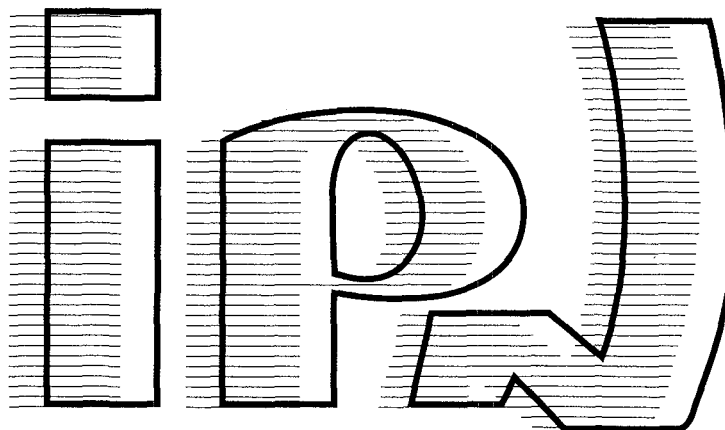
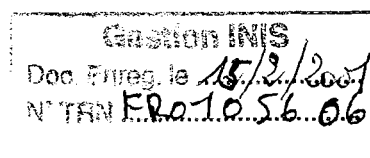




15 Septembre 2000

IPNO-T-00-11

**THESE**

Présentée par  
**Santiago PITA**

Pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE  
PARIS VI

**Titre** : Réactions de transfert d'un nucléon induites par un faisceau secondaire de  $^{11}\text{Be}$ : étude de la structure des noyaux exotiques  $^{11}\text{Be}$  et  $^{10}\text{Li}$ .

**PLEASE BE AWARE THAT  
ALL OF THE MISSING PAGES IN THIS DOCUMENT  
WERE ORIGINALLY BLANK**

## **DISCLAIMER**

**Portions of this document may be  
illegible in electronic image products.  
Images are produced from the best  
available original document**

# **THESE de DOCTORAT de l'UNIVERSITE PARIS VI**

Spécialité:

**Physique Nucléaire**

Présentée par

**Santiago PITA**

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS VI

Sujet de la thèse:

**Réactions de transfert d'un nucléon  
induites par un faisceau secondaire de  $^{11}\text{Be}$ :  
étude de la structure des noyaux exotiques  $^{11}\text{Be}$  et  $^{10}\text{Li}$**

Soutenue le 15 septembre 2000  
devant le jury composé de:

**M<sup>me</sup> Françoise Auger**

**M. Murat Boratav**

**M. Wilton Catford**

**M<sup>me</sup> Simone Fortier**

**M. Björn Jonson**

**M<sup>me</sup> Patricia Roussel-Chomaz**

**M<sup>me</sup> Nicole Vinh Mau**

**Rapporteur**

**Rapporteur**

**Directrice de thèse**

**Président**

## Remerciements

Ce manuscrit est le fruit d'un travail de longue haleine. Je remercie chaleureusement M. Sydney Galès et M<sup>me</sup> Nimet Frascaria de m'avoir offert les meilleures conditions pour l'accomplir en m'accueillant dans leur laboratoire.

Je remercie M. Björn Jonson d'avoir accepté de présider le Jury de cette thèse, M<sup>me</sup> Françoise Auger et M. Wilton Catford d'en avoir été les rapporteurs, ainsi que M<sup>me</sup> Nicole Vinh Mau, M<sup>me</sup> Patricia Roussel-Chomaz et M. Murat Boratav d'en avoir fait partie. Merci à chacun d'entre eux pour les discussions intéressantes que nous avons eues à différentes phases du déroulement de ce travail.

J'ai eu le plaisir, pendant trois ans, de travailler sous la direction de Simone Fortier. Merci Simone pour ta confiance, ton soutien constant et ton amitié. Je sais que ce manuscrit te doit beaucoup et je te suis particulièrement reconnaissant pour l'aide que tu m'as apportée lors de la phase finale de ce travail. J'espère que nous aurons l'occasion de travailler à nouveau ensemble. Je dois également beaucoup à Jacques Van de Wiele, qui n'a jamais compté son temps pour me guider dans les méandres de la DWBA et des calculs en voies couplées. Merci Jacques d'avoir toujours répondu présent avec gentillesse malgré mes très (trop?) nombreuses questions.

Je suis également reconnaissant envers les autres membres du groupe SNR de l'IPN d'Orsay, à savoir Alain, Didier, Hélène, Henry, Isabelle, Isabelle, Jacques, Jean-Marie et Sydney. Merci de m'avoir donné une place parmi vous et de m'avoir fait confiance, merci pour le travail accompli en commun ainsi que pour les nombreuses discussions que nous avons pu avoir, aussi bien sur le plan de la Physique que sur bien d'autres thèmes. Outre Simone, le présent manuscrit a été relu avec attention par Henry et Jean-Marie. Jacques Van de Wiele a quant à lui effectué une lecture critique des chapitres concernant la présentation des formalismes et l'analyse des données. Merci pour vos remarques constructives qui m'ont permis d'apporter de nombreuses améliorations. Merci également à Sydney pour la bienveillance avec laquelle tu as toujours regardé mon parcours.

Beaucoup de personnes ont participé, de près ou de loin, à différentes phases de ce travail. Outre les noms déjà mentionnés, je tiens à citer en particulier John Winfield, Wilton Catford, Nigel Orr, Yorick Blumenfeld, Tiina Suomijärvi, Patricia Roussel-Chomaz, Elias Khan, Thomas Zerguerras et Luc Petizon pour leur participation et leur dynamisme lors des expériences présentées ici. Merci également à Claude Masure, Agatino Musumarra et Stéphanie Ottini pour leur maîtrise des détecteurs CATS. Jean-François Clavelin (merci pour tout!), Alphonse Richard, Philippe Courtat et Stéphane Lebon nous ont été précieux pour assurer le bon fonctionnement du détecteur MUST. Un grand merci également à Patrice Gangnant et Jean-François Libin pour leur aide auprès de SPEG.

Je tiens également à saluer ici tous ceux avec qui j'ai eu au cours de cette période des discussions enrichissantes ou qui pour différentes raisons m'ont apporté leur soutien ou leur aide: Angela, Aradhana, Armand, Cédric, Céline, Cristina, Corinne, David, Denis, Domenico, Dominique, Faïçal, Franck, François, Hubert, Jacqueline, Jean-Antoine, Jean-Luc, Jean-Paul, Laurence, Laurent, Marcella, Marie-Geneviève, Marion, Michel, Michel, Nicolas, Olivier, Pascale, Pierre, Pierre, Stéphane, Sylvie, Tassos, Thierry, Valérie, Vincent et Yves. Un grand

merci à Valérie Givaudan, Christophe Diarra et Yves Pharipou pour m'avoir aidé bien des fois à m'en sortir avec l'informatique du laboratoire.

Parmi les conférences et congrès qui ponctuent la vie d'un thésard, les Rencontres Jeunes Chercheurs 1998, à Grasse, représentent un moment particulier. Je garderai un excellent souvenir de l'alchimie qui s'est alors opérée entre plusieurs d'entre nous. Je pense en particulier à Nicolas, Julien, Olivier, Elias, Samir, Marjorie, Héloïse, David, Liliane et Sébastien. Le succès des Assemblées Jeunes Thésards (AJT), réunissant thésards et jeunes chercheurs d'abord de l'IPN, puis d'autres laboratoires, doit sans doute beaucoup à cette bonne ambiance. D'autres jeunes sont venus ensuite se joindre à nous, en particulier Jérôme, Muriel, Laurence, Franck et Laurent. Ils ont pris le relais avec efficacité et dynamisme.

Jérôme, Muriel et moi-même avons proposé une formule complémentaire, baptisée Ateliers de Physique Nucléaire (APN), proposant des cours informels sur différents thèmes de notre discipline. Merci aux différents intervenants d'avoir pris au sérieux notre initiative et d'avoir pris le temps de préparer leurs interventions: Jacques Van de Wiele pour le cours sur les réactions nucléaires, Hubert Flocard pour le Champ Moyen, Peter Schuck pour l'appariement, Frédérick Nowacki pour le Modèle en Couches, Nguyen Van Giai pour la RPA et Jean-François Berger pour les forces nucléaires. Merci également à Nimet Frascaria et à Nguyen Van Giai de nous avoir soutenu dans cette initiative. Je crois que la formule a eu un certain succès puisque beaucoup de thésards, ainsi que des jeunes (et moins jeunes!) chercheurs de l'IPN, mais aussi du CSNSM et du CEA, sont venus assister régulièrement à ces enseignements. Je souhaite bon courage à Jérôme et Muriel pour la suite!

Quant à Nicolas S. plus particulièrement, je regarde parfois avec amusement le chemin parcouru depuis sept ans et je me dis que l'on ne s'en est pas trop mal sorti. J'ai été heureux de te voir arriver à l'IPN il y a trois ans et je me souviendrai sans doute longtemps des week-ends et soirées que bien involontairement nous avons passés ensemble à l'IPN! J'ai également beaucoup apprécié la présence de Nicolas C. et de Serge à la soutenance. J'espère que cela vous a permis de vous faire une idée de ce qui me prenait tant de temps.

Il m'est souvent arrivé de m'interroger sur les raisons qui m'ont conduit sur les chemins de la Physique. Je le dois sans doute pour l'essentiel à l'influence de quelques excellents professeurs qui m'ont montré la beauté de leur discipline. Je suis pour cela particulièrement reconnaissant envers Murat Boratav, mais aussi envers Patricia Seles, Pierre Charles et Pierre Chevallier. Merci à Luc Valentin qui m'a permis de concrétiser mes projets en m'acceptant dans le DEA Champs Particules Matières.

A plusieurs occasions Marie-Alix Duval m'a confié des enseignements à l'Université d'Evry Val d'Essonne: cela a été pour moi une expérience très enrichissante et révélatrice, je l'en remercie vivement!

Je tiens à remercier M<sup>me</sup> Fournier et M<sup>me</sup> Jaureche pour leur aide et leur gentillesse lors de l'impression et le tirage de ce travail.

Je remercie infiniment mes parents pour m'avoir permis d'en arriver là. Gracias por el apoyo que me han dado y la confianza que siempre han tenido en mí.

Les dernières lignes seront pour toi, Ingrid. Je te serai toujours reconnaissant pour le soutien sans faille que tu m'as apporté depuis le début. Ça n'a pas toujours été facile, mais tu as toujours su être là pour me rassurer et m'encourager. Merci infiniment. Je saurai à mon tour être là pour t'aider à remplir tes objectifs.

A ma famille  
A Ingrid

|                                                                                 |           |
|---------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>INTRODUCTION</b>                                                             | <b>3</b>  |
| <b>I SPECTROSCOPIE PAR REACTIONS DE TRANSFERT D'UN NUCLEON</b>                  | <b>7</b>  |
| <b>I.1 L'approximation de Born des ondes distordues (DWBA)</b>                  | <b>8</b>  |
| I.1.1 Elément de matrice de transition                                          | 8         |
| I.1.2 Les potentiels optiques                                                   | 10        |
| I.1.3 Facteurs de forme et facteurs spectroscopiques                            | 10        |
| I.1.4 La fonction de portée                                                     | 12        |
| I.1.5 Détermination des facteurs spectroscopiques expérimentaux                 | 13        |
| <b>I.2 Approximation adiabatique (ADBA)</b>                                     | <b>13</b> |
| <b>I.3 Voies de réactions couplées (CRC)</b>                                    | <b>15</b> |
| <b>II FAISCEAUX SECONDAIRES ET CINEMATIQUE INVERSE</b>                          | <b>17</b> |
| <b>II.1 Production du faisceau secondaire de <math>^{11}\text{Be}</math></b>    | <b>17</b> |
| II.1.1 Production de faisceaux secondaires par fragmentation au GANIL           | 17        |
| II.1.2 Les détecteurs de faisceau                                               | 19        |
| II.1.2.1 Les chambres à dérive du GANIL                                         | 19        |
| II.1.2.2 Chambres à Trajectoires de Saclay (CATS)                               | 20        |
| II.1.2.3 Reconstruction des trajectoires des $^{11}\text{Be}$                   | 21        |
| II.1.3 Caractéristiques de faisceaux secondaires de $^{11}\text{Be}$            | 23        |
| <b>II.2 Contraintes expérimentales liées à la cinématique inverse</b>           | <b>24</b> |
| <b>III ETUDE DE LA REACTION <math>p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d</math></b> | <b>27</b> |
| <b>III.1 Motivations</b>                                                        | <b>27</b> |
| <b>III.2 Dispositif expérimental</b>                                            | <b>28</b> |
| III.2.1 SPEG                                                                    | 29        |
| III.2.2 CHARISSA                                                                | 31        |
| III.2.3 Electronique et acquisition                                             | 31        |
| <b>III.3 Déroulement de l'expérience et extraction des données</b>              | <b>32</b> |
| III.3.1 Etalonnages et tests préliminaires                                      | 32        |
| III.3.1.1 Etalonnage du plan focal                                              | 32        |
| III.3.1.2 Etalonnage des détecteurs de faisceau                                 | 34        |
| III.3.1.3 Tests avec le faisceau primaire de $^{15}\text{N}$                    | 35        |
| III.3.2 L'expérience $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$                       | 35        |
| III.3.2.1 Conditions expérimentales                                             | 35        |
| Identification du $^{10}\text{Be}$                                              | 35        |
| III.3.2.3 Spectres du plan focal de SPEG                                        | 36        |
| III.3.2.4 Spectres en coïncidence                                               | 37        |
| III.3.3 Détermination des sections efficaces différentielles                    | 37        |
| III.3.3.1 Analyse des spectres directs de $^{10}\text{Be}$                      | 38        |
| III.3.3.2 Analyse des spectres en coïncidence                                   | 40        |
| III.3.3.3 Programme de simulation                                               | 41        |
| III.3.3.4 Sections efficaces expérimentales                                     | 43        |
| <b>III.4 Analyse DWBA standard</b>                                              | <b>46</b> |
| III.4.1 Potentiels optiques                                                     | 46        |
| III.4.1.1 Les potentiels de la voie $\{p+^{11}\text{Be}\}$                      | 46        |
| III.4.1.2 Les potentiels de la voie $\{d+^{10}\text{Be}\}$                      | 47        |
| III.4.2 Facteur de forme standard                                               | 48        |
| III.4.3 Sections efficaces et facteurs spectroscopiques                         | 49        |
| III.4.3.1 La forme des distributions angulaires                                 | 49        |
| III.4.3.2 Les facteurs spectroscopiques                                         | 51        |
| III.4.3.3 Evaluation des effets négligés par l'approximation de portée nulle    | 53        |
| III.4.4 Conclusion de l'analyse DWBA standard                                   | 55        |

