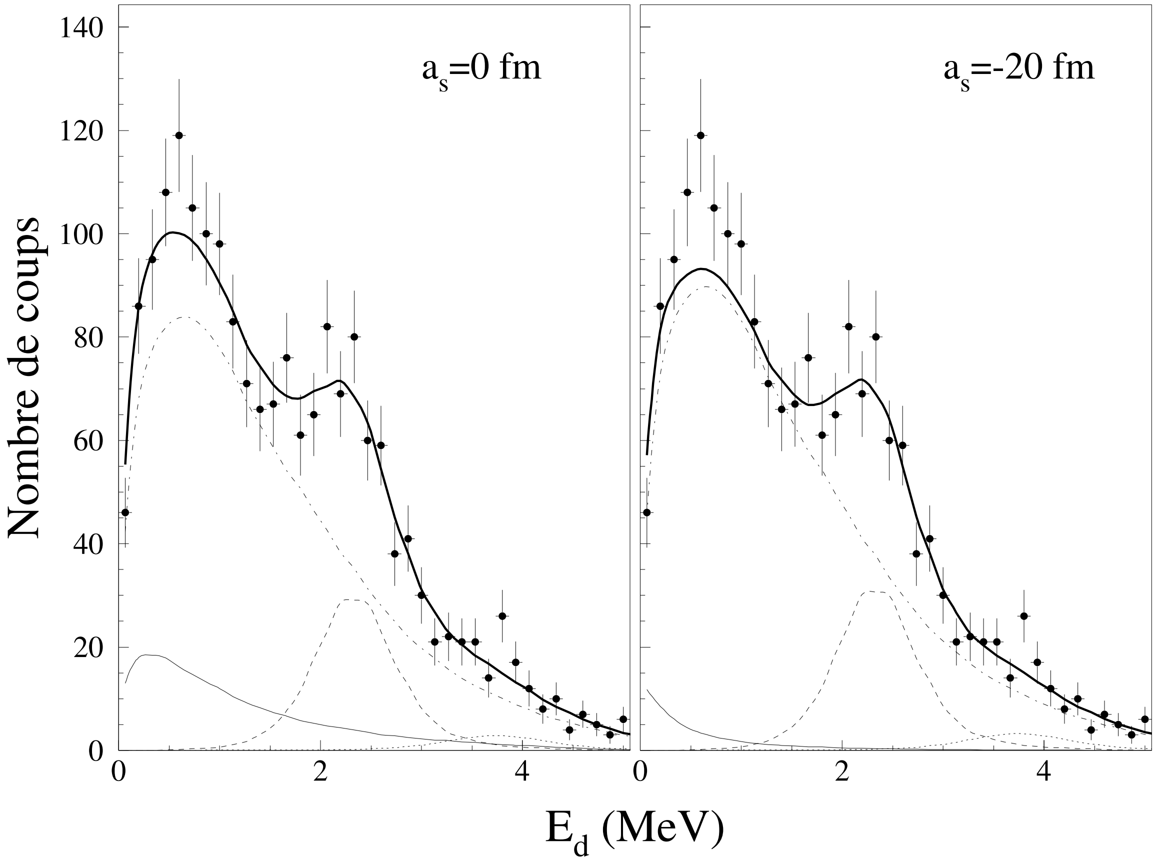

FIG. 5.17 – Spectre en énergie de décroissance du ^{13}Be donné par des états s virtuels $a_s = 0$ fm et $a_s = -20$ fm. La courbe en trait épais montre l'ajustement aux données (points) de l'état s virtuel (trait continu mince), d'une résonance d à $E_r = 2{,}5$ MeV et $\Gamma_0 = 390$ keV (tirets), d'une seconde résonance à E_r=4,2 MeV et $\Gamma_0 = 390$ keV (points) et d'un fond combinatoire (tiret-point).

dont la structure interne est sans effet est trop simpliste. Dans le formalisme que nous avons employé pour interpréter les spectres en énergie de décroissance, seul le mouvement et le moment cinétique relatif entre le neutron et le fragment sont pris en compte ; dans ce cas, comme nous l'avons déjà évoqué, il ne peut exister de résonances s en raison de l'absence de barrière centrifuge. Par contre, si l'on tient compte des degrés de liberté internes du cœur, l'existence dans la voie cœur-neutron de résonances de moment cinétique relatif nul devient possible [Bhr69, Joa65]. Du point de vue de la théorie de la matrice R, résonances et états virtuels se distinguent par la nature du pôle correspondant : complexe pour les premières, réel pour les seconds. D'après McVoy [McV68, McV94], l'occurrence d'un état s virtuel ou résonant dépend de sa largeur Γ_0 : l'état s est virtuel si $\Gamma_0 > 4E_r$, résonant dans le cas contraire.

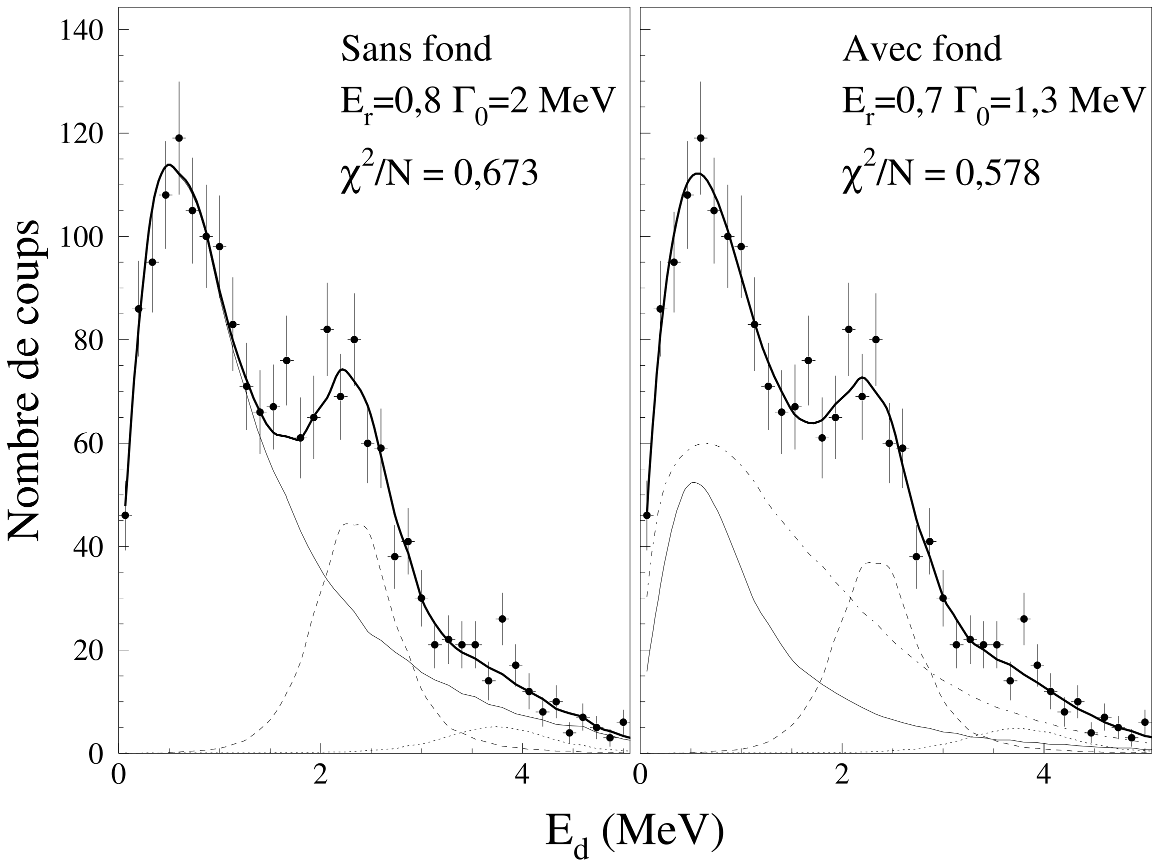

FIG. 5.18 – Spectre en énergie de décroissance du ^{13}Be donné par un état s résonant d'énergie $E_r = 0{,}8$ MeV et de largeur $\Gamma_0 = 2$ MeV (sans fond, à gauche) ou $E_r = 0{,}7$ MeV et $\Gamma_0 = 1{,}3$ MeV (avec fond, à droite). La courbe en trait épais montre l'ajustement aux données (points) de l'état s résonant (trait continu mince), d'une résonance d à $E_r = 2{,}5$ MeV et $\Gamma_0 = 390$ keV (tirets), d'une seconde résonance à $E_r = 4{,}2$ MeV et $\Gamma_0 = 390$ keV (points) et à droite d'un fond combinatoire (tiret-point).

La fermeture de couche à N=8 a été remise en cause dans le ^{12}Be, tant du point vue théorique [Suz97, She99] qu'expérimental [Alb78, Frt94, Iwa00, Nav00]. Par exemple, dans l'expérience la plus récente, Navin et collaborateurs ont montré que les réactions de perte d'un neutron du ^{12}Be ne laissent pas le ^{11}Be exclusivement dans son état J^π=$1/2^-$, comme on pourrait s'y attendre si la structure du ^{12}Be était du type $\nu(p)^6$ [Nav00]. Au lieu de cela, l'expérience conduit à penser que la configuration dans laquelle les deux derniers neutrons sont dans la couche sd entre pour deux tiers dans la composition du fondamental du ^{12}Be. Dans ce cas, le ^{12}Be n'est plus sphérique, et ne peut plus être considéré comme inerte par rapport au neutron supplémentaire du ^{13}Be, ce qui autorise l'existence de résonances $\ell = 0$ dans la voie ^{12}Be+n.

Comme il nous était difficile d'introduire de tels états s résonants dans le code de calcul utilisé jusqu'alors, nous avons essayé d'ajuster les données sur le ^{13}Be en conservant l'état à 2,5 MeV et en y ajoutant une simple distribution de Breit-Wigner dont la largeur pour un état s est donnée par [McV94] :

$$\Gamma(E_d) = \Gamma_0 \sqrt{\frac{E_d}{E_r}} \tag{5.27}$$

Comme précédemment, nous traitons les deux cas extrêmes possibles : contribution d'un fond combinatoire nulle ou plafonnée par ajustement du fond à haute énergie. Le résultat est présenté à la figure 5.18 avec fond (à droite) et sans fond (à gauche). L'ajustement est excellent ($\chi^2/N < 0{,}7$ dans les deux cas) avec une énergie de résonance E_r de 800 keV et une largeur Γ_0 de 2 MeV (sans fond) ou $E_r = 700$ keV et $\Gamma_0 = 1{,}3$ MeV (avec fond). Si état s il y a, il est donc très large, ce qui est en accord avec l'absence de barrière centrifuge. Il est malheureusement impossible de déterminer une incertitude fiable sur les paramètres d'une résonance s : d'une part la proportion du fond a été limitée plutôt arbitrairement et d'autre part, la voie d'entrée n'a pas été prise en compte dans ces calculs alors que la forme d'une résonance aussi large est probablement sensible à la structure du projectile. Cependant, il est vraisemblable que l'énergie de résonance soit de l'ordre de 600 à 800 keV et la largeur de 1 à 2 MeV.