|             |                                                                                                                                                                         |            |
|-------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>I.5</b>  | <b>Effet des couplages cœur-neutron</b>                                                                                                                                 | <b>56</b>  |
| I.5.1       | Données expérimentales sur le cœur de $^{10}\text{Be}$                                                                                                                  | 56         |
| I.5.2       | Le modèle de couplage vibrationnel                                                                                                                                      | 58         |
| I.5.2.1     | Présentation du formalisme                                                                                                                                              | 58         |
| I.5.2.2     | Résolution des équations couplées                                                                                                                                       | 59         |
| I.5.3       | Calcul de la structure des états liés du $^{11}\text{Be}$                                                                                                               | 59         |
| I.5.3.1     | Espace des configurations                                                                                                                                               | 59         |
| I.5.3.2     | Paramètres du calcul                                                                                                                                                    | 60         |
| I.5.3.3     | Résultats: facteurs spectroscopiques théoriques                                                                                                                         | 60         |
| I.5.3.4     | Résultats: facteurs de forme                                                                                                                                            | 61         |
| I.5.4       | Application à l'étude de la réaction $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$                                                                                               | 62         |
| I.5.4.1     | Calculs DWBA avec les facteurs de forme CCVIB                                                                                                                           | 62         |
| I.5.4.2     | Analyse dans le cadre de la CRC                                                                                                                                         | 63         |
| <b>I.6</b>  | <b>Comparaison expérience-théories</b>                                                                                                                                  | <b>67</b>  |
| I.6.1       | Autres résultats expérimentaux                                                                                                                                          | 67         |
| I.6.2       | Comparaison aux modèles                                                                                                                                                 | 68         |
| I.6.2.1     | Le modèle vibrationnel de N. Vinh Mau                                                                                                                                   | 69         |
| I.6.2.2     | Le modèle de F.M. Nunes et al.                                                                                                                                          | 72         |
| <b>II</b>   | <b>ETUDE DU <math>^{10}\text{Li}</math> PAR LA REACTION <math>d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})</math> et résultats de <math>d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}</math></b> | <b>73</b>  |
| <b>II.1</b> | <b>But de l'expérience</b>                                                                                                                                              | <b>73</b>  |
| II.1.1      | Rappel des divers résultats expérimentaux sur le noyau $^{10}\text{Li}$                                                                                                 | 74         |
| II.1.2      | Excitation sélective du $^{10}\text{Li}$ par réactions de transfert d'un nucléon                                                                                        | 75         |
| <b>II.2</b> | <b>Dispositif expérimental</b>                                                                                                                                          | <b>76</b>  |
| II.2.1      | Ensemble de détection MUST                                                                                                                                              | 76         |
| II.2.1.1    | Les détecteurs à pistes double face                                                                                                                                     | 77         |
| II.2.1.2    | Electronique VXI                                                                                                                                                        | 78         |
| II.2.1.3    | Architecture générale et acquisition                                                                                                                                    | 80         |
| II.2.2      | Utilisation de MUST dans l'expérience ( $d, ^3\text{He}$ )                                                                                                              | 81         |
| II.2.3      | Détecteurs auxiliaires                                                                                                                                                  | 82         |
| II.2.4      | Schéma électronique de l'expérience                                                                                                                                     | 83         |
| II.2.5      | Conditions de l'expérience                                                                                                                                              | 87         |
| <b>II.3</b> | <b>Extraction des données</b>                                                                                                                                           | <b>87</b>  |
| II.3.1      | Etalonnage en énergie et optimisation de la résolution                                                                                                                  | 87         |
| II.3.2      | Mesures temporelles et identification dans MUST                                                                                                                         | 89         |
| II.3.3      | Positions et angles de diffusion                                                                                                                                        | 90         |
| II.3.4      | Recherche de événements de la réaction $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$                                                                                   | 92         |
| II.3.5      | Recherche des événements de la réaction $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$                                                                                            | 93         |
| II.3.6      | Construction des spectres en énergie de $^{10}\text{Li}$ et $^{10}\text{Be}$                                                                                            | 94         |
| II.3.6.1    | Application de la méthode standard                                                                                                                                      | 94         |
| II.3.6.2    | Tentatives de correction des incertitudes sur le spectre en énergie de $^{10}\text{Li}$                                                                                 | 97         |
| II.3.7      | Sections efficaces différentielles                                                                                                                                      | 99         |
| II.3.7.1    | Réaction $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$                                                                                                                 | 99         |
| II.3.7.2    | Réaction $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$                                                                                                                           | 101        |
| <b>II.4</b> | <b>Analyse DWBA et facteurs spectroscopiques</b>                                                                                                                        | <b>101</b> |
| II.4.1      | réaction $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$                                                                                                                 | 101        |
| II.4.2      | Réaction $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$                                                                                                                           | 103        |
| <b>II.5</b> | <b>Interprétation du spectre <math>d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}</math></b>                                                                              | <b>105</b> |
| <b>III</b>  | <b>Conclusions et perspectives</b>                                                                                                                                      | <b>111</b> |
| <b>IV</b>   | <b>APPENDICES</b>                                                                                                                                                       | <b>115</b> |
| IV.1        | Appendice I: structure du programme de simulation                                                                                                                       | 116        |
| IV.2        | Appendice 2: ajustement des signaux temporels de MUST                                                                                                                   | 117        |
| <b>V</b>    | <b>REFERENCES</b>                                                                                                                                                       | <b>119</b> |

# INTRODUCTION

Jusque dans les années 80, notre compréhension de la structure nucléaire s'est appuyée pour l'essentiel sur la connaissance des propriétés des noyaux proches de la vallée de stabilité: il en existe environ trois cents dans la nature et on sait aujourd'hui en synthétiser près de trois mille. On estime actuellement qu'environ trois mille noyaux supplémentaires restent à découvrir. Bien que ceux-ci soient stables vis-à-vis de l'interaction forte, ils décroissent par radioactivité  $\alpha$  ou  $\beta$  et ont des durées de vie très courtes, allant de quelques jours à quelques milliardièmes de seconde. Parce qu'ils se trouvent aux limites de nos connaissances, on les appelle *noyaux exotiques*.

Depuis quelques années, les progrès constants réalisés dans le domaine des faisceaux radioactifs, ainsi que le développement de dispositifs expérimentaux adaptés, permettent d'envisager l'étude de vastes régions jusqu'ici inexplorées de la carte des noyaux. L'étude systématique des noyaux éloignés de la vallée de stabilité doit permettre, outre la recherche de phénomènes nouveaux, de tester la validité des concepts jusqu'ici établis et de répondre à des questions fondamentales: où se trouvent les frontières délimitant l'existence des noyaux? comment évolue la structure des noyaux en fonction de l'isospin? les nombres magiques persistent-ils loin de la stabilité?...

Les noyaux exotiques légers très riches en neutrons jouent un rôle particulier dans ces problématiques, car il est possible dans cette région d'atteindre expérimentalement les frontières de la stabilité. L'étude systématique des chaînes isotopiques (voir figure *a*) a non seulement permis de montrer que des propriétés établies sur les noyaux stables peuvent être mises en défaut au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la stabilité, mais a également mis en évidence des phénomènes nouveaux particulièrement intéressants. Deux d'entre eux, qui constituent la motivation du travail présenté dans ce manuscrit, concernent l'apparition de halos de neutrons dans le  $^{11}\text{Be}$  et le  $^{11}\text{Li}$  ainsi que l'inversion des couches  $2s_{1/2}$  et  $1p_{1/2}$  dans la région  $N=7$ .

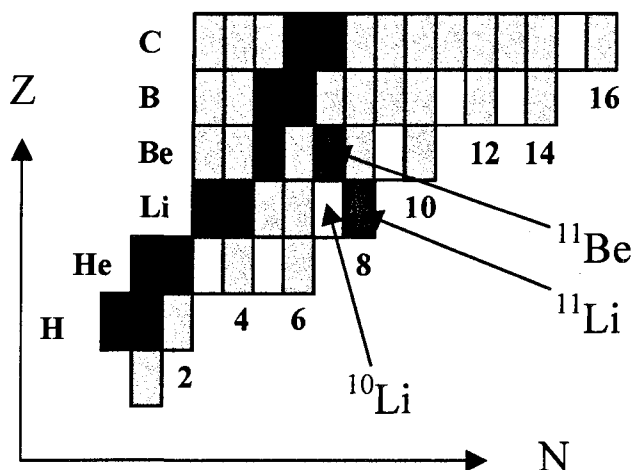


Figure *a*: Les noyaux stables sont représentés en noir et les noyaux radioactifs en gris. Les cases blanches indiquent l'absence d'états liés.

L'évolution des niveaux  $(1p_{1/2})^v$  et  $(2s_{1/2})^v$  pour les isotones  $N=7$  est illustrée sur la figure *b*. Pour des noyaux comme le  $^{15}\text{O}$  et le  $^{14}\text{N}$ , l'énergie de liaison de l'état  $(1p_{1/2})^v$  est

supérieure de plusieurs MeV à celle de l'état  $(2s_{1/2})^v$ , conformément aux prédictions d'un simple modèle à particules indépendantes. Au fur et à mesure que le rapport  $N/Z$  augmente, les positions des états  $(1p_{1/2})^v$  et  $(2s_{1/2})^v$  s'approchent du seuil et leur écart s'amoin-drit. On sait depuis plusieurs décennies que l'ordre de ces niveaux s'inverse pour le  $^{11}\text{Be}$ . Cette "anomalie" est connue sous le nom d' "inversion de parité", l'état fondamental ayant un  $J^\pi=1/2^+$  et son premier état excité  $J^\pi=1/2^-$ . L'isotone voisin, le  $^{10}\text{Li}$ , n'est pas lié. En dépit de nombreux efforts sur le plan expérimental, la question de l'inversion de parité pour ce noyau n'a pas jusqu'ici trouvé de réponse définitive.

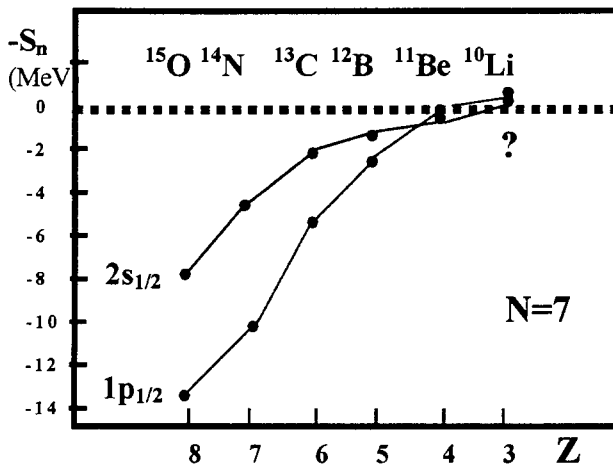


Figure b: évolution de la position des couches  $(1p_{1/2})^v$  et  $(2s_{1/2})^v$  pour les noyaux avec  $N=7$ .

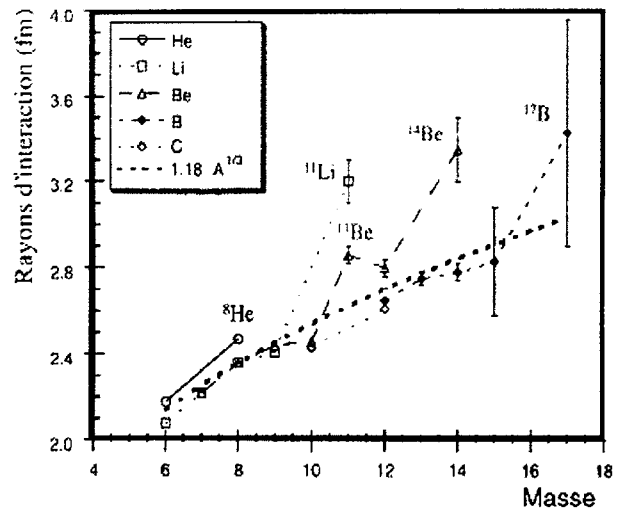


Figure c: rayons d'interaction déduits des mesures de sections efficaces d'interaction [Tani90].

En 1985, Tanihata et al. [Tani85] effectuèrent des mesures de sections efficaces d'interaction pour différents isotopes allant de l'hélium au carbone. Les rayons d'interaction déduits de ces mesures, tracés sur la figure c, mettent en évidence une brusque augmentation pour certains isotopes très riches en neutrons. C'est le cas, en particulier, du  $^{11}\text{Be}$  et du  $^{11}\text{Li}$ , auxquels nous nous intéresserons. En 1987, Hansen et Jonson proposèrent l'hypothèse de halos de neutrons pour expliquer ce phénomène [Hans87].

On désigne par "halo" l'extension spatiale particulièrement importante de la fonction d'onde d'un ou deux nucléons [Hans95]. Il s'agit d'un phénomène de seuil, qui doit son apparition à la présence près du continuum d'un état lié de faible moment angulaire. L'inversion de parité dans la région du  $^{11}\text{Be}$ , ainsi que la découverte des halos de neutrons, ont suscité un vif intérêt chez les physiciens, tant expérimentateurs que théoriciens. En témoigne le nombre important de publications consacrées au  $^{11}\text{Be}$  comme au  $^{11}\text{Li}$ , par exemple plus d'une centaine pour chacun de ces noyaux ces cinq dernières années<sup>1</sup>.

Le  $^{11}\text{Be}$ , avec son cœur de  $^{10}\text{Be}$  et son neutron de valence, est devenu l'exemple standard d'un système à halo. Il s'agit d'un noyau faiblement lié, puisqu'il possède une énergie de séparation de 504 keV dans son état fondamental ( $J^\pi = 1/2^+$ ). Son seul état excité lié ( $J^\pi=1/2^-$ ), à  $S_n = 184$  keV, est également un état à halo. Les modèles théoriques décrivant la structure de ce noyau s'accordent pour décrire son état fondamental en termes de couplages entre les états du cœur de  $^{10}\text{Be}$  et un neutron de valence, ce qu'on écrira schématiquement par:

<sup>1</sup> Informations provenant de la base de données de Brookhaven

$$|^{11}\text{Be}_{gs}\rangle \approx \alpha |0^+ \otimes 2s\rangle + \beta |2^+ \otimes 1d\rangle$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont les amplitudes spectroscopiques associées à ces couplages. Si ces différents modèles reproduisent correctement l'inversion de parité du  $^{11}\text{Be}$ , leurs prédictions quant à la proportion de cœur excité dans la fonction d'onde sont très variées, puisqu'elles s'échelonnent entre 7% et 75%. Une détermination expérimentale de ces amplitudes est donc susceptible d'éprouver la validité de ces différentes approches théoriques.

Le  $^{11}\text{Li}$  possède deux neutrons très faiblement liés ( $S_{2n} \approx 310$  keV), à l'origine du phénomène de halo. On dit que c'est un système borroméen, du fait du caractère non-lié des sous-systèmes  $^{10}\text{Li}$  ou n-n qui le composent. Il est généralement considéré comme composé d'un cœur "dur" de  $^9\text{Li}$  couplé à ces deux neutrons de valence. Le paramètre essentiel des différents modèles à trois corps qui décrivent ce noyau est l'interaction entre le cœur de  $^9\text{Li}$  et chaque neutron de valence. Etant donné le spin du cœur de  $^9\text{Li}$  ( $J^\pi=3/2^-$ ) et la proximité des couches  $1p_{1/2}$  et  $2s_{1/2}$  dans cette région, on peut s'attendre a priori à l'existence de quatre états résonants  $1^+$ ,  $2^+$ ,  $1^-$ ,  $2^-$ , à basse énergie d'excitation. L'une des questions ainsi posées concerne l'éventuelle inversion de parité dans le  $^{10}\text{Li}$ : dans l'état de plus basse énergie, le neutron de valence se trouve-t-il dans un état  $s$  ou dans un état  $p$ ? Sur le plan expérimental, le caractère plus ou moins indirect des réactions jusqu'ici employées, ainsi que le fait que ces états soient non-liés, larges et asymétriques, ne va pas sans poser des difficultés. Malgré de nombreux efforts réalisés ces dernières années pour caractériser les différents niveaux de basse énergie, la situation reste confuse. En résumé, on ne sait pas aujourd'hui caractériser avec certitude l'état fondamental du  $^{10}\text{Li}$ .

Les réactions de transfert d'un nucléon constituent un outil essentiel pour l'étude de la structure nucléaire. Elles permettent d'exciter de manière sélective les états individuels dans le noyau et, à partir de là, de caractériser sa structure en couches. Le but des deux expériences présentées ici est d'utiliser cet outil pour l'étude du  $^{11}\text{Be}$  et du  $^{10}\text{Li}$ , et d'apporter ainsi une réponse aux questions suivantes:

- **quelle est l'importance de l'excitation du cœur dans la fonction d'onde de l'état fondamental ( $J^\pi = 1/2^+$ ) du  $^{11}\text{Be}$ ?**
- **Existe-t-il, dans le  $^{10}\text{Li}$ , un état  $s$  près du seuil de séparation d'un neutron?**

S'agissant de l'une des toutes premières études de réactions de transfert d'un nucléon induites par un faisceau radioactif, ce travail constitue un banc d'essai pour les futures expériences utilisant cet outil afin d'étudier des noyaux loin de la stabilité.

Ce travail s'articule autour de quatre parties. Dans le chapitre I, nous présenterons les différents formalismes que nous utiliserons pour l'analyse des réactions de transfert d'un nucléon. Le chapitre II sera consacré à la production des faisceaux secondaires de  $^{11}\text{Be}$  utilisés dans les deux expériences que nous avons réalisées, ainsi qu'à une introduction sur les contraintes expérimentales liées à la cinématique inverse (interaction d'un faisceau secondaire d'ions "lourds" sur une cible contenant des noyaux "légers"). Dans le chapitre III, nous présenterons l'expérience  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ . L'analyse des résultats a été effectuée dans un premier temps avec une méthode standard, puis raffinée au moyen de calculs en voies couplées. Nous présentons également ici un calcul de la structure du  $^{11}\text{Be}$ , basé sur un modèle de couplage particule-vibration. Le chapitre IV sera consacré à l'étude de la structure du  $^{10}\text{Li}$  au moyen de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ . La réaction  $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$  permettra de valider la méthode et ses résultats seront comparés à ceux obtenus lors de l'expérience  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ .

# I SPECTROSCOPIE PAR REACTIONS DE TRANSFERT D'UN NUCLEON

Les réactions de transfert d'un nucléon sont particulièrement bien adaptées pour l'étude des effets de couches dans les noyaux, l'échange d'un nucléon entre le noyau projectile et le noyau cible permettant d'exciter sélectivement les états nucléaires "à une particule" ou à "un trou". Ces réactions de transfert ont été largement utilisées dans le passé avec des noyaux cibles stables et des faisceaux d'ions légers, apportant de nombreuses informations sur la structure des noyaux proches de la ligne de stabilité. Les schémas de niveaux, les moments angulaires transférés  $\ell$ , et les facteurs spectroscopiques de chaque transition, peuvent être déduits des sections efficaces de transfert  $\sigma(E, \theta)$ . Le spin et la parité ( $J^\pi$ ) de l'état final peuvent aussi être déterminés si le faisceau ou la cible sont polarisés.

A titre d'exemple, la figure I.1 (gauche) montre les distributions angulaires, caractéristiques du moment angulaire transféré, de la réaction  $^{48}\text{Ca}(^3\text{He}, d)^{49}\text{Sc}$  à 8.3 MeV/u [Fort80]. De plus, la mesure des pouvoirs d'analyse de réactions induites par un faisceau polarisé permet de discriminer très clairement entre un transfert de spin  $j=\ell+1/2$  et un transfert  $j=\ell-1/2$ . Ceci est illustré sur la figure de droite par les résultats de la réaction  $^{52}\text{Cr}(d, p)^{53}\text{Cr}$  à 5 MeV/u [Koch72].

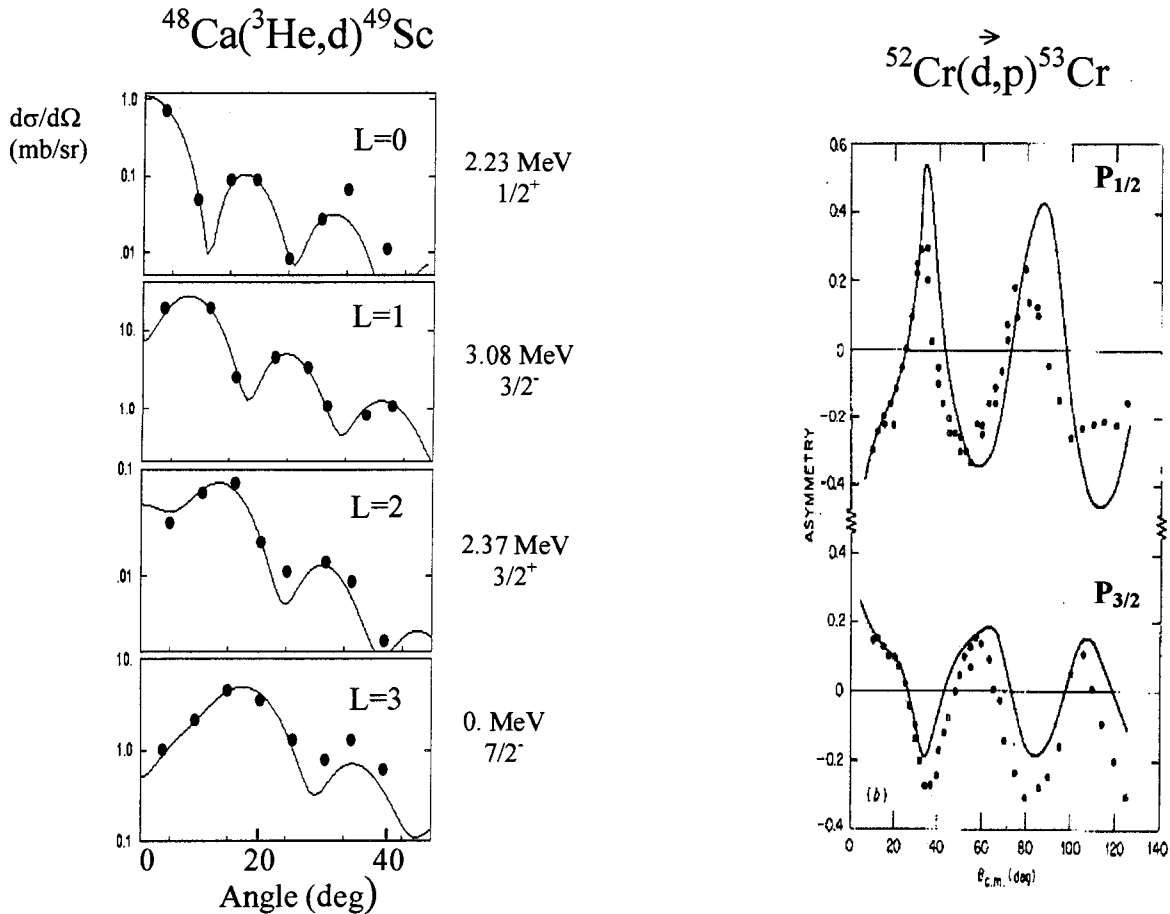


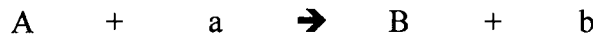
Figure 1.1: Formes typiques de distributions angulaires et de pouvoirs d'analyse obtenues en réactions de transfert. Elles sont comparées aux résultats de calculs DWBA.

Ces résultats sont généralement obtenus par l'intermédiaire d'une analyse des données expérimentales utilisant l'approximation DWBA (Distorted Waves Born Approximation). Ce formalisme, établi dans les années 60, est présenté dans plusieurs ouvrages, en particulier par Austern [Aust70], Jackson [Jack70] et plus récemment Satchler [Satch83]. Nous rappellerons ici quelques éléments de la DWBA, puis présenterons brièvement la méthode CRC (Coupled Reaction Channels) qui permet de prendre en compte les couplages avec d'autres voies de réaction.

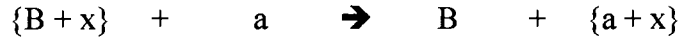
## I.1 L'approximation de Born des ondes distordues (DWBA)

### I.1.1 Élément de matrice de transition

Considérons la réaction de transfert  $A(a,b)B$ , où un nucléon  $x$  est transféré entre les noyaux  $A$  et  $a$ . On peut écrire cette réaction sous la forme:



ou encore, en mettant en évidence la particule transférée  $x$ :



La notation  $A(a,b)B$  représente la réaction  $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$  pour notre première expérience et la réaction  $^{11}\text{Be}(d,^3\text{He})^{10}\text{Li}$  pour la deuxième.

La section efficace de la réaction  $A(a,b)B$  s'écrit sous la forme [Messi59]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{1}{(2S_a + 1)(2S_A + 1)} \sum_{M_{S_B} m_{s_b} m_{s_a} M_{S_A}} \left| T_{AB}^{M_{S_B} m_{s_b} m_{s_a} M_{S_A}} \right|^2 \quad (1.1)$$

où  $T_{AB}$  est l'élément de matrice associé à la réaction,  $\mu_a$ ,  $\mu_b$  sont les masses réduites des voies d'entrée et de sortie,  $k_a$ ,  $k_b$  les impulsions correspondantes,  $S_A$ ,  $S_a$  les spins de la cible et du projectile et  $M_{S_A}$ ,  $m_{s_a}$ ,  $m_{s_b}$ ,  $M_{S_B}$  les projections respectives des spins des particules  $A$ ,  $a$ ,  $b$ , et  $B$ .

L'hamiltonien total du système peut s'écrire de manière équivalente dans la voie d'entrée ou dans la voie de sortie de la réaction:

$$H = H_a + H_A + K_{aA} + V_{aA} \quad (1.2)$$

$$H = H_b + H_B + K_{bB} + V_{bB}$$

où  $H_a$ ,  $H_A$ ,  $H_b$  et  $H_B$  sont les hamiltoniens respectifs des systèmes  $a$ ,  $A$ ,  $b$  et  $B$ , avec  $\Phi_a$ ,  $\Phi_A$ ,  $\Phi_b$  et  $\Phi_B$  pour états propres respectifs, et  $K$  les opérateurs d'énergie cinétique de la voie d'entrée et de la voie de sortie. L'interaction entre  $a$  et  $A$  d'une part et celle entre  $b$  et  $B$  d'autre part sont décrites par les termes  $V_{aA}$  et  $V_{bB}$  respectivement.

L'idée de base de la DWBA est de considérer la diffusion élastique comme le processus dominant dans les voies d'entrée et de sortie de la réaction. Il est alors judicieux d'écrire les potentiels d'interaction sous la forme:

$$\begin{aligned} V_{aA} &= U_{aA} + W_{aA} \\ V_{bB} &= U_{bB} + W_{bB} \end{aligned} \quad (1.3)$$

où  $U$  est le potentiel optique décrivant la diffusion élastique de  $\{a+A\}$  ou  $\{b+B\}$ , et  $W$  le potentiel résiduel correspondant. On appelle **ondes distordues** les fonctions  $\chi$  solutions de l'équation de Schrödinger correspondant à ces diffusions élastiques:

$$\begin{aligned} (K_{aA} + U_{aA}) | \chi_{aA}^{\pm} \rangle &= \varepsilon_{aA} | \chi_{aA}^{\pm} \rangle \\ (K_{bB} + U_{bB}) | \chi_{bB}^{\pm} \rangle &= \varepsilon_{bB} | \chi_{bB}^{\pm} \rangle \end{aligned} \quad (1.4)$$

D'après la théorie des collisions [Satc83], l'élément de matrice  $T_{AB}$  de la relation 1.1 s'écrit de manière exacte sous deux formes équivalentes, que l'on appelle habituellement formes **post** et **prior**, en référence au type d'interaction  $W$  choisi:

$$\begin{aligned} T_{AB} &= \langle \chi_{bB}^- \Phi_b \Phi_B | W_{bB} | \Psi_{aA}^+ \rangle & \text{forme post} \\ T_{AB} &= \langle \Psi_{bB}^- | W_{aA} | \chi_{aA}^+ \Phi_a \Phi_A \rangle & \text{forme prior} \end{aligned} \quad (1.5)$$

où  $\Psi_{aA}^+$  et  $\Psi_{bB}^-$  sont les états propres de l'hamiltonien total  $H$ . Par commodité on utilisera ici la forme **prior**, pour laquelle on simplifiera le terme  $W_{aA}$  de la manière suivante:

$$\begin{aligned} W_{aA} &= V_{aA} - U_{aA} = V_{ax} + [V_{aB} - U_{aA}] \\ &\approx V_{ax} \end{aligned} \quad (1.6)$$

On néglige ainsi le terme résiduel  $V_{aB} - U_{aA}$ , ce qui constitue une très bonne approximation lorsque les noyaux  $A$  et  $B$  sont suffisamment lourds.