Ce résultat semble en contradiction avec l'état *s virtuel* très près du seuil (moins de 200 keV) de Thoennessen et collaborateurs [Thn00]. Cependant, les données obtenues sur le ^{13}Be au GSI via la réaction C(^{14}Be, ^{12}Be+n)X [Sim02] laissent penser qu'une *résonance* s peut exister dans le ^{13}Be. Le spectre en énergie relative ^{12}Be-n, similaire à celui que nous avons obtenu (cf figure 5.19), a en effet été analysé à l'aide de la théorie de la matrice R. Les résultats donnent un pôle complexe et non réel pour l'état le plus près du seuil, correspondant à une résonance d'énergie E_r=0,3(2) MeV et Γ_0=0,4(3) MeV. De plus, les corrélations angulaires plaident en faveur d'un état s.

Remarque : spectre provenant de la réaction C(^{17}C,^{12}Be+n)X

Au chapitre 4 nous avons montré le spectre en énergie de la réaction C(^{17}C,^{12}Be+n)X et constaté qu'il ressemblait à celui obtenu dans la voie C(^{14}B,^{12}Be+n)X. Malheureusement, l'interprétation du spectre nécessite trois composantes dont les proportions respectives sont des paramètres libres : un fond combinatoire, une résonance vers 2 MeV et un état à plus basse énergie de paramètres inconnus, et la faible statistique (269 événements) empêche de réaliser un ajustement fiable avec tant de paramètres libres.

Conclusion sur le spectre du ^{13}Be

Alors que la structure présente vers 2 MeV peut être expliquée par une résonance d d'environ 2,5 MeV et d'une largeur d'environ 400 keV, l'interprétation de la structure située à plus basse énergie a posé beaucoup plus de problèmes. L'incapacité du modèle théorique exposé au début de ce chapitre à reproduire les données obtenues montre qu'un

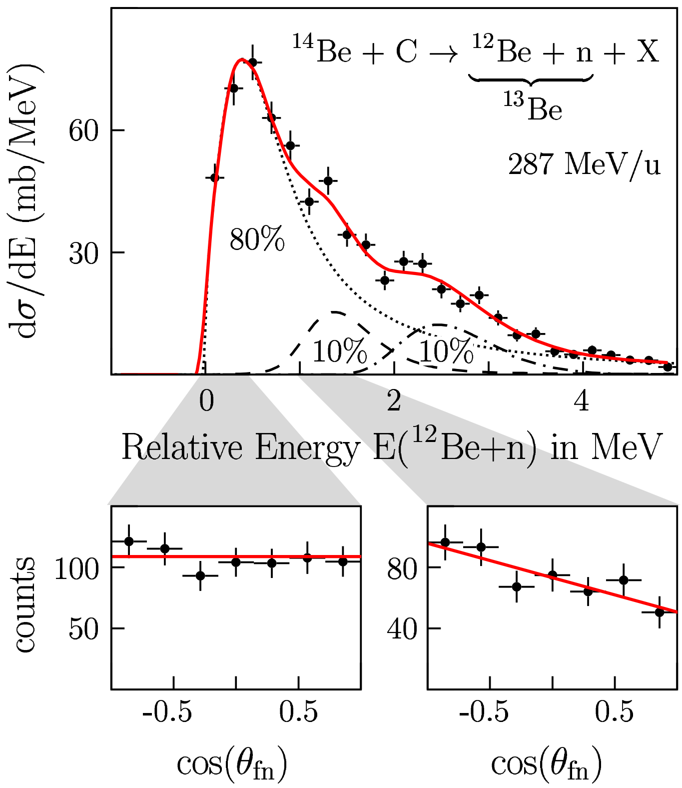

FIG. 5.19 – Spectre en énergie de décroissance du ^{13}Be obtenu au GSI avec la réaction C(^{14}Be,^{12}Be+n)X [Sim02]. La ligne continue ajustée aux données (points) de la partie supérieure de la figure est le résultat d'un calcul de matrice R. Les deux figures de la partie inférieure présentent les corrélations angulaires ^{12}Be-n dans deux plages en énergie distinctes. La distribution plate en $\cos\theta_{fn}$ pour une énergie inférieure à 500 keV plaide en faveur d'un état s.

état s virtuel n'est vraisemblablement pas à l'origine de cette structure centrée autour de 600 keV et semble indiquer que la structure du ^{13}Be est plus complexe que l'image d'un neutron en interaction avec un cœur inerte de ^{12}Be. Au contraire, l'hypothèse d'une *résonance s* apparaît tout à fait viable et constitue une signature de cette complexité, déjà constatée dans une expérience précédente réalisée au GSI [Sim02]. Malheureusement, la voie d'entrée n'ayant pas été prise en compte dans ces calculs, il est malaisé d'attribuer une quelconque incertitude à nos résultats, la forme de la résonance étant peut-être sensible à la structure du projectile.

Désormais, les résultats des expériences consacrées à la recherche d'états du ^{13}Be à basse énergie et de faible moment angulaire apparaissent quelque peu contradictoires (tableau 5.3). Tandis que le résultat de l'expérience de MSU [Thn00] et l'analyse préliminaire de l'expérience C(^{14}Be,^{12}Be+n)X du GANIL [Jon02] sont compatibles avec un état s virtuel très près du seuil, ceux de GSI et les nôtres plaident plutôt en faveur d'une résonance s. L'origine de la contradiction entre notre résultat et celui de Thoennessen est peut-

Expérience	Nature	Énergie† (keV)	Longueur de diffusion (fm)
[Bel98]	Résonance p	800 ± 90	
[Thn00]	État s virtuel	< 200	< -10
[Jon00]	État s virtuel	~ 60	~ -20‡
[Sim02]	Résonance s	300 ± 200	
Ce travail	Résonance s	$\sim 600 - 800$	

† Pour un état s virtuel, $E = -\hbar^2/2\mu a_s^2$ (voir chapitre 1).

‡ Résultat d'une analyse préliminaire [Orr01, Jon02].

TAB. 5.3 – Résultats expérimentaux sur le fondamental du ^{13}Be.

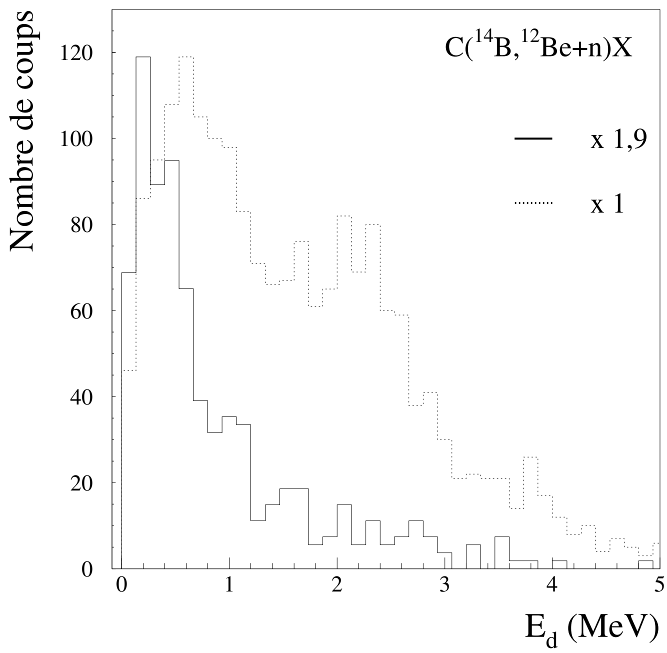

FIG. 5.20 – Spectre en énergie de décroissance du ^{13}Be obtenu avec une acceptance angulaire neutron limitée à 5° (trait continu). L'histogramme en pointillé est le spectre obtenu en utilisant tous les modules DéMoN.

être à chercher du côté des acceptances très différentes entre les deux expériences, seuls les neutrons émis autour de 0° étant détectés dans celle de Thoennessen. La figure 5.20 illustre l'importance de l'acceptance angulaire du détecteur de neutrons dans notre expérience. La ligne en trait pointillé correspond aux données ^{13}Be déjà présentées au chapitre 4 alors que le spectre en trait plein a été construit en limitant l'acceptance angulaire de DéMoN à 5°. La structure située vers 2 MeV disparaît complètement et la structure à plus basse énergie voit sa forme et sa position modifiées.

5.3 Discussion

Au cours de ce chapitre, nous avons appliqué un formalisme simple pour tenter d'expliquer les structures présentes dans les spectres en énergie de décroissance des systèmes ^{15}B+n et ^{12}Be+n. Ce modèle traite explicitement la structure de la voie d'entrée et permet de calculer les distributions en énergie de décroissance associées à des états non liés, états s virtuels ou résonances. Après avoir montré que la longueur de diffusion ou l'énergie et la largeur de résonance étaient les paramètres idoines pour caractériser un état s virtuel ou résonant, nous avons appliqué cette description en premier lieu aux événements ^{6}He-n et montré que le spectre en énergie de décroissance était bien décrit par les résonances connues de l'^{7}He et un fond combinatoire.

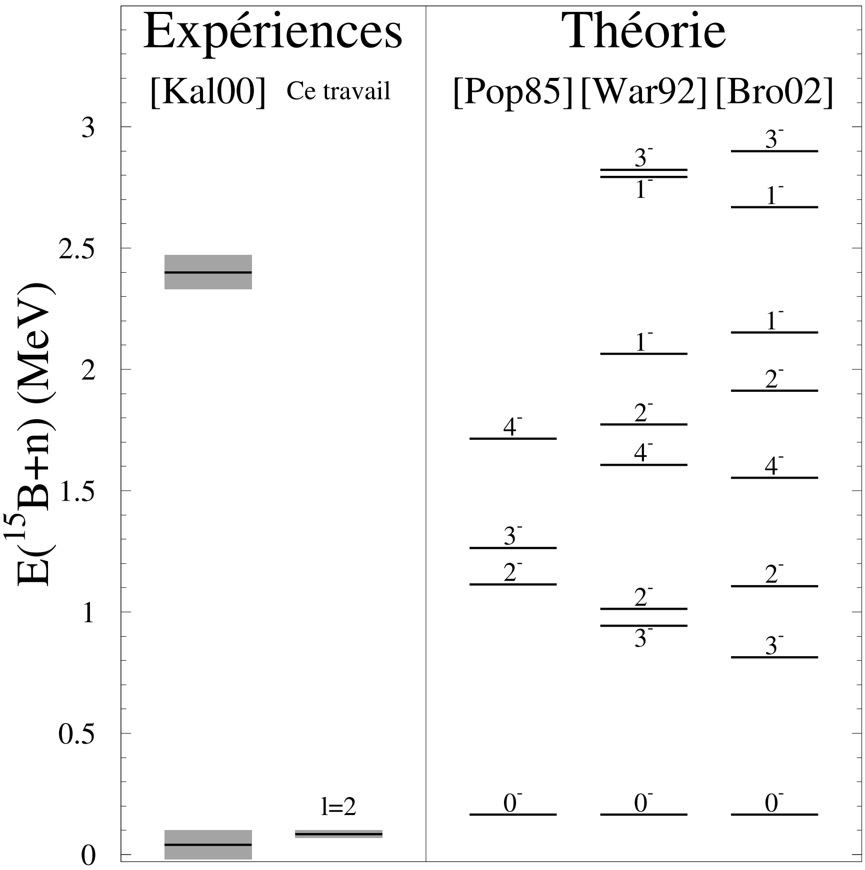

Fig. 5.21 – Structure du ^{16}B à basse énergie. Les énergies sont données par rapport au seuil d'émission neutronique. Les rectangles gris matérialisent les incertitudes expérimentales. Le fondamental des calculs de [Pop85] et [Bro02] a été placé à la même énergie que celui de [Bro02] soit 164 keV au-dessus du seuil.

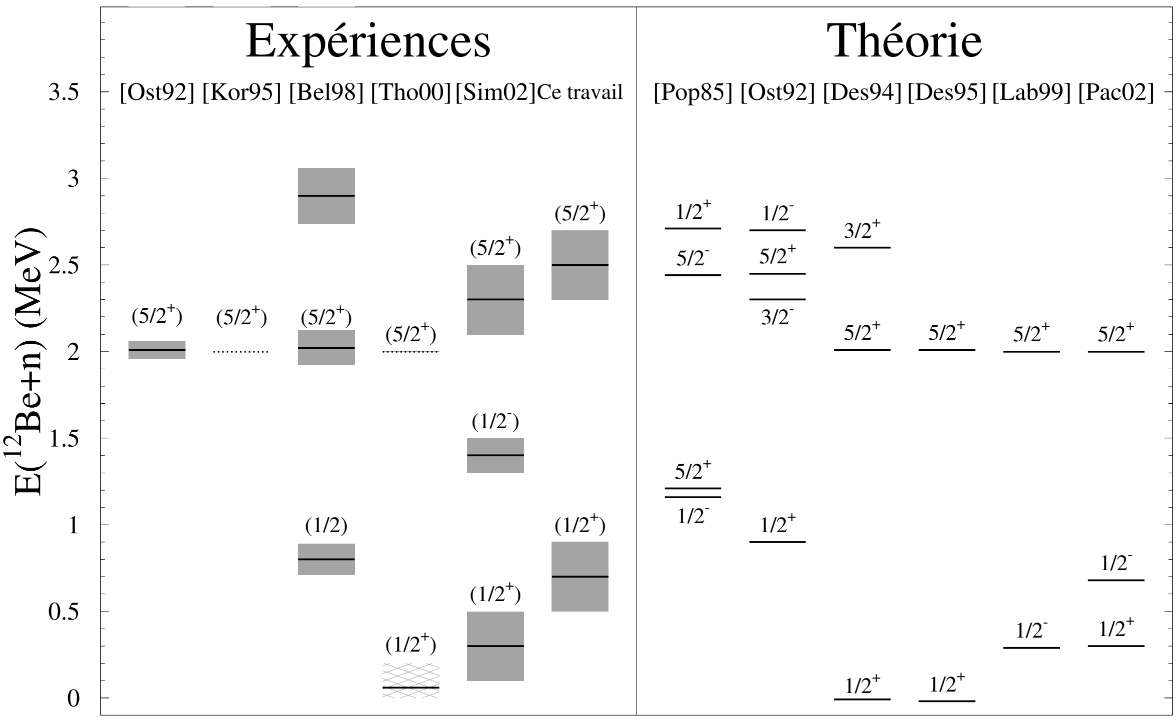

FIG. 5.22 – Structure du ^{13}Be à basse énergie. Les énergies sont données par rapport au seuil d'émission neutronique. Les rectangles gris matérialisent les incertitudes expérimentales sur une résonance, le rectangle hachuré celle sur un état s virtuel. Lorsque l'incertitude sur un niveau est inconnue, celui-ci est représenté en pointillés. N.B. Les quatre derniers calculs sont ajustés sur la valeur expérimentale de la résonance du ^{13}Be à 2,01 MeV d'Ostrowski [Ost92] ou sur l'énergie de séparation des deux derniers neutrons du ^{14}Be ; Pour la référence [Des94], ce sont les résultats utilisant un potentiel de Volkov V2 qui sont présentés (les calculs avec le potentiel V4 donnent des énergies similaires).

Nous nous sommes ensuite tourné vers les spectres du ^{16}B et du ^{13}Be. Bien qu'incapable de déterminer expérimentalement les moments orbitaux relatifs entre fragment et neutron, faute notamment d'une statistique suffisante, nous avons pu attribuer des valeurs de moment orbital aux résonances à partir d'informations théoriques et expérimentales sur la structure du projectile. Si tant est que la quasi-totalité des décroissances des résonances laissent les fragments (^{15}B, ^{12}Be) dans leur fondamental, il semble que :

1. dans le cas du ^{16}B, le pic présent à basse énergie provienne d'une ou plusieurs résonances d très étroites (FWHM $\sim$ 1 keV) situées aux environs de 85 keV ;
2. dans le cas du ^{13}Be, la structure présente à environ 2 MeV corresponde à l'état $5/2^+$ déjà observé. Par contre, la structure présente à basse énergie ne provient probablement pas d'un état s virtuel, mais émane plutôt d'une résonance s très large

(E_r = 600–800 keV, Γ_0 = 1–2 MeV), ce qui impliquerait une structure ^{12}Be+n complexe pour le ^{13}Be.

Les figures 5.21 et 5.22 résument les connaissances expérimentales et théoriques sur la structure à basse énergie d'excitation (< 3 MeV) du ^{16}B et du ^{13}Be. La résonance d du ^{16}B que nous avons placée à 85 keV au-dessus du seuil d'émission neutronique pourrait être le fondamental dont la structure est du type $\pi p_{3/2} \otimes \nu d_{3/2}$ selon le modèle en couches [Bro02]. Si l'énergie du niveau le plus bas de l'expérience de Kalpakchieva et collaborateurs [Kal00] est compatible avec l'énergie de la résonance détectée dans notre expérience, le second état situé à 2,36 MeV (Γ = 150 keV) n'est pas visible dans nos données, alors qu'à cette énergie l'efficacité de détection de notre dispositif expérimental reste significative (environ 80% de l'efficacité maximale) et la résolution raisonnable ($\approx$ 500 keV). Ce niveau d'énergie peut ne pas avoir été peuplé dans notre expérience à cause de la règle de sélection en moment cinétique due à la préservation de la structure neutronique du (quasi-)projectile tout au long de la réaction, ce qui signifierait que ce n'est pas un état d.

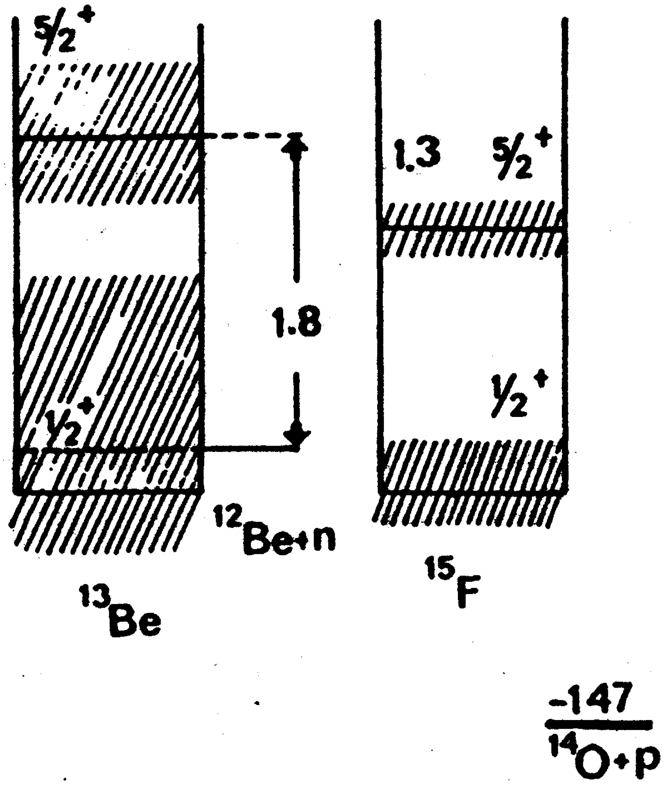

FIG. 5.23 – Fondamental et premier état excité du ^{15}F (figure extraite de [Ogl85]).

Même si, à la lumière de toutes les expériences réalisées jusqu'ici, sa nature précise — virtuelle ou résonante — est incertaine, les résultats de notre expérience semblent confirmer qu'un état s existe au-dessous d'un état d dans le ^{13}Be, signe que l'inversion des orbitales

$s_{1/2}$–$d_{5/2}$ pour les isotones $N = 9$ se poursuit avec le ^{13}Be. Cette inversion est très vraisemblable, sachant qu'elle survient pour les protons dans le ^{15}F, un noyau comportant 9 protons et un nombre pair de neutrons (le dernier proton se trouve donc dans la même orbitale que le dernier neutron dans le ^{13}Be) [Ogl85]. Son fondamental est en effet $1/2^+$ et l'état $5/2^+$ constitue le premier état excité, situé à 1,3 MeV [Ajz91] (figure 5.23). En outre, la présence de cet état s dans le ^{13}Be près du seuil d'émission est prédite par la plupart des calculs théoriques récents.

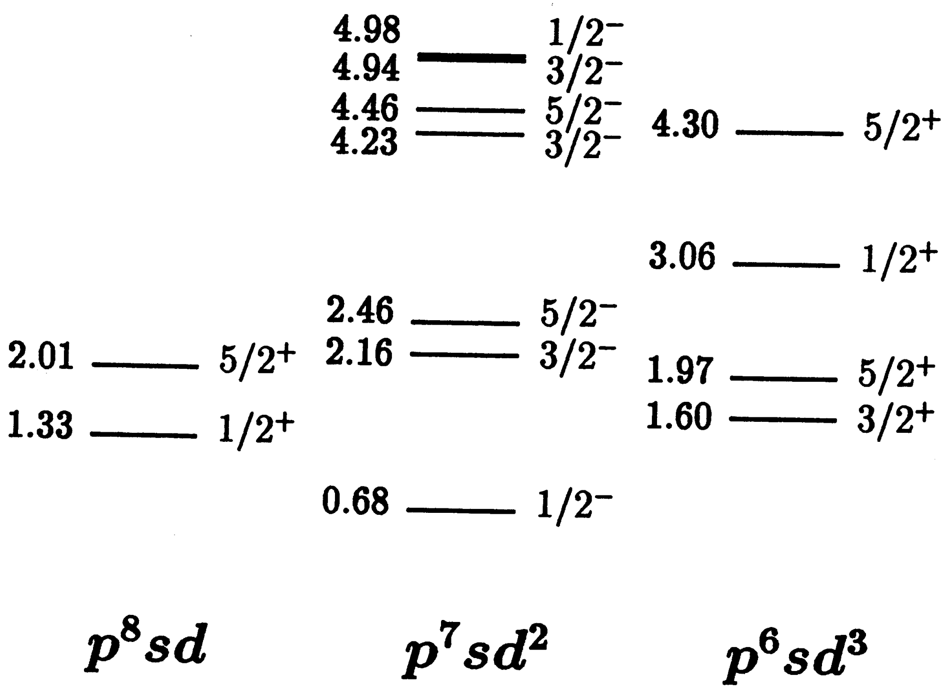

FIG. 5.24 – Niveaux d'énergie du ^{13}Be donné par un calcul du type modèle en couches utilisant l'interaction de Warburton et Brown [War92] et différentes configurations [Mil02]. Les énergies sont données par rapport au seuil d'émission neutronique et normalisées à l'état p^8sd $5/2^+$.