La fonction d'onde  $\Psi_{aA}^+$  s'écrit sous la forme<sup>2</sup>:

$$\Psi_{aA}^+ = \varphi_{aA}^+ \Phi_a \Phi_A \quad (1.7)$$

où  $\varphi_{aA}^+$  est un état propre de l'hamiltonien  $K_{aA} + V_{aA}$ . L'approximation DWBA consiste à remplacer dans cette expression  $\varphi_{aA}^+$  par la fonction d'onde distordue  $\chi_{aA}^+$ , ne gardant ainsi que le premier terme de son développement en série de Born [Jack70]:

$$\varphi_{aA}^+ = \chi_{aA}^+ + \sum_{n=1}^{\infty} (G_{aA}^+ W_{aA})^n \chi_{aA}^+ \quad (1.8)$$

où  $G_{aA}^+$  est l'opérateur de Green associé à l'hamiltonien  $H - W_{aA}$ . La même simplification pouvant être effectuée dans la voie de sortie, on obtient finalement:

$$T_{AB}^{DWBA} = \langle \chi_{bB}^- \Phi_b \Phi_B | V_{ax} | \chi_{aA}^+ \Phi_a \Phi_A \rangle \quad (1.9)$$

soit:

$$T_{AB}^{DWBA} = J \int \chi_{bB}^*(\vec{r}_{Bb}, \vec{k}_b) \langle \Phi_B \Phi_b | V_{ax}(r_{ax}) | \Phi_a \Phi_A \rangle \chi_{aA}(\vec{r}_{Aa}, \vec{k}_a) d\vec{r}_{Aa} d\vec{r}_{Bb} \quad (1.10)$$

Le coefficient  $J$  est un jacobien nécessaire à l'adaptation des coordonnées des ondes distordues ( $\mathbf{r}_{aA}$ ,  $\mathbf{r}_{bB}$ ) à celle du potentiel  $V_{ax}(\mathbf{r}_{ax})$ . Notons que toute l'information sur la structure des noyaux prenant part à la réaction se trouve regroupée dans le terme  $\langle \Phi_B \Phi_b | V_{ax} | \Phi_a \Phi_A \rangle$ . Puisque le potentiel  $V_{ax}$  n'agit que sur la variable  $\mathbf{r}_{ax}$ , il est possible d'isoler le recouvrement  $\langle \Phi_B | \Phi_A \rangle$ , contenant l'information sur la structure de  $A$  et  $B$ , de la **fonction de portée**  $D(\mathbf{r}) = \langle \Phi_b | V_{ax} | \Phi_a \rangle$  relative à l'interaction entre le nucléon transféré et la

<sup>2</sup> En toute rigueur,  $\psi^+$  se développe sur tous les états des noyaux  $a$  et  $A$ . Cependant, on construit ici  $\psi^+$  sur l'état de  $a$  et sur celui de  $A$  définissant la voie d'entrée et on néglige la contribution des autres états [Jack70].

particule a. Remarquons finalement le caractère schématique de l'expression 1.10: dans la pratique, il faut développer en ondes partielles les fonctions distordues et coupler chaque composante aux états propres  $\Phi_a$ ,  $\Phi_A$  d'une part et  $\Phi_b$ ,  $\Phi_B$  de l'autre.

Le caractère oscillatoire des distributions angulaires de transfert, et leur dépendance en  $\ell$ , peut être mis en évidence en remplaçant les ondes distordues  $\chi^+$  et  $\chi^-$  de la formule 1.9 par des ondes planes. On peut aisément montrer [Satc83] que la section efficace est alors proportionnelle à  $|j_\ell(QR)|^2$ , où  $j_\ell$  est une fonction de Bessel sphérique d'ordre  $\ell$ ,  $R$  le rayon du noyau et  $Q$  le moment transféré  $[k_a^2 + k_b^2 - 2k_a k_b \cos\theta]^{1/2}$ , où  $\theta$  est l'angle de diffusion. L'angle du premier maximum de  $|j_\ell(QR)|^2$  augmente en effet avec le moment angulaire transféré. Historiquement, l'approximation des ondes planes (PWBA) a été la première approche utilisée pour expliquer les résultats des réactions (d,p).

### I.1.2 Les potentiels optiques

Dans le modèle optique, le problème à N corps est remplacé par celui de la diffusion d'une particule dans un potentiel moyen, dit potentiel optique. Celui-ci est un potentiel complexe, dont la partie imaginaire assure la perte de flux due aux voies de réaction autres que la diffusion élastique. Les potentiels optiques permettent de générer les ondes distordues dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie (équation I.4) et peuvent s'écrire sous la forme:

$$U(r) = V_c(r) - V_v f(x_r) + \left( \frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 V_{so} \vec{\sigma} \cdot \vec{\ell} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{so}) - i \left[ W_v f(x_w) - 4W_D \frac{d}{dx_D} f(x_D) \right] \quad (1.11)$$

où la fonction  $f(x)$  donne la dépendance radiale du potentiel. On choisit habituellement pour  $f(x)$  une forme standard de Woods-Saxon:

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^x} \quad \text{avec} \quad x = \frac{r - r_0 A^{1/3}}{a} \quad (1.12)$$

où  $r_0 A^{1/3}$  est le rayon du noyau et  $a$  la diffusivité du potentiel.  $V_v$  et  $W_v$  sont les profondeurs des termes réel et imaginaire dits "de volume",  $V_c$  le terme coulombien et  $V_{so}$  le terme de spin-orbite. La partie imaginaire est complétée par un terme dit "de surface" de profondeur  $W_D$ , qui prend de l'importance à basse énergie, c'est-à-dire lorsque l'interaction est localisée à la surface du noyau. Les valeurs des paramètres  $V_v$ ,  $V_{so}$ ,  $W_v$ ,  $W_D$  et les différents couples  $(r_0, a)$  sont déterminés de manière à reproduire la distribution angulaire de diffusion élastique pour le noyau étudié. Il existe dans la littérature des paramétrisations globales dans lesquelles ces coefficients sont déterminés de manière à reproduire les distributions angulaires de diffusion élastique pour une vaste gamme de noyaux et ce à différentes énergies. Les paramètres obtenus dépendent de la nature du projectile (n, p, d, t,  $^3\text{He}$ , etc...), et sont des fonctions variant lentement avec son énergie ainsi qu'avec la masse et la charge du noyau cible.

### I.1.3 Facteurs de forme et facteurs spectroscopiques

Afin de mettre en évidence la structure du recouvrement  $\langle \Phi_B | \Phi_A \rangle$ , développons la fonction  $\Phi_A$  sur une base des états propres  $\Phi_B$ :

$$\Phi_A(\vec{r}_{Bx}, \xi_B, \sigma_x) = \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_B [\Phi_B(\xi_B) \otimes \phi_{j m_j}(\vec{r}_{Bx}, \sigma_x)]_A \quad (1.13)$$

Dans cette expression, les indices A et B désignent les états quantiques des noyaux correspondant, respectivement  $\{J_A, M_A, \alpha_A\}$  et  $\{J_B, M_B, \alpha_B\}$ , où J représente le moment

angulaire total,  $M$  sa projection et  $\alpha$  l'ensemble des nombres quantiques nécessaires pour déterminer complètement ces états. La sommation s'effectue sur tous les états de  $B$  et sur toutes les valeurs de  $\ell, j, m_j$ . Les fonctions  $\Phi_B$  et  $\phi$  sont couplées de manière à reproduire les nombres quantiques de  $A$ . Par ailleurs,  $\xi_B$  représente les coordonnées internes du noyau  $B$  et  $\sigma_x$  les variables de spin de la particule transférée. Les fonctions  $\Phi_A$  et  $\Phi_B$  sont chacune antisymétriques dans l'échange de deux nucléons. Les fonctions  $\phi_{ljm_j}$ , définies comme les coefficients des états  $\Phi_B$  dans le développement de  $\Phi_A$ , ne sont pas nécessairement normalisées à l'unité. En utilisant l'expression 1.13 dans  $\langle \Phi_B | \Phi_A \rangle$  nous obtenons:

$$\langle \Phi_B | \Phi_A \rangle = \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{lj} \phi_{ljm_j} C \langle J_B M_B j m_j | J_A M_A \rangle \quad (1.14)$$

où  $C = \langle T_B t_{z_B} T_x t_{z_x} | T_A t_{z_A} \rangle$  est le coefficient de couplage d'isospin correspondant à  $B+x \rightarrow A$ . La dépendance en angle et en spin de la fonction  $\phi_{ljm_j}$  est complètement déterminée par les nombres quantiques  $\{ljm_j\}$ . Ainsi, l'information spectroscopique relative aux noyaux  $A$  et  $B$  contenue dans l'expression de l'amplitude de transition est concentrée dans la forme et l'amplitude de la partie radiale  $U_{lj}$  de chaque fonction  $\phi_{ljm_j}$  intervenant lors du transfert. Ces parties radiales sont habituellement appelées *facteurs de forme* de la transition.

#### a) Facteur spectroscopique

Par définition, le facteur spectroscopique donne la contribution de la composante  $\{lj\}$  dans l'amplitude de transition. Il s'écrit sous la forme [Satc83]:

$$S_{lj} = \int |U_{lj}(r_{xB})|^2 r_{xB}^2 dr_{xB} \quad (1.15)$$

Pour évaluer ce facteur spectroscopique, on se place dans le cadre du modèle en couches en considérant que la réaction ne fait intervenir que les  $n$  nucléons présents dans la couche  $lj$ . Le facteur spectroscopique s'écrit alors [Brus77]:

$$S_{lj} = n \langle \hat{\Phi}_A | [\hat{\Phi}_B \otimes \phi_{lj}]_A \rangle^2 \quad (1.16)$$

Dans cette expression, le caractère  $\hat{\phantom{x}}$  sur  $\Phi_A$  et  $\Phi_B$  indique que ces fonctions ont été construites et antisymétrisées en utilisant ces seuls nucléons actifs.

Lors de l'analyse DWBA d'une réaction de transfert, le facteur spectroscopique est généralement déduit de l'expérience. Nous y reviendrons au paragraphe I.1.5.

#### b) Détermination du facteur de forme

Pour déterminer le facteur de forme, on suppose généralement que celui est proportionnel à  $u_{nlj}(r)$ , la partie radiale, normalisée à l'unité, de la fonction d'onde d'un état lié provenant d'un modèle à particules indépendantes. Notons que l'on fixe ainsi un nombre de nœuds  $n$  et que, par ailleurs,  $(S_{lj})^{1/2}$  est le coefficient de proportionnalité (voir relation 1.15).

$$U_{lj}(r) \approx S_{lj}^{1/2} u_{nlj}(r) \quad (1.17a)$$

La fonction  $u_{nlj}(r)$  est déduite de la résolution de l'équation de Schrödinger radiale:

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} (V(r) - E) \right) R_{nlj}(r) = 0 \quad (1.17b)$$

où  $r = r_{xB}$  et  $R_{nlj}(r) = r \cdot u_{nlj}(r)$ . Le potentiel  $V(r)$  est généralement pris sous la forme d'un puits de Woods-Saxon réel, de profondeur  $V_o$ , avec une partie spin-orbite de profondeur  $V_{so}$ . Cette profondeur  $V_o$  est ajustée<sup>3</sup> de manière à faire coïncider la valeur propre  $E$  avec  $-S_x$ , où  $S_x$  est la valeur de l'énergie de séparation expérimentale de l'état lié. Cette prescription, appelée **méthode de l'énergie de séparation** (SE), permet d'assurer un bon comportement asymptotique de la fonction d'onde, ce qui est important car les réactions de transfert se situent généralement en surface. Par exemple, dans le cas d'un neutron  $s$  on a :

$$u_{nlj}(r) \xrightarrow{r \text{ grand}} \alpha \frac{\exp(-\kappa r)}{r} \quad \text{avec} \quad \kappa = \frac{\sqrt{2\mu S_x}}{\hbar} \quad (1.18)$$

La méthode "SE" est une *bonne* prescription lorsque d'une part les interactions résiduelles entre B et x sont négligeables, et d'autre part l'énergie de séparation expérimentale est proche de celle prévue par le modèle en couches. Autrement, des méthodes alternatives peuvent s'avérer nécessaires pour déterminer les facteurs de forme. Nous reviendrons ultérieurement sur ce point.

#### I.1.4 La fonction de portée

Les calculs en "portée finie exacte" utilisent une fonction de portée  $D(\mathbf{r}_{ax})$  qui est évaluée à l'aide de modèles. Ils nécessitent la résolution d'intégrales à 6 dimensions, sur les trois composantes des vecteurs  $\mathbf{r}_{aA}$  et  $\mathbf{r}_{bB}$  décrivant les positions relatives de a, A et b, B respectivement, lesquelles sont reliées à  $\mathbf{r}_{ax}$  et  $\mathbf{r}_{xB}$  par les relations :

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_{aA} &= \mathbf{r}_{ax} + \frac{B}{A} \mathbf{r}_{xB} \\ \mathbf{r}_{bB} &= \mathbf{r}_{xB} + \frac{a}{b} \mathbf{r}_{ax} \end{aligned} \quad (1.19)$$

Dans le cas de particules légères, pour lesquelles l'état  $s$  est prédominant, cette fonction de portée est piquée à  $r=0$  et peut donc s'écrire de manière approchée :

$$D(\vec{r}_{ax}) = \langle \Phi_b | V_{ax} | \Phi_a \rangle \approx D_o \delta(\vec{r}_{ax}) \quad (1.20)$$

Cette approximation de portée nulle permet une simplification considérable du calcul de la section efficace, puisque l'on réduit la dimension de l'intégrale de 6 à 3. L'hypothèse sous-jacente est que l'ion sortant b est émis à l'endroit où la particule légère de la voie d'entrée est absorbée, ce qui se traduit par :

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_{ax} &= 0 \\ \text{soit} \quad \mathbf{r}_{bB} &= \frac{A}{B} \mathbf{r}_{aA} \end{aligned} \quad (1.21)$$

La DWBA en portée finie exacte a très longtemps nécessité un temps de calcul important, prohibitif pour une analyse extensive des données. L'approximation de portée nulle a donc été largement utilisée. Il est possible d'effectuer des corrections de *portée finie* lors d'un calcul en portée nulle en introduisant des facteurs correctifs calculés au moyen de l'approximation d'énergie locale (L.E.A.) [Butt64]. Ces corrections sont généralement incorporées en option dans les codes DWBA en portée nulle.