Il ne faut cependant pas perdre de vue que ces calculs prennent comme point de départ des résultats expérimentaux comme la position de la résonance $d_{5/2}$ du ^{13}Be [Des94] ou l'énergie de séparation du ^{14}Be [Des95, Lab99a]. De même, les calculs de Labiche et collaborateurs [Lab99a] et Pacheco et Vinh Mau [Pac02] prédisent tous deux l'inversion des couches $1p_{1/2}$ et $2s$, ce qui signifie que le dernier neutron du ^{13}Be est dans une orbitale $1p_{1/2}$. Pourtant les auteurs du calcul le plus récent s'appuient sur le résultat expérimental de Thoennessen (état s virtuel d'énergie inférieure à 200 keV dans le ^{13}Be [Thn00]) et proposent qu'un fondamental $1/2^+$ à 300 keV au-dessus du seuil d'émission neutronique soit tout à fait possible à cause de certaines configurations mixtes du cœur de ^{12}Be. Des calculs de type modèle en couches tenant compte de la structure complexe du ^{12}Be existent bel et bien pour le ^{13}Be (figure 5.24), mais comme nous l'avons déjà évoqué, ils sont peu fiables compte tenu de la proximité des configurations 0, 1 et 2 $\hbar\omega$, ce qui écarte la possibilité d'obtenir le niveau $1/2^+$ au-dessous du niveau $1/2^-$ [Bro02].

Conclusion et perspectives

Nous avons étudié les deux systèmes non liés ^{16}B et ^{13}Be à partir des réactions de perte d'un proton C(^{17}C,^{15}B+n)X et C(^{14}B,^{12}Be+n)X. Le fragment (^{15}B, ^{12}Be) et le neutron étaient détectés en coïncidence, le premier par le télescope de la collaboration CHARISSA, le second dans le multidétecteur DéMoN. La reconstruction de l'énergie relative entre neutron et fragment événement par événement nous a permis d'étudier le spectre en énergie du ^{16}B et du ^{13}Be. Pour le premier, nous avons mis en évidence la présence d'une résonance d très près du seuil d'émission neutronique (environ 85 keV) ; pour le second, notre analyse suggère l'existence d'une résonance s vers 600–800 keV et d'une résonance d vers 2,5 MeV au-dessus du seuil d'émission neutronique.

Les résultats obtenus démontrent que les réactions de perte d'un proton constituent un bon moyen d'étudier les noyaux non liés [1]. Les sections efficaces qui interviennent sont assez élevées (de l'ordre du mb) pour pouvoir effectuer les expériences avec les intensités faisceau actuellement disponibles. La préservation de la structure neutronique au cours de la réaction autorise l'utilisation des informations spectroscopiques sur le projectile comme un guide pour déterminer le moment orbital de l'état final. Ainsi dans les réactions étudiées ici, la très bonne connaissance de la structure des projectiles ^{17}C et ^{14}B a permis d'assigner avec un bon degré de confiance un moment orbital ℓ à chacune des résonances dans l'état final. Cela constitue un avantage certain sur les réactions utilisées précédemment, comme les réactions de transfert de plusieurs nucléons [Ost92, Kor95, Bel98, Kal00], difficiles à utiliser expérimentalement (cf. chapitre 1) et à étudier théoriquement (mécanisme complexe) ou même la réaction C(^{14}Be, ^{12}Be+n)X [Sim02, Jon02] pour laquelle la structure neutronique entrante est mal connue et de surcroît perturbée lors de la réaction.

Le dispositif expérimental que nous avons employé a sans nul doute montré sa capacité à détecter les états non liés près de l'émission neutronique. De plus, même si la résolution se dégrade à mesure que l'énergie de décroissance augmente, la grande couverture angulaire de DéMoN permet d'observer des états jusque des énergies assez élevées (environ 3 MeV), contrairement au dispositif utilisé à MSU [Thn00]. La mise en évidence de la résonance d du ^{16}B à 85 keV, de l'état s vers 700 keV et de la résonance d à 2,5 MeV du ^{13}Be illustre l'étendue de la plage en énergie dans laquelle notre dispositif est compétitif. Notons que le même dispositif a été employé récemment avec succès pour l'étude de l'^{5}H via les coïncidence t+n+n à partir d'un faisceau d'^{6}He [Nor03].

1. Les résultats encourageants obtenus avec la réaction C(^{17}C,^{12}Be+n)X font entrevoir la possibilité d'utiliser également les réactions de perte d'une particule α.

Les expériences réalisées sont toutefois susceptibles d'amélioration. Ainsi refaire ces études avec davantage de statistique permettrait d'utiliser des détecteurs γ pour déterminer le taux de décroissance des systèmes non liés en fragment excité plus neutron, et peut-être d'obtenir expérimentalement le moment orbital des résonances à partir des corrélations angulaires. Le gain en statistique pourrait être obtenu en disposant de faisceaux plus intenses (ou en consacrant plus de temps faisceau[2]) ou encore en utilisant un multidétecteur de neutrons plus efficace et couvrant un angle solide plus important. Le prolongement théorique de ces expériences est lui aussi perfectible : le modèle que nous avons utilisé pour analyser les données ne donne que la forme des distributions en énergie et ne prend pas en compte les degrés de liberté internes du cœur, ce qui nous a amené à utiliser une paramétrisation simpliste pour les résonances s.

La structure des systèmes non liés ^{16}B et ^{13}Be n'est pas encore complètement élucidée. Pour le premier, la mise en évidence d'une résonance d près du seuil est un premier pas mais la structure du projectile employé (^{17}C) rendait notre expérience très sélective en moment orbital, de sorte que d'autres états de $\ell \neq 2$ peuvent exister près du seuil d'émission neutronique sans avoir été détectés dans notre expérience. D'ailleurs, la mesure de la section efficace d'interaction du ^{17}B suggère un facteur spectroscopique $s_{1/2}$ de la fonction d'onde des deux derniers neutrons égal à $0{,}36 \pm 0{,}19$ [Suz99] ; l'analyse de la récente expérience de dissociation du ^{17}B plaide quant à elle pour $0{,}69 \pm 0{,}14$ [Suz02]. Si l'on adopte l'image d'un système à trois corps ^{15}B+n+n pour le ^{17}B, cette composante s doit se retrouver dans la fonction d'onde du sous-système ^{15}B-n. L'étude des coïncidences ^{15}B-n provenant de la dissociation d'un faisceau de ^{17}B mettrait probablement en évidence l'existence d'un état s du ^{16}B s'il existe. Dans tous les cas, des calculs à trois corps seront nécessaires pour décrire la structure du ^{17}B et la résonance d mise en évidence ici constitue une première contrainte sur l'interaction ^{15}B-n à utiliser dans ces modèles[3].

Si nos résultats sur le ^{13}Be sont en accord avec la présence d'un état s près du seuil, ils ne dissipent en rien la confusion qui demeure sur la nature exacte du fondamental du ^{13}Be. Pour Thoennessen [Thn00] c'est un état s virtuel d'énergie inférieure à 200 keV ($a_s < -10$ fm) ; les résultats de Simon et collaborateurs ainsi que les nôtres sont plutôt en faveur d'une résonance s mais il faut noter que ces deux dernières expériences donnent des valeurs différentes pour l'énergie et la largeur de la résonance. Il est difficile de s'appuyer sur des calculs théoriques pour trancher la question : il n'existe pas de calculs de modèle en couches réalistes [Mil02] et les autres calculs s'appuient sur des résultats expérimentaux parfois remis en cause[4] ou sur des modèles simplistes (pas de traitement de la structure interne du ^{12}Be). Un effort théorique doit donc être entrepris ; du côté expérimental, une expérience du type ^{12}Be(d,p)^{13}Be serait d'une aide précieuse, d'une part parce qu'elle permettrait de peupler l'ensemble des configurations ^{12}Be-n et d'autre part parce que le formalisme décrivant ce type de réaction est très bien connu.

2. Dans le cas du ^{13}Be, les événements traités ici sont le résultat d'une seule journée de faisceau.

3. Le seul calcul à trois corps existant pour le ^{17}B a été réalisé sans aucune information sur le ^{16}B, si ce n'est son instabilité vis-à-vis de l'émission de neutron [Ren90].

4. Par exemple, la résonance d du ^{13}Be annoncée à 2 MeV semble se trouver plus haut dans l'expérience de Simon [Sim02] et la nôtre.

Annexe A

Simulations

Nous décrivons ici les méthodes employées pour simuler les expériences : décroissance d'un noyau non lié et détection du fragment chargé et du neutron résultants. Les deux codes de simulation employés, GEANT et BELZEBUTH, sont comparés et quelques résultats marquants présentés.

A.1 Simulation de la décroissance

Dans un premier temps, la décroissance ${}^{A+1}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z} X + n$ est supposée isotrope dans le référentiel du centre de masse (cm) de ${}^{A+1}_{Z}X$. L'énergie de décroissance E_d est tirée aléatoirement suivant la distribution choisie (par exemple, une distribution de Breit-Wigner). L'impulsion dans le centre de masse vaut :

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

avec $E_X = E_d + m_X c^2$ et m_X, m_n, m_f, la masse du noyau initial (ou de la résonance), du neutron et du fragment chargé. L'angle azimutal et le cosinus de l'angle polaire du neutron dans le centre de masse font l'objet de tirages aléatoires selon une distribution plate. Les impulsions du neutron et du fragment sont ensuite calculées dans le référentiel lié au laboratoire par une transformation de Lorentz. Afin de calculer la vitesse du centre de masse, l'énergie du projectile est tirée selon une gaussienne centrée autour de l'énergie faisceau dont la largeur a été mesurée expérimentalement à l'aide des plaques parallèles ; la cible de carbone utilisée étant mince (95 et 275 mg/cm^2), l'endroit de la cible où se produit la réaction est tiré aléatoirement selon une distribution plate. La perte d'énergie du projectile et du fragment dans la cible est alors calculée à l'aide de tables de perte d'énergie linéique générées avec le code TRIM [Tri98].

En outre, les simulations doivent être les plus réalistes possibles et reproduire le plus grand nombre d'observables. Ainsi la structure lacunaire de DéMoN rendant les simulations de l'efficacité en énergie de décroissance sensibles à la distribution angulaire des neutrons, il est crucial de tenir compte du moment communiqué au système ${}^{A}_{Z}X + n$ au moment de la réaction dans le centre de masse du projectile. Selon les cas, les impulsions transverse et parallèle du système ${}^{A}_{Z}X + n$ ont été soit calculées théoriquement à l'aide d'un modèle de type Glauber (cf. chapitre 5) soit en tirant les trois composantes de l'impulsion suivant des distributions gaussiennes dont la largeur est donnée par le modèle de fragmentation de Goldhaber [Gol74]:

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_F(A_P - A_F)}{A_P - 1}} \tag{A.2}$$

A_P est la masse du projectile, A_F la masse du système ${}^{A}_{Z}X+n$ et σ_0 vaut environ 90 MeV/c.

Une fois transformées dans le laboratoire, les impulsions du neutron et du fragment sont convoluées avec les résolutions expérimentales des différents détecteurs, calculées au chapitre 3 : résolution en temps de vol neutron, résolution du télescope (en position et en énergie) et des chambres à dérive (en position) pour le fragment. L'efficacité de détection du fragment est prise égale à 1 ; le neutron émis est quant à lui traité très différemment, selon qu'il s'agisse du programme réalisé avec GEANT ou de BELZEBUTH. En effet, dans le cas du programme GEANT, une fois le neutron émis avec son impulsion initiale, ce sont les routines GEANT qui se chargent de le propager dans l'espace, et notamment dans les modules DéMoN. Toutes les interactions pouvant intervenir dans les différents milieux sont prises en compte, y compris celles impliquant des particules secondaires elles-mêmes créées au cours d'interactions. BELZEBUTH se contente d'imiter ce traitement en utilisant la courbe d'efficacité de détection d'un neutron simulée avec GEANT (cf. chapitre 3). Dans la suite, nous désignerons cette première version du programme par BELZEBUTH-I : nous allons voir en effet que des corrections supplémentaires, exposées plus bas, sont nécessaires si l'on veut reproduire au moins qualitativement les données expérimentales et les résultats de GEANT.

Terminons en précisant que quel que soit le programme, les événements générés se présentent sous une forme identique aux données. Ainsi, pour les neutrons, GEANT et BELZEBUTH délivrent un temps de vol — qui tient compte de la résolution expérimentale — et un numéro de détecteur. La cinématique de l'événement est ensuite reconstruite de la même façon que pour un événement réel (et avec les mêmes programmes).

A.2 Effets de la chambre de réaction et du télescope

Lors de l'expérience de 1997, Labiche avait déjà noté que les distorsions constatées sur les distributions angulaires de neutrons étaient imputables à la présence de la chambre de réaction, et plus particulièrement à la présence d'un tube de fixation d'une bride, long de 6 cm et placé suivant l'axe du faisceau [Lab99a]. Lors de l'expérience sur le ^{16}B, la chambre de réaction comportait encore ce tube, et l'on peut effectivement constater une diminution anormale de la statistique vers 4° sur la distribution angulaire des neutrons, par exemple détectés en coïncidence avec un ^{10}Be (cf. partie gauche de la figure A.1). Afin d'étudier le phénomène, nous avons simulé l'émission de neutrons suivant une distribution gaussienne en moment d'une largeur de 100 MeV/c (FWHM) dans le centre de masse du ^{16}B (partie droite de la figure A.1). GEANT (cercles pleins) donne une distribution angulaire assez

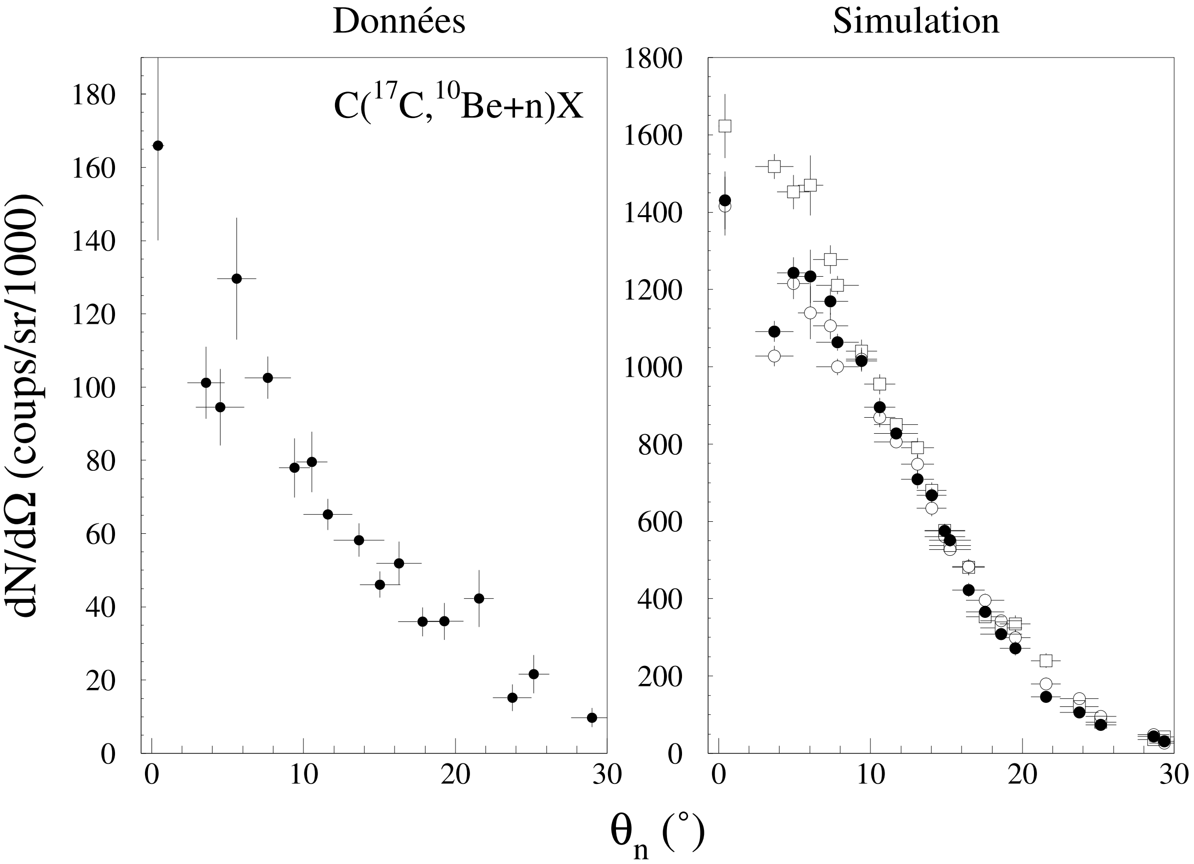

FIG. A.1 – À gauche : distribution angulaire des neutrons en coïncidence avec un ^{10}Be lors de la première expérience. À droite : distribution angulaire de neutrons émis selon une distribution gaussienne en moment d'une largeur de 100 MeV/c (FWHM), simulée avec GEANT (cercles pleins), BELZEBUTH-II (carrés vides) et BELZEBUTH-III (cercles vides).

large, avec une baisse anormale de la statistique aux alentours de 4° de façon similaire aux données. La courbe faite de carrés vides matérialise les résultats d'une simulation utilisant BELZEBUTH-II. Cette version diffère de la précédente par le remplacement du rayon réel des modules DéMoN par un rayon effectif qui mime la perte d'efficacité intrinsèque d'un module lorsqu'un neutron ne traverse qu'une petite partie du volume scintillant. Cette version échoue toutefois à décrire les accidents de la distribution angulaire à petit angle.

La figure A.2, résultat de simulations GEANT, met en lumière le rôle de chacun des composants de la chambre de réaction et du télescope Si-CsI dans les distorsions constatées. À gauche est représenté le taux d'absorption des neutrons par la chambre de réaction et le télescope en fonction de l'angle polaire (dans le laboratoire) du neutron émis. Le pic autour de 4° est créé par le tube de fixation de la bride (il n'apparaît pas si on introduit dans la simulation une chambre sans tube) tandis que le plateau qui s'étend jusque 10°

correspond à l'angle couvert par le cristal d'iodure de césium. Cependant, l'absorption n'est pas le seul effet provoqué par la chambre de réaction et son contenu. En effet, le nombre de neutrons détectés dans DéMoN en fonction de l'angle initial du neutron émis a été simulé avec GEANT, avec et sans l'ensemble chambre-télescope. Le quotient des deux courbes donne un taux de transmission de l'enceinte et de son contenu, présenté sur la figure de droite. On retrouve les accidents de la courbe d'absorption mais de plus, à certains angles, le nombre de neutrons détectés avec la chambre est supérieur à celui sans chambre, ce qui est caractéristique d'une diffusion des neutrons. On peut constater sur le graphe des oscillations, certains angles étant dépeuplés par la diffusion de neutrons au profit d'angles voisins. Ainsi autour de 4°, ce dépeuplement atteint environ 50% alors que l'absorption n'est que de 27% environ. L'intégration de ces phénomènes de façon grossière dans BELZEBUTH-III permet de reproduire les accidents de la distribution angulaire comme le montre la courbe (cercles vides) de la figure A.1.

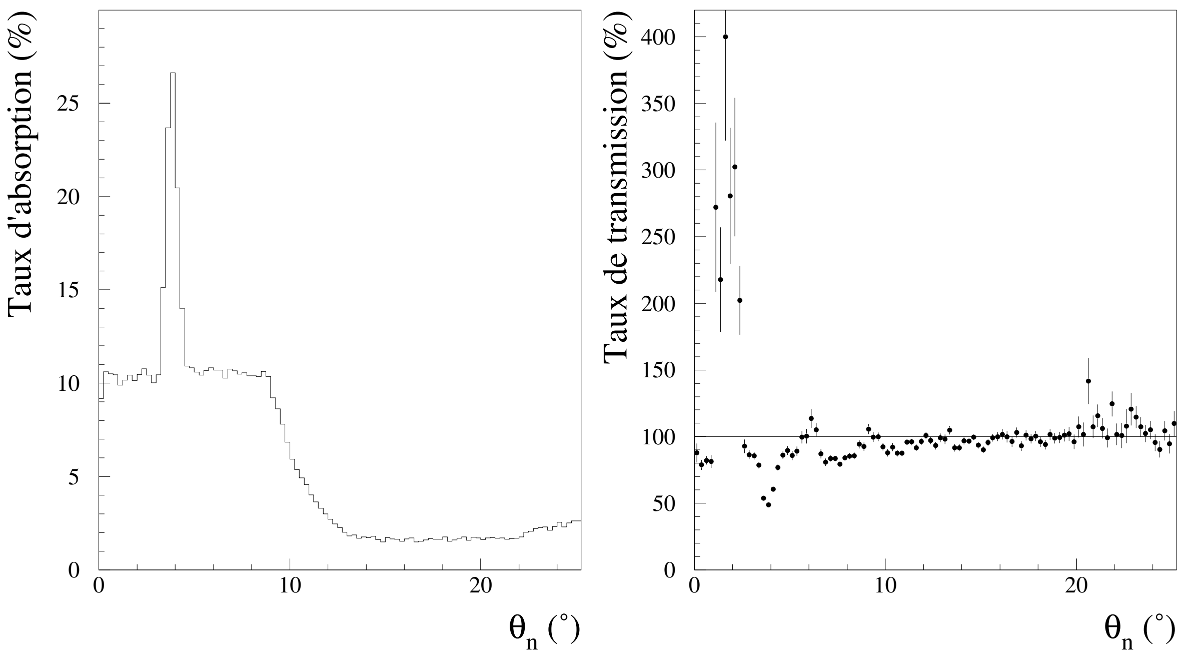

FIG. A.2 – Absorption (à gauche) et absorption-diffusion (à droite) des neutrons par la chambre de réaction et le télescope selon GEANT.