Pour une raison qui sera exposée au paragraphe I.2, nous avons analysé nos données dans l'approximation de portée nulle. Ces résultats ont été comparés dans quelques cas à des calculs effectués en portée finie, montrant la validité de cette approximation.

<sup>3</sup> Il est courant de relier la profondeur du potentiel de spin-orbite à celle du potentiel de Woods-Saxon par la relation  $V_{so} = V_o \lambda / 45.2$ . Le facteur  $\lambda$  est pris habituellement égal à 25.

### I.1.5 Détermination des facteurs spectroscopiques expérimentaux

Pour extraire les facteurs spectroscopiques pour une transition  $\ell_j$ , on calcule au moyen d'un code DWBA la section efficace théorique pour un facteur spectroscopique  $S$  de 1 et on la compare à la section efficace différentielle expérimentale. Le facteur spectroscopique expérimental est donné par la relation suivante<sup>4</sup>:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{exp}} = S_{\ell_j} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\ell_j}^{\text{DW}} \quad (1.22)$$

Dans le cas où deux transferts de spin peuvent intervenir, par exemple  $d_{5/2}$  et  $d_{3/2}$  dans le transfert  $1/2^+ \rightarrow 2^+$ , on peut montrer, en injectant la relation 1.14 dans la relation 1.9, qu'il n'y a pas de termes d'interférence et que la relation 1.22 devient:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{exp}} = \sum_j S_{\ell_j} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\ell_j}^{\text{DW}} \quad (1.23)$$

Notons que les résultats extraits par cette méthode ne sont pas exempts d'une marge d'incertitude. On considère généralement que les facteurs spectroscopiques ainsi extraits ont une marge de validité d'environ 20%, compte tenu des fluctuations généralement observées pour différents choix des paramètres des potentiels. D'autres "points délicats" peuvent cependant augmenter cette incertitude: influence des processus à trois corps ( $A+a \rightarrow A+b+x$  ou  $A+a \rightarrow B+a+x$ ), pertinence de la méthode employée pour générer les facteurs de forme, traitement des effets de portée finie, traitement des effets liés au caractère non-local des potentiels optiques et influence des processus en deux étapes. L' "approximation adiabatique" et la méthode des "voies de réactions couplées", évoquées dans les paragraphes I.2 et I.3, peuvent apporter une amélioration par rapport à la DWBA standard.

## I.2 Approximation adiabatique (ADBA)

La DWBA est basée sur l'hypothèse que la diffusion élastique est le processus dominant pour la voie d'entrée et la voie de sortie de la réaction. Cependant, dans une réaction faisant intervenir un noyau faiblement lié, comme le deuton ou le  $^7\text{Li}$ , les effets de break-up dans le champ de la cible peuvent avoir une répercussion sur les sections efficaces de transfert. Expérimentalement, on constate généralement que les distributions angulaires des réactions (p,d), (d,p) et (d,n) sont moins bien reproduites par la DWBA standard que des réactions telles que ( $^3\text{He},d$ ) (d, $^3\text{He}$ ) et (d,t).

Johnson et Soper ont proposé une prescription [John69] permettant de prendre en compte les effets du break-up du deuton dans une approximation adiabatique. Cette approche, appelée ADBA (*Adiabatic Deuteron Break-up Approximation*), où seul l'état relatif S du système n-p est considéré, suppose que le mouvement interne du système n-p est très lent par rapport au mouvement de son centre de masse. Les ondes distordues décrivant le mouvement relatif du deuton et du noyau lourd sont remplacées par des fonctions générées par un potentiel effectif  $\bar{U}(r)$ , construit à partir de la convolution de  $U_n$  et  $U_p$ , les potentiels optiques de diffusion de protons et de neutrons à l'énergie moitié de celle du deuton:

---

<sup>4</sup> On peut facilement montrer, en utilisant la relation 1.17a, que  $S_{\ell_j}$  se factorise dans l'expression de la section efficace 1.1 lorsque l'on considère une transition  $\ell_j$  pure.

$$\bar{U}(r) = \frac{\langle \phi_d | V_{np}(U_n + U_p) | \phi_d \rangle}{\langle \phi_d | V_{np} | \phi_d \rangle} \quad (1.24)$$

Le potentiel effectif  $\bar{U}(r)$  peut être utilisé à la place du potentiel de diffusion élastique de deutons dans les codes de DWBA en portée nulle. Une prescription simple a été proposée dans la référence [Wale76] pour obtenir le potentiel effectif  $\bar{U}(r)$  en fonction des paramètres de  $U_n$  et  $U_p$ . Les diffusivités et les profondeurs des puits réel et imaginaire sont donnés par:

$$\begin{aligned} \bar{a} &= a + \frac{5}{14\pi^2} \frac{\langle r^2 \rangle}{a} & \bar{a}_i &= a_i + \frac{3}{10\pi^2} \frac{\langle r^2 \rangle}{a_i} \quad \text{avec } \langle r^2 \rangle = 0.51 \text{ fm}^2 \\ \bar{V} &= V_n + V_p + \delta V & \text{avec } \delta V &= (V_n + V_p) \frac{\pi^2}{R^2} \frac{a^2 - \bar{a}^2}{(1 + (\pi\bar{a}/R)^2)} \\ \bar{W} &= W_n + W_p + \delta W & \text{avec } \delta W &= -(W_n + W_p) \frac{\bar{a}_i - a_i}{\bar{a}_i} \left( 1 + \frac{2}{3} (\pi\bar{a}_i / R_i)^2 \right) \end{aligned} \quad (1.25)$$

La figure 1.2 représente les distributions angulaires obtenues dans la réaction  $^{12}\text{C}(p,d)^{11}\text{C}$ , à 65 MeV. Les courbes discontinues sont le résultat de calculs DWBA effectués avec deux potentiels optiques différents pour la voie deuton, tandis que la courbe continue est obtenue avec un potentiel adiabatique calculé avec les formules 1.25. On constate que la méthode ADBA permet une meilleure description des données.

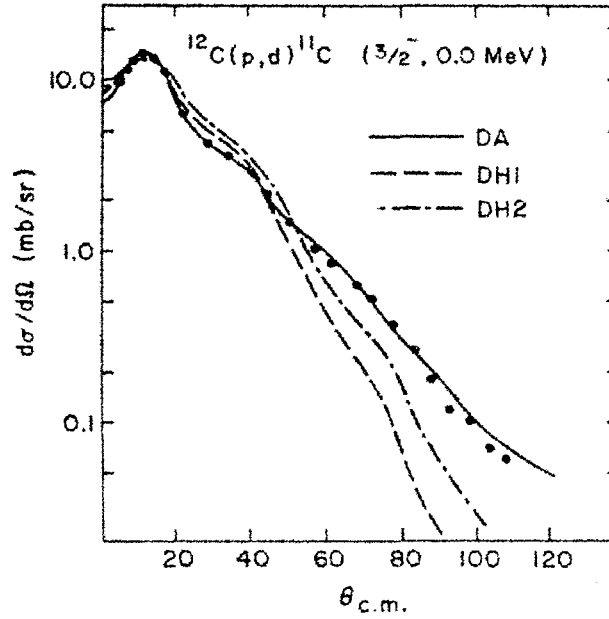


Figure 1.2: comparaison de calculs DWBA et ADBA à la distribution angulaire expérimentale de la réaction  $^{12}\text{C}(p,d)^{11}\text{C}$  à 65 MeV [Wale76].

Pour des noyaux comme le  $^{11}\text{Be}$ , de très récents développements théoriques dans le cadre d'une approximation adiabatique [Timo99] ont tenté de prendre en compte les effets d'excitation dans le continuum, suivi du break-up en  $^{10}\text{Be}+n$ , sur les sections efficaces de transfert. Nous évoquerons ces résultats au paragraphe 4.3.3 du chapitre III.

### I.3 Voies de réactions couplées (CRC)

Le formalisme de la CRC (*Coupled Reaction Channels*) peut traiter l'ensemble des processus en une et plusieurs étapes. On peut par exemple considérer, en plus du transfert direct  $A+a \rightarrow B+b$ , les processus où celui-ci est associé à la diffusion inélastique  $A+a \rightarrow B^*+b \rightarrow B+b$  et  $A+a \rightarrow A^*+a \rightarrow B+b$ . Cette méthode puissante ne permet pas d'extraire directement des facteurs spectroscopiques mais permet de tester la validité d'un modèle de structure nucléaire en comparant ses prédictions avec les données expérimentales.

La méthode CRC est basée sur le développement de  $\psi$ , la fonction d'onde totale du système, sur les états de chacune des partitions de masse<sup>5</sup> intervenant lors de la réaction:

$$\Psi_{CRC}^+ = \sum_{\alpha} \Phi_{\alpha} \chi_{\alpha} + \sum_{\beta} \Phi_{\beta} \chi_{\beta} \quad (1.26)$$

Dans cette expression les fonctions  $\chi$  décrivent le mouvement relatif des noyaux de chaque voie et les fonctions  $\Phi$  sont définies par  $\Phi_{\alpha} = \Phi_a \Phi_A$  et  $\Phi_{\beta} = \Phi_b \Phi_B$ , où  $\alpha$  et  $\beta$  désignent respectivement une combinaison particulière des états de (a,A) et (b,B).

La fonction  $\psi_{CRC}^+$  est solution de l'équation de Schrödinger:

$$(H - E)\Psi_{CRC}^+ = 0 \quad (1.27)$$

où  $H$  est l'hamiltonien total du système et  $E$  son énergie totale. Considérons un état particulier  $m$  de la partition de masse  $\alpha$ . En projetant l'équation 1.27 sur la fonction  $\Phi_{\alpha_m}$  puis en intégrant sur les coordonnées internes de cet état, nous obtenons la relation:

$$\begin{aligned} (\Phi_{\alpha_m} | H - E | \Phi_{\alpha_m} \chi_{\alpha_m} > = & - \sum_{i \neq m} (\Phi_{\alpha_m} | H - E | \Phi_{\alpha_i} \chi_{\alpha_i} > \\ & - \sum_j (\Phi_{\alpha_m} | H - E | \Phi_{\beta_j} \chi_{\beta_j} > \end{aligned} \quad (1.28)$$

dans laquelle les parenthèses désignent l'intégration sur les coordonnées internes du système  $\alpha$  dans l'état  $m$ . Nous explicitons alors l'hamiltonien total  $H$  par rapport à la voie  $\alpha$ :

$$H = H_{\alpha} + T_{\alpha} + U_{\alpha} + W_{\alpha} \quad \text{avec} \quad W_{\alpha} = (V_{\alpha} - U_{\alpha}) \quad (1.29)$$

En désignant par  $\varepsilon_{\alpha_m}$  la valeur propre de l'hamiltonien  $H_{\alpha}$  associée à  $\Phi_{\alpha_m}$ , on reformule l'équation 1.28 en utilisant la relation 1.29:

$$\begin{aligned} \left( T_{\alpha} + U_{\alpha} + \varepsilon_{\alpha_m} - E \right) \chi_{\alpha_m} = & - \sum_{i \neq m} (\Phi_{\alpha_m} | W_{\alpha} | \Phi_{\alpha_i} \chi_{\alpha_i} > \\ & - \sum_j (\Phi_{\alpha_m} | W_{\alpha} | \Phi_{\beta_j} \chi_{\beta_j} > \\ & - \sum_j \left( T_{\alpha} + U_{\alpha} + \varepsilon_{\alpha_m} - E \right) (\Phi_{\alpha_m} | \Phi_{\beta_j} \chi_{\beta_j} > \end{aligned} \quad (1.30)$$

<sup>5</sup> On désigne par "partition de masse" une répartition particulière des  $A+a$  nucléons formant le projectile et la cible, en deux sous-ensembles  $A_i$  et  $a_i$  quelconques.

En faisant varier  $m$  sur tous les états  $\alpha_m$  considérés dans l'écriture de  $\psi_{\text{CRC}}^+$ , puis en procédant de même après avoir permuté  $\alpha$  et  $\beta$ , on obtient un système d'équations intégral-différentielles couplées. Les couplages s'effectuent par le biais des termes de droite de cette équation, divisés en trois groupes. L'existence de partitions de masse différentes est à l'origine du troisième groupe de termes, qui contient les projections de  $\Phi_{\alpha_m}$  sur les états  $\Phi_{\beta_j}$  de la partition de masse  $\beta$ . Ces projections ne sont pas forcément nulles car les états  $\Phi_{\alpha_m}$  et  $\Phi_{\beta_j}$  sont états propres de deux hamiltoniens différents,  $H_\alpha$  et  $H_\beta$ . Ces termes, appelés termes de non-orthogonalité, sont habituellement négligés lors de la résolution des équations couplées. Le développement des termes de couplage des deux premiers groupes permet de définir, pour chacun de ces termes, un **facteur de forme** et une **amplitude**.

- Le premier groupe, associé aux couplages entre l'état  $\alpha_m$  et les autres états de la même partition de masse, correspond à des diffusions inélastiques. Le facteur de forme inélastique radial, obtenu avec un modèle collectif, s'écrit sous la forme  $\beta R(dV/dR)$ , où  $\beta$  est le paramètre de déformation du noyau (voir paragraphe 5.1 du chapitre III).
- Le deuxième groupe est associé aux couplages entre partitions de masse différentes: il y a réarrangement, qu'on limite ici au cas du transfert d'une particule entre le projectile et la cible de la voie considérée. Le facteur de forme de transfert est donné par la fonction d'onde radiale de la particule transférée, comme dans le cas de la DWBA. L'amplitude correspond alors à l'amplitude spectroscopique  $S^{1/2}$ , où  $S$  est le facteur spectroscopique.

Les conditions asymptotiques auxquelles doivent obéir les solutions du système d'équations 1.30 sont données en termes d'ondes planes et d'ondes sphériques par:

$$\begin{aligned} \chi_{\alpha_i}(\vec{r}_\alpha) &\rightarrow \delta_{i,1} \cdot \exp\left(i\vec{k}_{\alpha_i} \cdot \vec{r}_\alpha + i\eta_\alpha \log(2k_{\alpha_i} r_\alpha)\right) + f_{\alpha_1\alpha_i} \frac{\exp\left(ik_{\alpha_i} r_\alpha\right)}{r_\alpha} \\ \chi_{\beta_j}(\vec{r}_\beta) &\rightarrow f_{\alpha_1\beta_j} \frac{\exp\left(ik_{\beta_j} r_\beta\right)}{r_\beta} \end{aligned} \quad (1.31)$$

où  $\alpha_1$  se réfère à l'état caractérisant la voie d'entrée,  $\eta_\alpha$  est le paramètre coulombien, et  $f_{\alpha_1\alpha_i}$  ainsi que  $f_{\alpha_1\beta_j}$  les amplitudes de diffusion dans les états respectifs  $\alpha_i$  et  $\beta_j$ . L'ajustement des fonctions  $\chi$ , issues de la résolution des équations couplées 1.30, au comportement asymptotique donné par 1.31, permet de déterminer les amplitudes de diffusion  $f_{\alpha\beta}$ , à partir desquelles est calculée la section efficace différentielle de la réaction.

## II FAISCEAUX SECONDAIRES ET CINEMATIQUE INVERSE

Les deux réactions que nous avons étudiées,  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  et  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ , ont été induites par des faisceaux secondaires de  $^{11}\text{Be}$ . Après une présentation de leur production au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds -GANIL-, ainsi qu'une description des détecteurs que nous avons utilisés pour reconstruire événement par événement la trajectoire de ces ions incidents, nous présenterons leurs principales caractéristiques lors de nos deux expériences. Une deuxième partie de chapitre sera consacrée à quelques généralités sur les contraintes liées à la cinématique inverse.

### II.1 Production du faisceau secondaire de $^{11}\text{Be}$

#### II.1.1 Production de faisceaux secondaires par fragmentation au GANIL

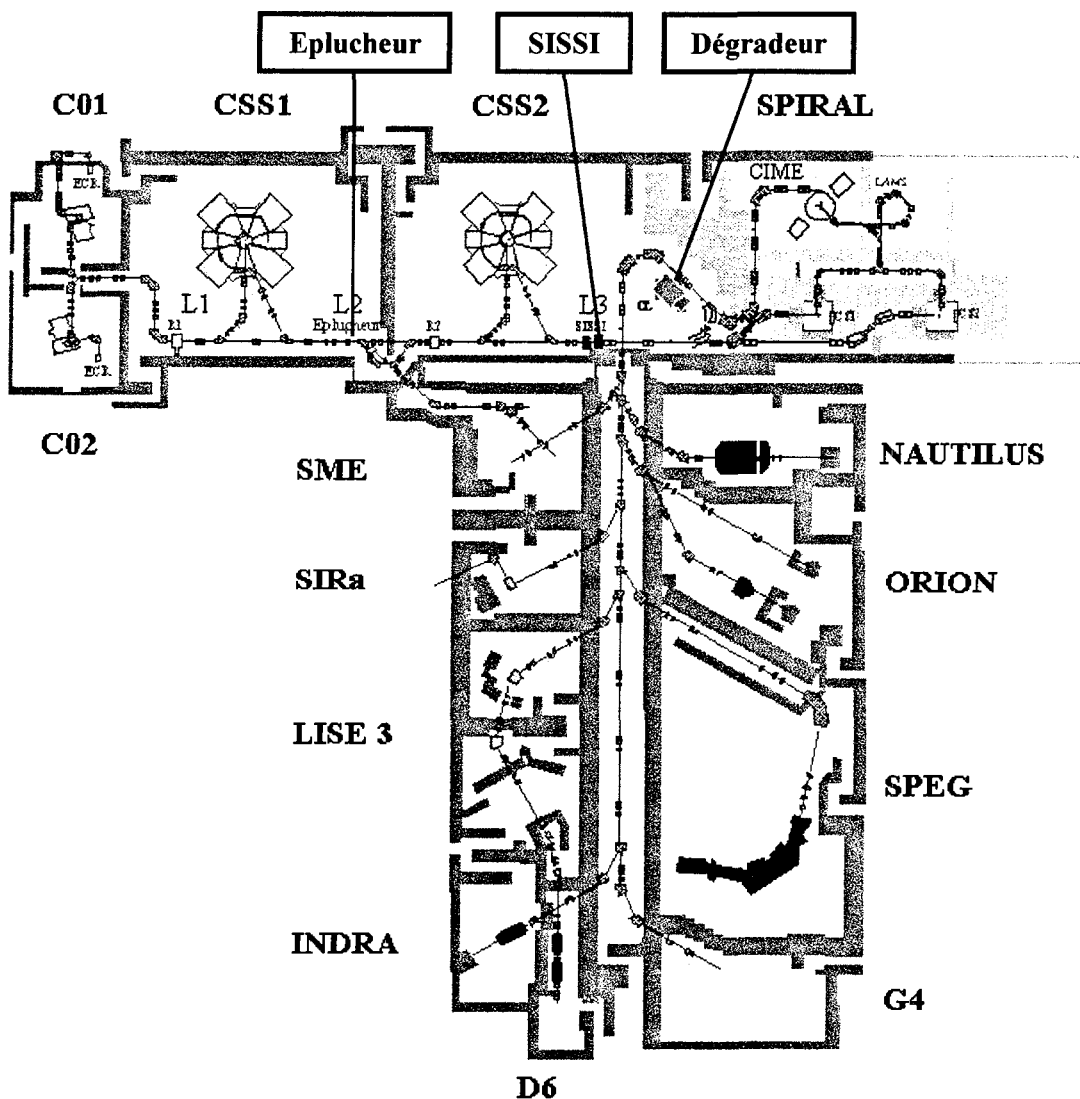


Figure 2.1: vue schématique du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, le GANIL

Il existe principalement deux méthodes de production de faisceaux radioactifs: la première est la méthode ISOL (*Ion Separation On Line*), dans laquelle un faisceau très intense bombarde une cible épaisse. Les noyaux exotiques produits lors de la réaction diffusent hors de la cible, sont ionisés, puis sélectionnés dans un séparateur électromagnétique et enfin accélérés. Cette méthode est à la base du projet SPIRAL, au GANIL, bientôt opérationnel. La deuxième méthode est la production de faisceaux secondaires par fragmentation d'un faisceau stable sur une cible épaisse. Pour nos deux expériences, nous avons utilisé des faisceaux secondaires de  $^{11}\text{Be}$  produits par fragmentation auprès de SISSI.

La figure 2.1 est une vue schématique de l'ensemble constitué par l'accélérateur d'ions GANIL, par les dispositifs de production de faisceaux secondaires SPIRAL et SISSI, ainsi que par les lignes de faisceaux associées. Le système d'accélération du faisceau primaire du GANIL est constitué essentiellement de deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS1 et CSS2). Dans une première étape, des ions faiblement chargés sont extraits d'une source ECR puis injectés dans un cyclotron compact (C01 ou C02). Ils sont alors accélérés jusqu'à quelques centaines de keV afin d'être injectés au centre du cyclotron CSS1. Après avoir été accélérés par CSS1, les ions sont épluchés en traversant une feuille mince. Ils y acquièrent un état de charge supérieur, puis sont injectés dans CSS2 afin d'être de nouveau accélérés. A la sortie de CSS2, le faisceau primaire, qui a une énergie comprise entre 30 et 100 MeV/u, est focalisé sur une cible épaisse. Cette focalisation est effectuée très efficacement par le premier solénoïde supraconducteur de SISSI [Joub91].

La fragmentation étant un des processus dominants aux énergies du GANIL, on peut produire par cette méthode une grande variété de noyaux. Les noyaux ainsi produits sont émis dans un cône centré autour de la direction du faisceau primaire, d'angle d'autant plus grand que la masse du fragment diffère de celle du faisceau incident. Le rôle du second solénoïde de SISSI est de refocaliser les noyaux secondaires souhaités afin de leur assurer une transmission maximale dans la ligne de transport du GANIL.

Pour isoler le noyau d'intérêt, le faisceau est trié par le spectromètre ALPHA comprenant deux ensembles de dipôles magnétiques identiques, de même rayon de courbure et de même champ magnétique. En présence d'un champ magnétique  $\mathbf{B}$ , une particule chargée suit une trajectoire circulaire dont le rayon de courbure  $\rho$  est relié au champ magnétique et au rapport  $P/q$  entre son impulsion et sa charge par la relation  $B\rho = P/q$ . Pour des ions complètement épluchés ce rapport est égal à  $P/Z$ , où  $Z$  est la charge du noyau. Ceci implique que sous l'effet du champ magnétique  $B$  seules les particules qui ont un rapport  $P/Z$  adapté suivront la trajectoire caractérisée par le rayon de courbure de chaque dipôle. Ce premier tri est généralement insuffisant car plusieurs espèces de noyaux répondent à cette contrainte.

Pour améliorer la sélection, on place entre les deux ensembles de dipôles une feuille de matière (aluminium ou plastique) appelée dégradeur, où les ions perdent une fraction de leur énergie. D'après la formule de Bethe et Bloch [Leo87], cette perte d'énergie peut s'écrire au premier ordre comme :

$$\Delta E \propto Z^2/v^2 \quad (2.1)$$

Les noyaux arrivant sur le dégradeur ont été sélectionnés par la relation  $P/Z = (B\rho)_1$ , où  $(B\rho)_1$  est fixé par les caractéristiques du premier dipôle. La diminution du rapport  $P/Z$  dépend alors de la nature du noyau et s'écrit :

$$\Delta(P/Z) \propto A^3/Z^2 \quad (2.2)$$

Une variation des valeurs relatives des champs magnétiques des deux groupes de dipôles permet de compenser cette perte pour les noyaux ayant le même rapport  $A^3/Z^2$ . Seuls les noyaux pour lesquels cette compensation est effectuée seront transmis au-delà de l'ALPHA, ce qui constitue un filtre très efficace. Après purification dans l'ALPHA, le faisceau secondaire est transporté dans les différentes salles de physique par un ensemble d'éléments optiques.

Une simulation de l'ensemble des processus de production et de purification du faisceau secondaire, effectuée avec le code INTENSITY [Wing92], permet de choisir la nature et l'épaisseur de la cible de production et du dégradeur, ainsi que les rigidités magnétiques des deux ensembles de dipôles. Ces valeurs sont ensuite optimisées expérimentalement en comptant le nombre de particules arrivant sur la cible située au bout de la ligne de transport du faisceau.

## II.1.2 Les détecteurs de faisceau

La qualité d'une distribution angulaire, ainsi que celle de la mesure de l'énergie d'excitation  $E^*$  du noyau étudié, est directement liée à la précision de la mesure de l'angle de la réaction. Le spectromètre SPEG, par exemple, permet de mesurer des angles par rapport à un axe théorique supposé confondu avec le faisceau. C'est une très bonne approximation lorsqu'on travaille avec des faisceaux primaires car ils ont naturellement une bonne émittance. Les faisceaux secondaires produits par fragmentation se caractérisent cependant par une émittance importante et ont souvent des intensités trop faibles pour qu'on puisse accepter des coupures. De ce fait, les faisceaux secondaires présentent sur la cible des dispersions en angle et en position importantes, qui doivent être prises en compte pour avoir une bonne mesure de l'angle. La seule solution est alors de mesurer événement par événement la trajectoire des particules incidentes afin de déterminer leur angle d'incidence ainsi que leur point d'impact sur la cible. C'est le rôle des détecteurs de faisceau.

Lors de nos deux expériences, nous avons employé deux ensembles de détecteurs de faisceau. Il s'agit des chambres à dérive du GANIL pour l'étude de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ , et les Chambres à Trajectoire de Saclay, les CATS, pour celle de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ . Voici une brève description de ces détecteurs.

### II.1.2.1 Les chambres à dérive du GANIL

Chaque détecteur [MacC98] a une dimension d'environ  $70 \times 70 \times 70 \text{ mm}^3$  et est composé de quatre chambres remplies d'isobutane à une pression de 20 mbar, avec une épaisseur totale équivalant à  $0.65 \text{ mg/cm}^2$  de  $\text{CH}_2$ . Ils supportent des taux de comptage pouvant aller jusque  $10^6$  particules par seconde.

Chacune des quatre chambres possède un champ électrique perpendiculaire à l'axe du faisceau mais pointant vers une direction particulière comme indiqué sur la figure 2.2. Prenons le cas des modules 1 et 2. Les champs électriques sont horizontaux mais de sens opposés : les électrons issus de l'ionisation du gaz par le passage d'une particule vont dériver en sens contraire dans chaque module et créer une avalanche au voisinage du fil du compteur correspondant. Les fils des compteurs proportionnels sont directement reliés à des préamplificateurs de très haut gain ( $200 \text{ mV/MeV}$ ) afin d'optimiser le rapport signal sur bruit. Finalement, les signaux sont envoyés sur un codeur de temps (TDC) multi-hit. Pour chaque module, la différence de temps entre le signal recueilli et un signal de référence permet de

déterminer le temps de dérive des électrons jusqu'au fil, c'est-à-dire la position X de l'événement par rapport à ce fil. Les électrons dérivant en sens opposés dans les deux modules, nous aurons deux mesures indépendantes de X, redondance qui constitue un moyen très efficace d'éliminer les 'mauvais' événements. De même, des mesures indépendantes de Y sont obtenues avec les modules 3 et 4.

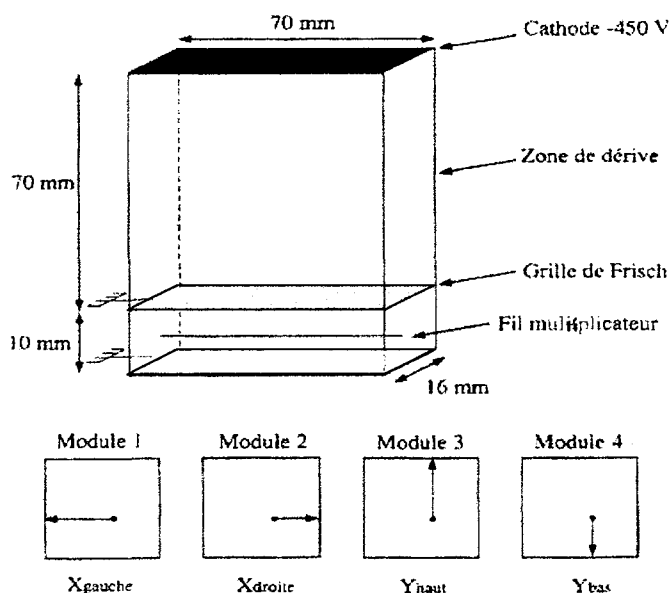


Figure 2.2: structure des modules des détecteurs de faisceaux.