Afin de valider notre approche, nous avons examiné une autre variable, l'efficacité de détection du dispositif expérimental en fonction de l'énergie. La figure A.3 présente différentes courbes d'efficacité simulées pour l'expérience sur le ^{16}B. Ces courbes sont calculées en deux temps :

- L'énergie de décroissance est tirée aléatoirement sur une distribution plate entre 0 et 10 MeV ;

- La masse invariante est reconstruite événement par événement de la même manière que pour les données expérimentales (cf. section 3.4) ; le quotient de la distribution obtenue par la distribution initiale fournit l'efficacité de l'ensemble du dispositif expérimental.

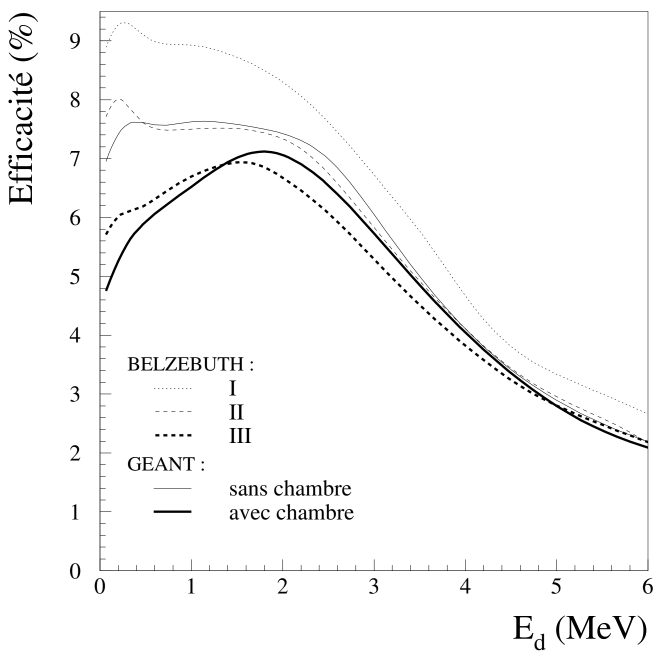

FIG. A.3 – Efficacité en énergie de décroissance du ^{16}B prédite par GEANT (avec et sans la chambre de réaction et le télescope) et les différentes versions de BELZEBUTH.

L'efficacité donnée par le programme GEANT est représentée en trait continu épais. La courbe en trait continu mince, résultat d'une simulation GEANT dans laquelle ne figure ni la cuve ni le télescope qu'elle contient montre que ces éléments sont responsables d'une baisse d'efficacité à basse énergie, ce qui confirme les effets d'absorption-diffusion des neutrons à petit angle. D'ailleurs, BELZEBUTH-II (trait discontinu mince) reproduit sans mal les résultats de GEANT sans chambre de réaction, mais seul BELZEBUTH-III décrit au moins qualitativement la baisse d'efficacité prédite par la version complète du programme GEANT.

Après avoir constaté le bon accord entre GEANT et la version la plus aboutie de BELZEBUTH, nous avons décidé de n'utiliser que ce dernier pour l'expérience sur le ^{13}Be. La différence avec la première expérience ne réside que dans la chambre de réaction : le tube de fixation de la bride n'existe plus – ce qui améliore l'accord de BELZEBUTH avec GEANT – et les détecteurs placés en son sein ont une géométrie légèrement différente. Nous avons tenu compte de ces deux paramètres et modifié le taux d'absorption des neutrons introduit dans BELZEBUTH en conséquence.

A.3 Origines de la résolution en énergie de décroissance

La résolution en énergie des dispositifs expérimentaux, simulées avec GEANT et BELZEBUTH, a déjà été discutée au chapitre 3. Nous cherchons ici à déterminer la contribution de la résolution des différents détecteurs à la résolution totale. Pour ce faire, nous avons introduit successivement les différentes contributions à la résolution finale en réalisant avec BELZEBUTH plusieurs simulations de la décroissance du ^{16}B et du ^{13}Be à deux énergies, 0,5 et 2 MeV. Les résolutions introduites dans les simulations, baptisées R1...R5, sont :

- R1 : résolution en angle du neutron détecté dans DéMoN due à l'angle solide fini de chaque module ;
- R2 : R1 + résolution en temps de DéMoN ;
- R3 : R2 + résolution du télescope (en position et en énergie) et des chambres à dérive (en position) ;
- R4 : R3 + reconstruction de la perte d'énergie dans la cible ;
- R5 : R4 + dispersion en énergie et en angle du faisceau.

Les résultats sont présentés à la figure A.4. Dans tous les cas, l'effet d'angle solide fini des modules DéMoN (trait continu mince, FWHM entre parenthèses) apparaît comme la contribution principale. Parmi les autres sources de résolution, c'est la reconstruction de la perte d'énergie dans la cible qui est la plus importante, notamment pour l'expérience sur le ^{13}Be où la cible de carbone était plus épaisse que dans la première expérience (275 contre 95 mg/cm^2). Ainsi, en considérant que les différentes largeurs se somment quadratiquement, la largeur provenant de cette reconstruction est :

$$\Delta E = \sqrt{(\Delta E)^2_{R4} - (\Delta E)^2_{R3}} \tag{A.3}$$

où $(\Delta E)^2_{R4}$ et $(\Delta E)^2_{R3}$ sont les largeurs (FWHM) des distributions en énergie des simulations R3 et R4. Le calcul donne à E_d=2 MeV une largeur ΔE d'environ 320 keV pour le ^{13}Be et de 200 keV pour le ^{16}B.

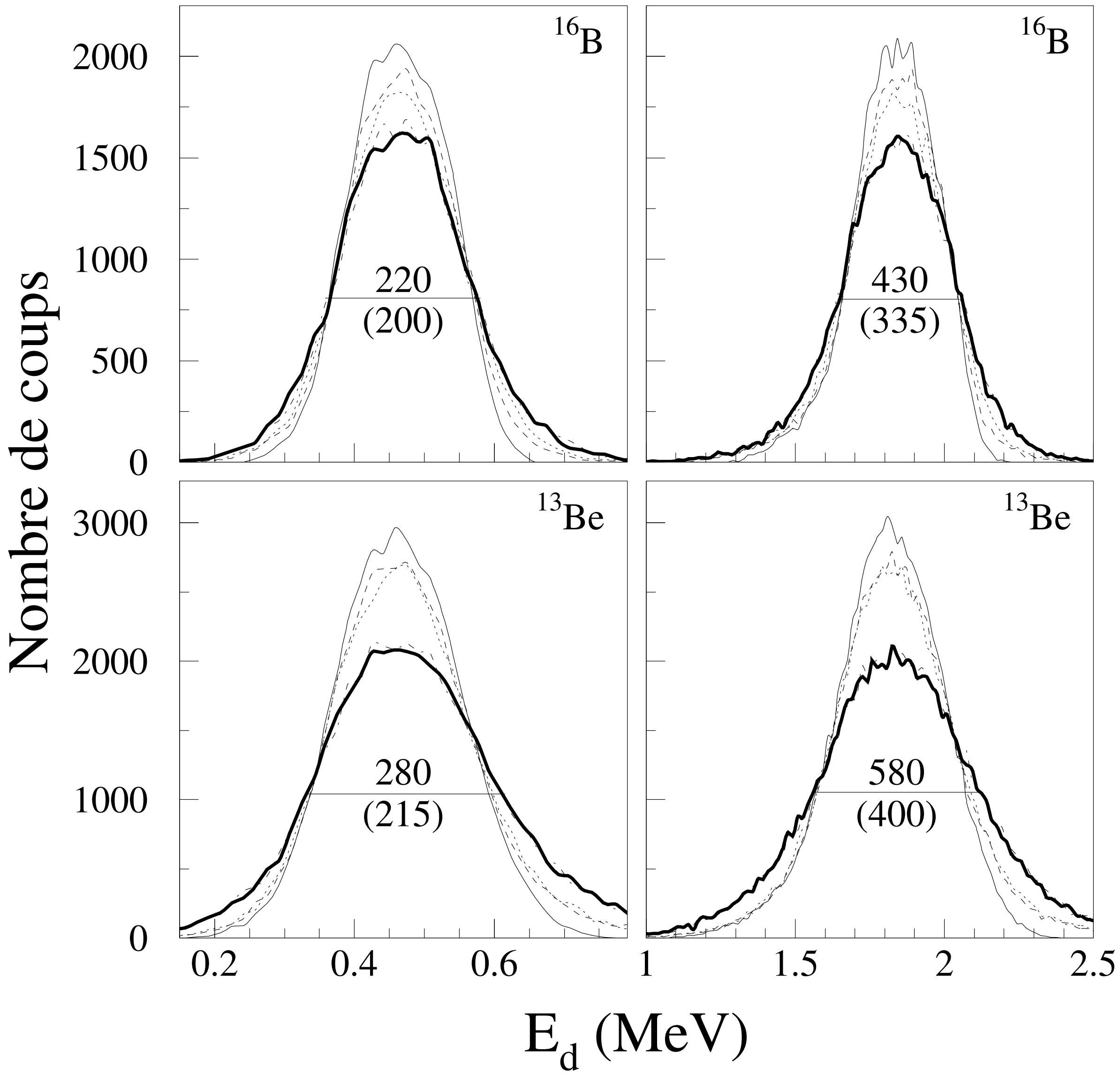

FIG. A.4 – Résolution en énergie des dispositifs expérimentaux pour des énergies de décroissance du ^{16}B et du ^{13}Be de 0,5 (à gauche) et 2 MeV (à droite). Trait plein : R1, tirets : R2, points : R3, tirets-points : R4, trait plein épais : R5. Les valeurs indiquées sur chaque graphe correspondent aux largeurs à mi-hauteur de R5 (sans parenthèses) et de R1 (avec).

Bibliographie

[Alb78] D. E. Alburger *et al.*
Core excited $T = 2$ *levels in* $A = 12$ *from studies of* ^{12}Be
Physical Review C 17 (1978) 1525

[Ajz90] F. Ajzenberg-Selove
Energy levels of light nuclei A=11-12
Nuclear Physics A 506 (1990) 1

[Ajz91] F. Ajzenberg-Selove
Energy levels of light nuclei A=13-15
Nuclear Physics A 523 (1991) 1

[Ale83] D. V. Alexandrov *et al.*
Sov. J. Nucl. Phys. 37 (1983) 474

[Alk96] J. S. Al-Khalili et J. A. Tostevin
Matter radii of light halo nuclei
Physical Review Letters 76 (1996) 3903

[Ann87] R. Anne *et al.*
The achromatic spectrometer LISE at GANIL
Nuclear Instruments and Methods A 257 (1987) 215

[Ann94] R. Anne *et al.*
Exclusive and restricted-inclusive reactions involving the ^{11}Be *one-neutron halo*
Nuclear Physics A 575 (1994) 125

[Arn87] E. Arnold *et al.*
Nuclear spin and magnetic moment of ^{11}Li
Physics Letters B 197 (1987) 311

[Arn92] E. Arnold *et al.*
Quadrupole moment of ^{11}Li
Physics Letters B 281 (1992) 16

[Aud93] G. Audi et A. H. Wapstra
The 1993 atomic mass evaluation (II) : nuclear reactions and separation energies
Nuclear Physics A 565 (1993) 66

[Aud97] G. Audi *et al.*
The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties
Nuclear Physics A 624 (1997) 1

[Bel98] A. V. Belozyorov *et al.*
Spectroscopy of ^{13}Be
Nuclear Physics A 636 (1998) 419

[Ber98] G. F. Bertsch *et al.*
Nuclear breakup of Borromean nuclei
Physical Review C 57 (1998) 1366

[Bla92] B. Blank *et al.*
Charge-changing cross sections of the neutron-rich isotopes $^{8,9,11}Li$
Zeitschrift für Physik A 343 (1992) 375

[Bhr69] A. Bohr et B. R. Mottelson
Nuclear Structure, volume I
W. A. Benjamin, Inc., Avanced Book Program (1969)

[Boh95] H. G. Bohlen *et al.*
Study of light neutron-rich nuclei with ^{14}C*-induced reactions*
Nuclear Physics A 583 (1995) 775

[Boh97] H. G. Bohlen *et al.*
Study of weakly bound and unbound states of exotic nuclei with binary reactions
Nuclear Physics A 616 (1997) 254c

[Boh01] H. G. Bohlen *et al.*
Spectroscopy of ^{7}He *states using the (*^{15}N*,* ^{17}F*) reaction on* ^{9}Be
Physical Review C 64 (2001) 024312

[Bow74] J. D. Bowman *et al.*
Discovery of two isotopes, ^{14}Be *and* ^{17}B*, at the limits of particle stability*
Physical Review Letters 31 (1973) 614

[Bri72] D. M. Brink
Kinematical effects in heavy-ion reactions
Physics Letters B 40 (1972) 37

[Bro88] B. A. Brown *et al.*
OXBASH
MSU-NSCL Report 524 (1988) 315

[Bro02] B. A. Brown
Communication privée (2002)

[Car99] F. Carstoiu
GLAUB
Code de calcul (1999)

[Cec79] R. A. Cecil *et al.*
Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 MeV to about 300 MeV
Nuclear Instruments and Methods A 161 (1979) 439

[Char01] M. Chartier *et al.*
Identification of the ^{10}Li *ground state*
Physics Letters B 510 (2001) 24

[Che01] L. Chen *et al.*
Evidence for an l=0 ground state in ^{9}He
Physics Letters B505 (2001) 21

[Chu97a] L. V. Chulkov *et al.*
Large spin alignment of the unbound ^{5}He *fragment after fragmentation of 240 MeV/nucleon* ^{6}He
Physical Review Letters 79 (1997) 201

[Chu97b] L. V. Chulkov et G. Schrieder
Angular correlations in peripheral fragmentation of halo nuclei
Zeitschrift für Physik A 359 (1997) 231

[Dea87] F. Deák *et al.*
Method for the study of neutron emission from light fragments in intermediate energy heavy-ion collisions
Nuclear Instruments and Methods A 258 (1987) 67

[Des94] P. Descouvemont
Evidence for particle stability of ^{13}Be *in a microscopic cluster model*
Physics Letters B 331 (1994) 271

[Des95] P. Descouvemont
Halo structure of ^{14}Be *in a microscopic* ^{12}Be*+n+n cluster model*
Physical Review C 52 (1995) 704

[Des95b] P. Descouvemont
The ^{17}B *nucleus in a microscopic three-cluster model*
Nuclear Physics A 581 (1995) 61

[Deu68] J. P. Deutsch *et al.*
Hyperfine effect in the mu-mesonic ^{11}B *atom and information on* ^{11}Be *from muon capture measurements*
Physics Letters B 28 (1968) 178

[Fed93] D. V. Fedorov *et al.*
General properties of halos
Physics Letters B 312 (1993) 1s

[For00] C. Forssén, B. Jonson et M. V. Zhukov
A correlated background in invariant mass spectra of three-body systems
Nuclear Physics A 673 (2000) 143

[Frt94] H. T. Fortune, G. B. Liu et D. E. Alburger
$(sd)^2$ *states in* ^{12}Be
Physical Review C 50 (1994) 1355

[Fri83] W. A. Friedman
Heavy ion projectile fragmentation : a reexamination
Physical Review C 27 (1983) 569

[Gar01] E. Garrido *et al.*
Reaction mechanisms for two-neutron halo breakup
Physical Review Letters 86 (2001) 1986

[Grv66] G. T. Garvey and I. Kelson
New nuclidic mass relationship
Physical Review Letters 16 (1966) 197

[Gea87] R. Brun *et al.*
GEANT 3 user's guide
Technical Report, CERN/DD/EE/84 (1987)

[Gol74] A. S. Goldhaber
Statistical models of fragmentation processes
Physics Letters B 53 (1974) 306

[Gos73] J. D. Goss *et al.*
^{15}C states via the $^{14}C(d,p)^{15}C$ reactions
Physical Review C 8 (1973) 514

[Gui00] V. Guimarães *et al.*
Spectroscopy of $^{13,14}B$ via the one-neutron knockout reaction
Physical Review C 61 (2000) 064609

[Han87] P. G. Hansen et B. Jonson
The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei
Europhysics Letters 4 (1987) 409

[Han95] P. G. Hansen
Nuclear halos
Annual Review of Nuclear and Particle Sciences 45 (1995) 591

[Han01] P. G. Hansen et B. M. Sherrill
Reactions and single-particle structure of nuclei near the drip lines
Nuclear Physics A 693 (2001) 133

[Hor92] D. Horn *et al.*
The mass dependence of CsI(Tl) scintillation response to heavy ions
Nuclear Instruments and Methods A 320 (1992) 273

[Iwa00] H. Iwasaki *et al.*
Quadrupole deformation of ^{12}Be studied by proton inelastic scattering
Physics Letters B 481 (2000) 1

[Joa65] C. Joachain
Quantum collision theory
North-Holland Publishing Company (1965)

[Jon00] K. L. Jones
The unbound nucleus ^{13}Be
Thèse de l'Université de Surrey (2000)

[Jon02] K. L. Jones *et al.*
En préparation

[Kal00] R. Kalpakchieva *et al.*
Spectroscopy of ^{13}B, ^{14}B, ^{15}B and ^{16}B using multi-nucleon transfer reactions
European Physical Journal A 7 (2000) 451

[Kob88] T. Kobayashi *et al.*
Projectile fragmentation of the extremely neutron-rich nucleus ^{11}Li at 0.79 GeV/nucleon
Physical Review Letters 60 (1988) 2599

[Kor95] A. A. Korsheninnikov *et al.*
Spectroscopy of ^{12}Be and ^{13}Be using a ^{12}Be radioactive beam
Physics Letters B 343 (1995) 53

[Kry93] R. A. Kryger *et al.*
Neutron decay of ^{10}Li produced by fragmentation
Physical Review C 47 (1993) R2439

[Kry96] R. A. Kryger *et al.*
Upper limit of the lifetime of ^{16}B
Physical Review C 53 (1996) 1971

[Lab99a] M. Labiche
Étude de la dissociation d'un noyau Borroméen à halo de deux neutrons: le ^{14}Be
Thèse de l'Université de Caen (1999)

[Lab99b] M. Labiche *et al.*
Structure of ^{13}Be and ^{14}Be
Physical Review C 60 (1999) 027303

[Lab01] M. Labiche *et al.*
Halo structure of ^{14}Be
Physical Review Letters 86 (2001) 600

[Lan85] M. Langevin *et al.*
Production of neutron-rich nuclei at the limits of particle stability by fragmentation of 44 MeV/u ^{40}Ar projectiles
Physics Letters B 150 (1985) 71

[Leo87] W. R. Leo
Techniques for nuclear and particle physics experiments
Springer-Verlag (1987)

[Lise] Page web du GANIL consacrée à LISE
http://www.ganil.fr/lise

[Mac98] M. Mac Cormick *et al.*
High precision position measurements at high counting rates with drift chambers and multi-hit electronics
GANIL R 98 02 (1998)

[Mad01a] V. Maddalena *et al.*
One-nucleon knockout reactions : the test case ^{15}C and the single-particle structure of $^{16,17,19}C$
Nuclear Physics A 682 (2001) 332c

[Mad01b] V. Maddalena *et al.*
Single-neutron knockout reactions : application to the spectroscopy of $^{16,17,19}C$
Physical Review C 63 (2001) 024613

[Mar00a] F. M. Marqués *et al.*
Neutron cross-talk rejection in a modular array and the detection of halo neutrons
Nuclear Instruments and Methods A 450 (2000) 109

[Mar00b] F. M. Marqués *et al.*
Two-neutron interferometry as a probe of the nuclear halo
Physics Letters B 476 (2000) 219

[Mar02] F. M. Marqués *et al.*
En préparation

[Mar03] F. M. Marqués *et al.*
En préparation

[Mch01] R. Machleidt et I. Slaus
The nucleon-nucleon interaction
Journal of Physics G 27 (2001) R69

[McV68] K. W. McVoy
Vitual states and resonances
Nuclear Physics A 115 (1968) 481

[McV94] K. W. McVoy et P. Van Isacker
Does the ground-state resonance of ^{10}Li *overlap neutron threshold?*
Nuclear Physics A 576 (1994) 157

[Mei02] M. Meister *et al.*
Evidence for a new low-lying resonance state in ^{7}He
Physical Review Letters 88 (2002) 10251

[Mes95] A. Messiah
Mécanique quantique, tome 1
Dunod (1995)

[Mil01] D. J. Millener
Structure of unstable light nuclei
Nuclear Physics A 693 (2001) 394

[Mil02] D. J. Millener
Communication privée (2002)

[Min88] F. James et M. Roos
MINUIT - Function minimization and error analysis
CERN Program Library D506 (1988)

[Mos94] M. Moszyński *et al.*
Study of n-γ discrimination with NE213 and BC501A liquid scintillators of different size
Nuclear Instruments and Methods A 350 (1994) 226

[Mou94] S. Mouatassim
Contribution à la réalisation d'un DEtecteur MOdulaire de Neutrons (DEMON) : étude des performances par mesures et simulations
Thèse de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg (1994)

[Mou95] S. Mouatassim *et al.*
The light yield response of NE213 organic scintillators to charged particles resulting from neutron interactions
Nuclear Instruments and Methods A 359 (1995) 530

[Nav98] A. Navin *et al.*
Spectroscopy of radioactive beams from single-nucleon knockout reactions : application to the sd shell nuclei ^{25}Al and $^{26,27,28}P$
Physical Review Letters 81 (1998) 5089