### II.1.2.2 Chambres à Trajectoires de Saclay (CATS)

Pour l'expérience ( $d, {}^3\text{He}$ ) nous avons utilisé les détecteurs CATS [Otti98] [Otti99]. Il s'agit de deux compteurs proportionnels fonctionnant à très basse pression, placés en amont de la cible. Chaque CATS (voir figure 2.3) possède une surface active de  $70 \times 70 \text{ mm}^2$ . L'anode est constituée d'un plan de fils de tungstène de  $10 \text{ }\mu\text{m}$  de diamètre, espacés de  $1 \text{ mm}$  et reliés électriquement entre eux. Les cathodes, situées de part et d'autre du plan de fils, sont constituées chacune d'une épaisseur de  $1.5 \text{ }\mu\text{m}$  de mylar sur laquelle sont déposées par évaporation 28 bandes conductrices de  $2000 \text{ Å}$  d'or. Le pas entre les bandes est de  $2.54 \text{ mm}$  et la distance interbande de  $0.2 \text{ mm}$ . Les bandes de la première électrode sont perpendiculaires aux fils de l'anode, alors que celles de la deuxième électrode leurs sont parallèles. Ces électrodes sont mises à la masse, alors que les fils de l'anode sont portés à une tension comprise entre  $650$  et  $870 \text{ V}$ . Le gaz circulant dans le détecteur est de l'isobutane, à une pression inférieure à  $12 \text{ Torr}$ .

Le processus qui commence lors de l'ionisation du gaz par le passage d'une particule peut être divisé en deux étapes. D'abord, du fait du champ électrique important et de la faible pression, les électrons subissent une forte accélération. Ils atteignent ainsi des énergies suffisantes pour ioniser à leur tour le gaz, alors même qu'ils sont dans la zone de champ constant. Le signal induit sur l'anode par cette première multiplication est un signal rapide qui sert de référence temporelle. On l'utilisera donc pour la mesure du temps de vol des particules légères de la réaction qui nous intéresse. Puis, dans une deuxième étape, les électrons subissent la forte augmentation du champ au voisinage des fils de l'anode, ce qui engendre une deuxième multiplication. La dérive des ions issus de celle-ci induit un signal sur plusieurs

bandes de chaque cathode. Les barycentres des charges ainsi induites correspondant à la position du point de passage de la particule ionisante, on obtient une localisation bidimensionnelle de ce point avec une résolution bien meilleure que le pas des bandes, sans multiplier pour autant les voies d'électronique.

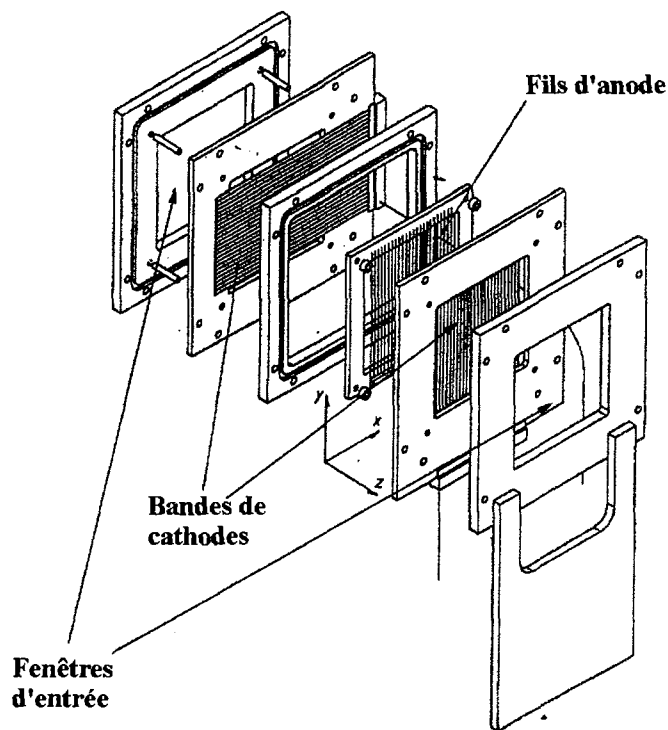


Figure 2.3: structure d'un détecteur CATS

La mesure des charges induites sur les bandes se fait par intégration des signaux provenant de celles-ci. Pour déduire de cette distribution la position du point de passage d'une particule il est nécessaire de tenir compte des différences relatives des gains de ces bandes. Pour cela, on envoie sur les fils d'anode des signaux analogiques provenant d'un générateur d'impulsions. Un même signal est induit par couplage capacitif sur toutes les bandes. De là, on déduit pour chaque bande  $i$  le gain ainsi que la position  $p_i$  et la largeur  $\sigma_i$  de son piédestal. Celui-ci étant représentatif du bruit électronique, le seuil de détection de la bande est fixé à  $p_i + \alpha \sigma_i$ , où  $\alpha$  vaut entre 3 et 5.

### II.1.2.3 Reconstruction des trajectoires des $^{11}\text{Be}$

Pour la reconstruction des trajectoires des  $^{11}\text{Be}$  incidents chacune de nos deux expériences représente un cas de figure différent. Pour l'étude de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  les détecteurs de faisceau étaient placés avant l'aimant analyseur de SPEG (voir paragraphe III.2.1). Ils se trouvaient avant le point objet de cet aimant et étaient séparés par un mètre de distance, ce qui a permis d'avoir une tache de faisceau compatible avec leurs dimensions. La particularité d'une telle configuration vient de la présence d'éléments optiques entre ces détecteurs et la cible. Ils assurent l'élimination des produits de diffusions ou de réactions créés lors du passage du faisceau dans les détecteurs, ce qui est un avantage. Ils posent cependant un inconvénient majeur puisque du fait de leur position la relation entre les grandeurs

mesurées et les trajectoires des ions au niveau de la cible n'est pas directe. L'étalonnage de ces détecteurs est lié à celui du plan focal de SPEG. Il sera donc traité après celui-ci, au paragraphe 3.1.2 du chapitre III.

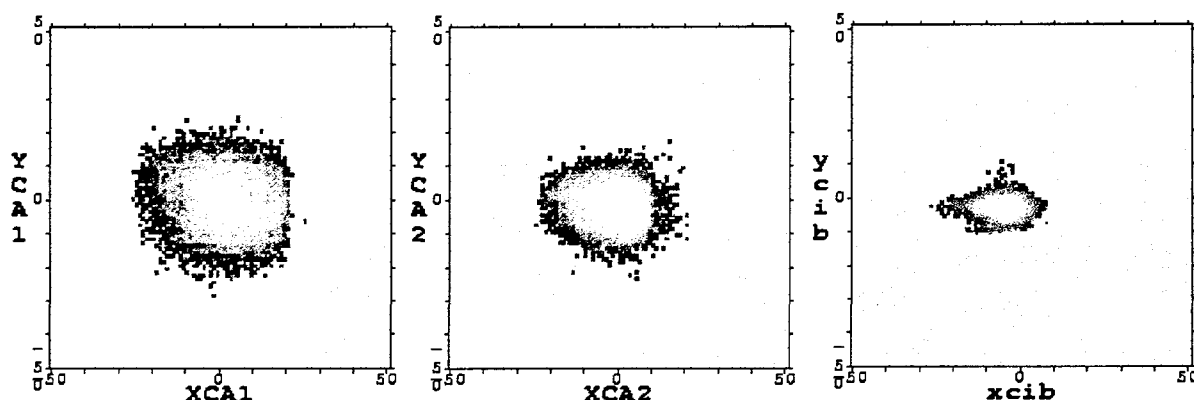


Figure 2.4: les profils de faisceau obtenus avec les CATS 1 et 2 sont montrés respectivement sur l'image de gauche et sur celle du milieu. L'image de droite est la reconstruction de la tache du faisceau sur la cible. Les distances sont en mm.

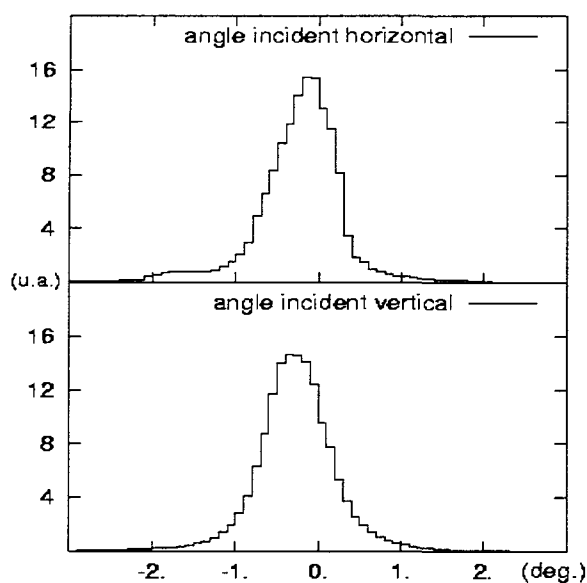


Figure 2.5: dispersions angulaires horizontale (haut) et verticale (bas) du faisceau sur la cible.

La configuration utilisée pour les détecteurs CATS lors de l'étude de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$  ne pose pas ce genre de problème. La relation entre les positions mesurées et la trajectoire des ions est ici directe puisque les deux détecteurs étaient placés après l'analyseur. Ils se trouvaient à 155.5 cm et 80 cm de la cible. Les profils de faisceau obtenus avec ces deux détecteurs sont montrés sur les images de gauche et du milieu de la figure 2.4. L'image de droite représente le profil du faisceau sur la cible, résultat de la reconstruction des trajectoires que nous avons effectuée à partir des positions mesurées sur les CATS. On constate que le faisceau converge vers la cible, où il possède une largeur horizontale de 10 mm (FMWH) et verticale de 5 mm.

La dispersion angulaire du faisceau sur la cible est représentée sur la figure 2.5. La distribution de la composante horizontale de l'angle d'incidence présente une largeur à mi-hauteur de 0.9 degrés. Elle est de 0.8 degrés pour la composante verticale. L'efficacité globale de reconstruction des trajectoires était de 90% pour CATS1 et de 77% pour CATS2. Les détecteurs ont fonctionné sous une intensité maximale de  $5 \cdot 10^5$  particules par seconde.

### II.1.3 Caractéristiques de faisceaux secondaires de $^{11}\text{Be}$

Le choix du faisceau primaire de  $^{15}\text{N}$  pour la première expérience de transfert,  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ , a été imposé par la programmation dans la même semaine d'une expérience utilisant un faisceau de  $^{15}\text{N}$ . Il s'agissait de préparer une étude de la réaction  $(p,d)$  sur les noyaux de la couche  $N=8$ ,  $^{13}\text{B}$  et  $^{12}\text{Be}$ , en étudiant la réaction  $p(^{15}\text{N}, ^{14}\text{N})d$ . Pour l'expérience  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$  nous avons produit le faisceau secondaire par fragmentation d'un faisceau de  $^{13}\text{C}$ , également sur une cible de carbone. Dans les deux cas le dégradeur était constitué d'une feuille d'aluminium. Les caractéristiques liées à la production des faisceaux secondaires de  $^{11}\text{Be}$  pour les deux expériences sont regroupées sur le tableau 2.1.

|                                               | Expérience (p,d)             | Expérience (d, $^3\text{He}$ ) |
|-----------------------------------------------|------------------------------|--------------------------------|
| Faisceau primaire                             | $^{15}\text{N}$              | $^{13}\text{C}$                |
| Energie                                       | 65 MeV/A                     | 60 MeV/A                       |
| Intensité                                     | $\approx 300 \text{ pA}$     | $\approx 500 \text{ pA}$       |
| Cible de SISSI                                | C ( $1.03 \text{ g/cm}^2$ )  | C ( $770 \text{ mg/cm}^2$ )    |
| Dégradeur                                     | Al ( $216 \text{ mg/cm}^2$ ) | Al ( $162 \text{ mg/cm}^2$ )   |
| Energie des $^{11}\text{Be}$                  | 35.3 MeV/A                   | 37.0 MeV/A                     |
| Pureté                                        | 93%                          | 99%                            |
| N $^{11}\text{Be}$ (expérience)               | $\approx 3.10^4 \text{ pps}$ | $\approx 2.10^5 \text{ pps}$   |
| N $^{11}\text{Be}$ (prévisions <sup>6</sup> ) | $2.7 \cdot 10^5 \text{ pps}$ | $2.10^6 \text{ pps}$           |
| Optique utilisée                              | Dispersive/cible             | Focalisée/cible                |
| $\Delta\theta_{\text{inc}}^{\text{H}}$ (FWHM) | $1.2^\circ$                  | $0.9^\circ$                    |
| $\Delta\theta_{\text{inc}}^{\text{V}}$ (FWHM) | $0.5^\circ$                  | $0.8^\circ$                    |
| $\Delta X$ (FWHM)                             | 50 mm                        | 10 mm                          |
| $\Delta Y$ (FWHM)                             | 14 mm                        | 5 mm                           |

Tableau 2.1: caractéristiques des faisceaux de  $^{11}\text{Be}$

On constate que l'intensité du faisceau est dix fois supérieure dans la deuxième expérience à celle obtenue dans la première, ce qui est essentiellement dû au choix du faisceau primaire. Par ailleurs, comme c'est souvent le cas avec les noyaux exotiques légers riches en neutrons, le code INTENSITY surestime largement les taux de production de  $^{11}\text{Be}$ .

Nous avons utilisé pour ces deux expériences des optiques différentes, une optique dispersive pour l'expérience (p,d), où l'on a travaillé avec le spectromètre SPEG, et une optique où le faisceau était focalisé sur la cible pour l'expérience (d,  $^3\text{He}$ ). Nous reviendrons par la suite sur la nécessité de disperser le faisceau sur la cible lors de l'expérience (p,d).

Les caractéristiques des faisceaux sur la cible ont été mesurées par les détecteurs de faisceau précédemment présentés.

La mesure de l'intensité du faisceau est un élément important car elle permet la normalisation des sections efficaces des réactions mises en jeu. Pour la première expérience, les noyaux de  $^{11}\text{Be}$  qui n'avaient pas interagi dans la cible étaient arrêtés dans un 'doigt' actif de plastique scintillant placé à une des extrémités du plan focal de SPEG (voir paragraphe III.2). On pouvait ainsi mesurer l'intensité du faisceau tout au long de l'expérience. Pour l'expérience (d,  $^3\text{He}$ ), l'intensité du faisceau était mesurée par un détecteur plastique dont les caractéristiques et le rôle seront détaillés par la suite.