[Nav00] A. Navin *et al.*
Direct evidence for the breakdown of the N=8 shell closure in ^{12}Be
Physical Review Letters 85 (2000) 266

[Nic80] F. Nichitiu
Analiza de fază în fizica interacţiilor nucleare
Editura academiei republicii socialiste românia (1980)

[Nor01] G. Normand
Étude des noyaux à halo ^{6}He et ^{8}He : étude de la configuration géométrique du détecteur DéMoN
Rapport de stage, LPC-RAP 01-02 (2001)

[Nor03] G. Normand *et al.*
En préparation

[Ogl85] A. A. Ogloblin et Y. E. Penionzhkevich
Very neutron rich very light nuclei
in Treatise on Heavy-Ion Science (vol. 8 : Nuclei far from stability), Plenum Press (1989)

[Orr96] N. A. Orr *et al.*
Reaction study of the two-neutron halo nucleus ^{14}Be
GANIL Experiment E295 (1996)

[Orr97] N. A. Orr
Fragment momentum distributions and the halo
Nuclear Physics A 616 (1997) 155c

[Orr01] N. A. Orr
Nuclear halo and molecular states
CP561, Tours Symposium on Nuclear Physics IV (2001)

[Ost92] A. N. Ostrowski *et al.*
Mass spectroscopy of ^{13}Be
Zeitschrift für Physik A 343 (1992) 489

[Oza94] A. Ozawa *et al.*
Interaction cross sections and radii of the mass number $A = 17$ isobar (^{17}N, ^{17}F and ^{17}Ne)
Physics Letters B 334 (1994) 18

[Pac02] J. C. Pacheco et N. Vinh Mau
Two-body correlations in N=8 and 10 nuclei and effective neutron-neutron inter-

actions in Tamm-Dancoff and two-particle random phase approximation models
Physical Review C 65 (2002) 044004

[Par02] M. Pârlog *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
Nuclear Instruments and Methods A 482 (2002) 693

[Pop85] N. A. F. M. Poppelier *et al.*
Properties of exotic p-shell nuclei
Physics Letters B 157 (1985) 120

[Ren90] Z. Ren et G. Xu
A three-body model of ^{11}Li*,* ^{14}Be *and* ^{17}B
Physics Letters B 252 (1990) 311

[Rii92] K. Riisager *et al.*
Two-neutron removal reactions for very neutron-rich nuclei
Nuclear Physics A 540 (1992) 365

[Sau00a] E. Sauvan *et al.*
One-neutron removal reactions on neutron-rich psd-shell nuclei
Physics Letters B 491 (2000) 1

[Sau00b] E. Sauvan
Étude de la structure de noyaux riches en neutrons à l'aide de nouvelles sondes
Thèse de l'Université de Caen (2000)

[She99] R. Sherr et H. T. Fortune
Structure of ^{12}Be *and* ^{12}O *ground states*
Physical Review C 60 (1999) 064323

[Sim02] H. Simon *et al.*
En préparation.

[Sto69] R. H. Stokes et P. G. Young
Further results on ^{7}He
Physical Review 178 (1969) 2024

[Suz97] T. Suzuki et T. Otsuka
Gamow-Teller transitions from ^{11}Li *and* ^{12}Be
Physical Review C 56 (1997) 847

[Suz99] T. Suzuki *et al.*
Nuclear radii of $^{17,19}B$ *and* ^{14}Be
Nuclear Physics A 658 (1999) 313

[Suz02] T. Suzuki *et al.*
Momentum distribution of ^{15}B *fragments from the breakup of* ^{17}B
Physical Review Letters 89 (2002) 012501

[Tan85a] I. Tanihata *et al.*
Measurements of interaction cross sections and radii in the light p-shell region
Physical Review Letters 55 (1985) 2676

[Tan85b] I. Tanihata *et al.*
Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes
Physics Letters B 160 (1985) 380

[Tan88a] I. Tanihata *et al.*
Measurements of interaction cross sections using beams of Be and B and isospin dependence of the nuclear radii
Physics Letters B 206 (1988) 592

[Tan88b] I. Tanihata *et al.*
Nuclear studies with secondary radioactive beams
Nuclear Physics A 488 (1988) 113c

[Tan90] I. Tanihata *et al.*
1990 Proc. 1st Intern. Conf. on Radioactive Nuclear Beams
World Scientific, Singapore, p. 429

[Tho94] I. J. Thompson et M. V. Zhukov
Effect of ^{10}Li virtual states on the structure of ^{11}Li
Physical Review C49 (1994) 1904

[Tho95] I. J. Thompson *et al.*
Structure and reactions of the Li and Be halo nuclei
Nuclear Physics A 588 (1995) 59c

[Tho96] I. J. Thompson et M. V. Zhukov
Structure and reactions of the $^{12,14}Be$ nuclei
Physical Review C 53 (1996) 708

[Thn99] M. Thoennessen *et al.*
Population of ^{10}Li by fragmentation
Physical Review C 59 (1999) 111

[Thn00] M. Thoennessen *et al.*
First evidence for low lying s-wave strength in ^{13}Be
Physical Review C 63 (2000) 014308

[Til95] I. Tilquin *et al.*
Detection efficiency of the neutron modular detector DéMoN and related characteristics
Nuclear Instruments and Methods A 365 (1995) 446

[Tos99] J. A. Tostevin
Spectroscopy of halo nuclei from reaction measurements
Journal of Physics G 25 (1999) 735

[Tos01] J. A. Tostevin
Single-nucleon knockout reactions at fragmentation beam energies
Nuclear Physics A 682 (2001) 320

[Tos02] J. A. Tostevin *et al.*
Single-neutron removal reactions from ^{15}C and ^{11}Be : deviations from the eikonal approximation
Physical Review C 66 (2002) 024607

[Tri98] J. F. Ziegler, J. P. Biersack et U. Littmark
The Stopping and Range of Ions in Solids
Pergamon Press, New York (1985)
et *http://www.SRIM.org*

[Val75] L. Valentin
Physique subatomique : noyaux et particules
Hermann (1975)

[Ver82] T. Vertse, K. F. Pal et Z. Balogh
GAMOW, a program for calculating the resonant state solution of the radial Schrödinger equation in an arbitrary optical potential
Computer Physics Communications 27 (1982) 309

[Vin96] N. Vinh Mau et J. C. Pacheco
Structure of the ^{11}Li *nucleus*
Nuclear Physics A 607 (1996) 163

[War92] E. K. Warburton et B. A. Brown
Effective interactions for the 0p1s0d nuclear shell-model space
Physical Review C 46 (1992) 923

[Zah93] P. D. Zahar *et al.*
Momentum distributions for $^{12,14}Be$ *fragmentation*
Physical Review C 48 (1993) R1484

[Zaj84] W. A. Zajc *et al.*
Two-pion correlations in heavy ion collisions
Physical Review C 29 (1984) 2173

[Zhu93] M. V. Zhukov *et al.*
Bound state properties of Borromean halo nuclei : ^{6}He *and* ^{11}Li
Physics Reports 231 (1993) 151

[Zin95] M. Zinser *et al.*
Study of the unstable nucleus ^{10}Li *in stripping reactions of the radioactive projectiles* ^{11}Be *and* ^{11}Li
Physical Review Letters 75 (1995) 1719

[Zin97] M. Zinser *et al.*
Invariant-mass spectroscopy of ^{10}Li *and* ^{11}Li
Nuclear Physics A 619 (1997) 151

Étude des systèmes non liés ^{16}B et ^{13}Be

Résumé

Ce travail porte sur l'étude de deux systèmes non liés, le ^{16}B et le ^{13}Be, dont la structure très exotique fournit de fortes contraintes sur les modèles actuels et des informations primordiales pour modéliser les systèmes à trois corps que sont les noyaux à halo borroméens ^{17}B et ^{14}Be.

Les deux expériences réalisées au GANIL consistaient à peupler les noyaux d'intérêt à partir de réactions de perte d'un proton d'un faisceau secondaire de ^{17}C à 35 MeV/nucléon pour le ^{16}B et de ^{14}B à 41 MeV/nucléon pour le ^{13}Be. L'utilisation d'un télescope sensible en position Si-Si-CsI de la collaboration CHARISSA pour détecter les fragments chargés, et du multidétecteur DéMoN pour les neutrons, permettait de reconstruire les spectres en énergie de décroissance du ^{16}B et du ^{13}Be à partir des coïncidences ^{15}B-n et ^{12}Be-n.

Une description théorique, fondée sur l'approximation soudaine, du peuplement des états finals non liés a été développée. Les spectres en énergie de décroissance prédits ont été comparés aux données après convolution avec la réponse du dispositif expérimental, obtenue en utilisant deux codes de simulation, le premier basé sur GEANT et le second, BELZEBUTH, développé spécialement pour cette étude.

Le meilleur accord avec les données ^{15}B+n suppose le peuplement d'une (de) résonance(s) d très étroites ($\Gamma << 100$ keV) à basse énergie ($E_r \approx 85$ keV). Les données ^{12}Be+n sont en accord avec le peuplement d'un état s très large ($\Gamma \approx$ 1-2 MeV) autour de 600-800 keV et d'une résonance d à 2,5 MeV ($\Gamma \approx 400$ keV).

Mots clés : Structure nucléaire – Neutron — Résonance – Spectroscopie nucléaire – Simulation par ordinateur

Study of the unbound systems ^{16}B and ^{13}Be

Abstract

A description of a study of the neutron-rich unbound systems ^{16}B and ^{13}Be is presented. The structure of these nuclei provides strong constraints on current models and vital information for a three-body description of the Borromean two-neutron halo nuclei ^{17}B and ^{14}Be.

The experimental work was undertaken at GANIL. Single-proton removal reactions were employed to populate the nuclei of interest, starting with a secondary beam of ^{17}C at 35 MeV/nucleon (for ^{16}B) and ^{14}B at 41 MeV/nucleon (for ^{13}Be). The charged fragments were detected using a position-sensitive Si-Si-CsI telescope of the CHARISSA collaboration, and the neutron using the DéMoN modular array. The decay energy spectra for ^{16}B and ^{13}Be were thus reconstructed from the measured ^{15}B-n and ^{12}Be-n coincidences.

A theoretical description, based on the sudden approximation, of the population of unbound final states was developed. The predicted decay energy spectra were compared with the measurements after folding in the response of the experimental setup. This involved the use of simulations based on GEANT and a code, BELZEBUTH, developed specifically for the present work.

In the case of ^{15}B+n the data were best reproduced assuming the population of a narrow ($\Gamma << 100$ keV), low-lying ($E_r = 85$ keV) d-wave resonance(s). The ^{12}Be+n data were consistent with the population of a very broad ($\Gamma \approx$ 1-2 MeV) s-wave state at around 600-800 keV and a d-wave resonance at 2.5 MeV ($\Gamma \approx 400$ keV).

Key-words : Nuclear structure – Neutron – Resonance – Nuclear spectroscopy – Computer simulation

Laboratoire de Physique Corpusculaire - U.M.R. 6534
ISMRA - 6, boulevard Maréchal Juin 14050 Caen Cedex - France