<sup>6</sup> Obtenues avec le code INTENSITY

## II.2 Contraintes expérimentales liées à la cinématique inverse

Lors de l'étude d'une réaction à deux corps  $a + A \rightarrow b + B$ , les données physiques intéressantes sont exprimées dans le système du centre de masse des noyaux  $a$  et  $A$ . Elles peuvent donc être extraites, pour une même énergie dans le système du centre de masse, soit en bombardant le noyau cible  $A$  par un faisceau d'ions légers  $a$  d'énergie incidente  $E$  (cinématique directe), soit en bombardant une cible contenant des noyaux légers  $a$  par un faisceau d'ions  $A$  d'énergie incidente  $(A/a) \times E$  (cinématique inverse). D'un point de vue expérimental les contraintes imposées par la cinématique de ces réactions sont radicalement différentes. Ainsi, pour un noyau  $A$  beaucoup plus lourd que  $a$ , la vitesse dans le laboratoire du centre de masse du système est très petite si la réaction est directe. Par contre, elle est de l'ordre de la vitesse du faisceau lorsque la réaction est en cinématique inverse. Ceci a pour conséquence, pour les deux réactions que nous avons étudiées, c'est-à-dire  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  et  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ , de concentrer aux angles avant, dans le laboratoire, l'émission des produits de réaction.

Lorsque l'on étudie une réaction en cinématique inverse, les informations intéressantes peuvent être extraites soit en mesurant les caractéristiques cinématiques de l'éjectile léger (méthode I), soit celles de l'éjectile lourd (méthode II). Le tableau 2.2 présente, pour plusieurs réactions en cinématique inverse, la contribution à la résolution en énergie d'excitation de l'éjectile lourd,  $E^*$ , de la résolution associée aux grandeurs suivantes:  $E_{\text{cin}}$ , l'énergie du faisceau incident,  $E_{\text{cin}}$ , l'énergie cinétique de la particule détectée et  $\theta_{\text{lab}}$ , l'angle de cette même particule. On y trouve également le rapport  $\Delta\theta_{\text{lab}}/\Delta\theta_{\text{cm}}$  et celui des sections efficaces différentielles  $\sigma_{\text{lab}}/\sigma_{\text{cm}}$  entre le système du laboratoire et celui du centre de masse.

| Réaction                                             | $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})$ | $p(^{11}\text{Be}, d)$ | $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})$ | $d(^{11}\text{Be}, t)$ | $d(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})$ |
|------------------------------------------------------|-------------------------------------|------------------------|----------------------------------|------------------------|-------------------------------------|
| $E_{\text{cin}}$                                     | 380                                 | 6.8                    | 8.1                              | 4.4                    | 386                                 |
| $\Delta E^*/\Delta E_{\text{inc}}$                   | 0.71                                | 0.042                  | 0.014                            | 0.05                   | 0.82                                |
| $\Delta E^*/\Delta E_{\text{cin}}$                   | 0.71                                | 2.1                    | 2.2                              | 3.1                    | 0.82                                |
| $\Delta E^*/\Delta\theta_{\text{lab}}$               | 2.0                                 | 0.29                   | 0.40                             | 0.48                   | 1.5                                 |
| $\Delta\theta_{\text{lab}}/\Delta\theta_{\text{cm}}$ | 0.12                                | 2.1                    | 1.9                              | 3.6                    | 0.19                                |
| $\sigma_{\text{lab}}/\sigma_{\text{cm}}$             | 68                                  | 0.27                   | 0.33                             | 0.13                   | 26                                  |

Tableau 2.2: relations cinématiques entre les systèmes du laboratoire et du centre de masse à 10°CM, pour un faisceau de  $^{11}\text{Be}$  de 35 MeV/A.  $E_{\text{cin}}$  et  $\theta_{\text{lab}}$  sont associés à l'éjectile détecté (symbole souligné), tandis que  $E^*$  est l'énergie d'excitation de l'éjectile lourd.  $\Delta E^*/\Delta\theta_{\text{lab}}$  est en MeV/degrés.

La méthode I constitue un outil adéquat pour l'étude des réactions dédiées à l'étude de noyaux se trouvant aux frontières de la stabilité et ce, même si l'éjectile lourd est non-lié ou possède un temps de vie trop court pour lui permettre d'atteindre les détecteurs. Les caractéristiques cinématiques de cette méthode sont illustrées sur la figure 2.6. La partie supérieure de la figure est un agrandissement de la région correspondant aux petits angles dans le centre de masse de la réaction. Dans cette méthode, la largeur en énergie du faisceau a peu d'influence sur  $\Delta E^*$  (voir tableau:  $\Delta E^*/\Delta E_{\text{inc}}$ ). Mais la difficulté majeure vient des rapports  $\Delta E^*/\Delta E_{\text{cin}}$  et  $\Delta E^*/\Delta\theta_{\text{lab}}$  qui sont très défavorables. Ainsi, dans le cas de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})$ , une erreur de 100 keV sur  $E_{\text{cin}}$  et une erreur de 1 degré sur  $\theta_{\text{lab}}$ , conduisent respectivement à une incertitude sur  $E^*$  de 220 keV et 400 keV. Cette méthode implique donc l'utilisation de cibles très minces, afin d'y minimiser le straggling, et de détecteurs possédant

de très bonnes résolutions en énergie et en position. De plus, afin de compenser la réduction de la section efficace différentielle (voir  $\sigma_{\text{lab}}/\sigma_{\text{cm}}$ ) lorsqu'on passe du système du centre de masse à celui du laboratoire, le détecteur utilisé doit couvrir un angle solide important. Le détecteur MUST, que nous présenterons ultérieurement, a été conçu de manière à respecter ces contraintes. La figure 2.8 montre un exemple de dispositif expérimental qu'il convient d'utiliser lorsqu'on applique cette méthode : il s'agit du schéma expérimental que nous avons utilisé pour l'étude de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ .

L'utilisation de la méthode II est réservée aux cas où l'éjectile lourd est lié ou possède un temps de vie suffisamment long pour parvenir jusqu'aux détecteurs. Ce sera le cas de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ , que nous étudierons par la suite, et dont le dispositif expérimental est présenté schématiquement sur la figure 2.9. Pour un faisceau secondaire de quelques dizaines de MeV/A, l'éjectile lourd est fortement focalisé vers l'avant et peut être détecté dans le plan focal d'un spectromètre. Ceci est illustré sur la figure 2.7. On constate que la mesure de ces noyaux dans une petite plage angulaire dans le système du laboratoire, permet de remonter à leur distribution angulaire dans le centre de masse sur une plage angulaire plus importante (voir également  $\sigma_{\text{lab}}/\sigma_{\text{cm}}$ ). En contrepartie, la faible valeur de ce rapport est aussi à l'origine d'une mauvaise résolution sur  $\theta_{\text{cm}}$ . Du fait de la grande énergie cinétique de l'éjectile lourd, il est possible d'utiliser des cibles assez épaisses tout en gardant une bonne résolution en énergie, ce qui constitue un atout majeur de cette méthode.

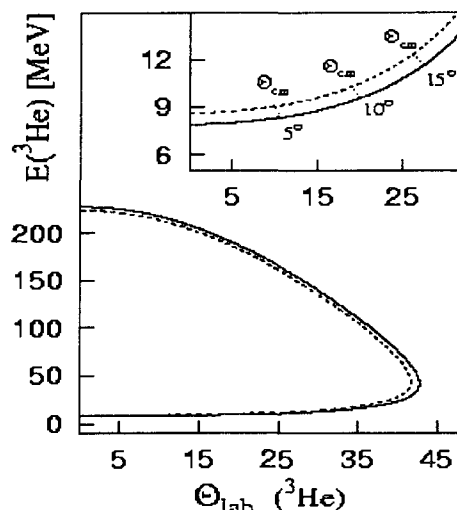


Figure 2.6: réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$  à 35 MeV/A. L'énergie d'excitation des  $^{10}\text{Li}$  est égale à 0 (traits pleins) ou à 2 MeV (pointillés).

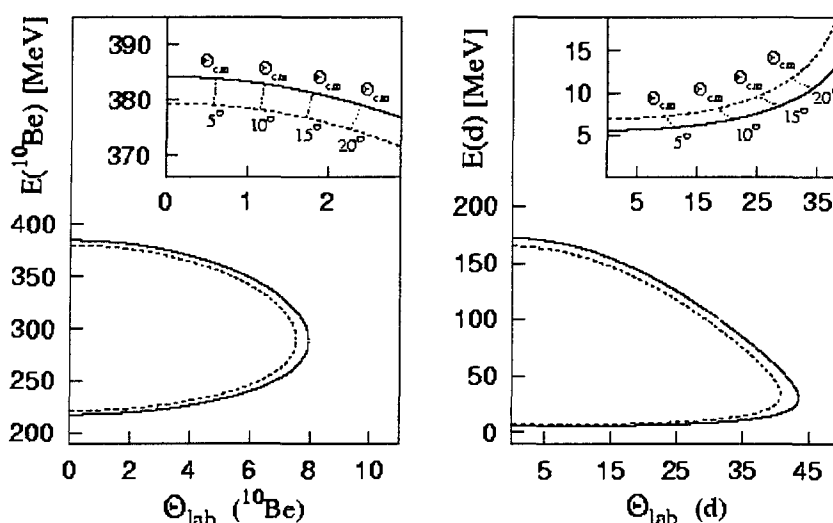


Figure 2.7: calculs de cinématique relativiste pour le  $^{10}\text{Be}$  (gauche) et le deuton (droite) issus de la réaction  $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$  à 35 MeV/A en cinématique inverse. Les traits pleins correspondent à  $E^*(^{10}\text{Be}) = 0$  et les pointillés à  $E^*(^{10}\text{Be}) = 3.37$  MeV. Les angles sont en degrés. L'encadré de chaque figure est un agrandissement de la région dans laquelle on effectue la mesure.

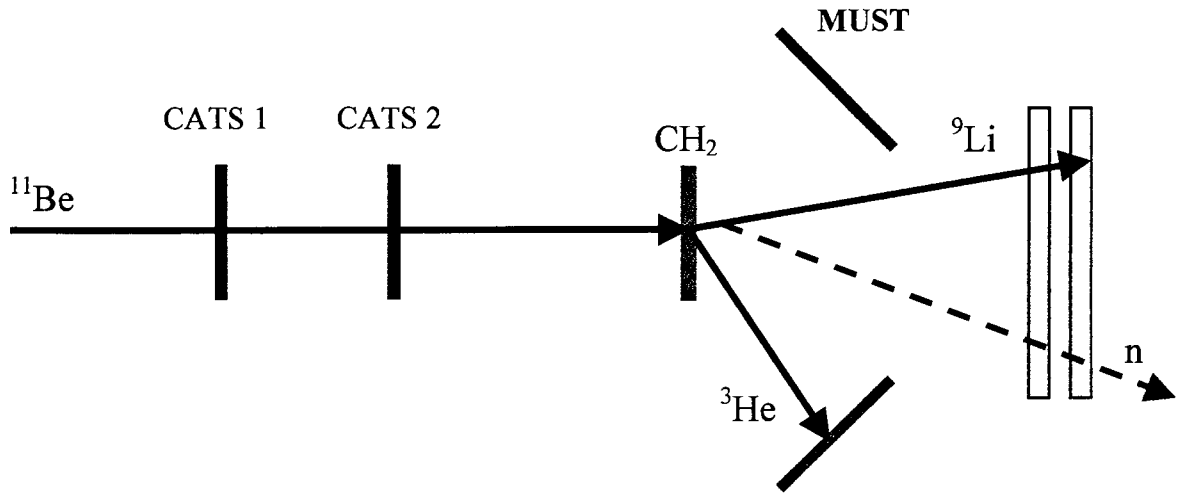


Figure 2.8: dispositif expérimental utilisé pour l'étude de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ , correspondant à la méthode I présentée ci-dessus.

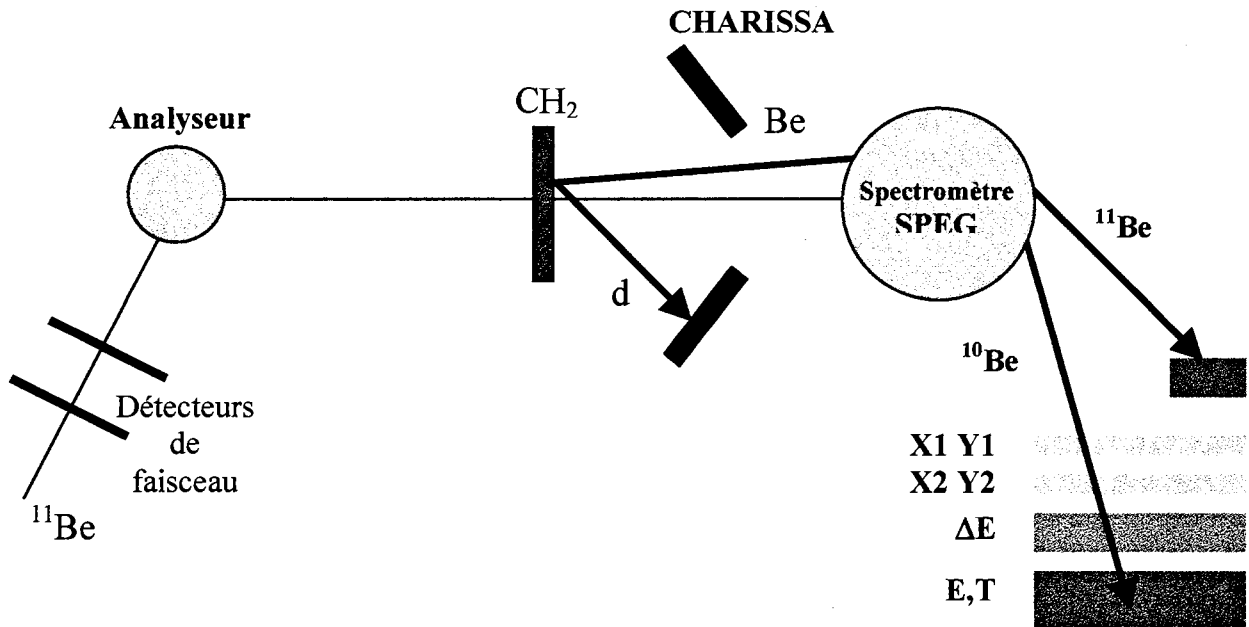


Figure 2.9: dispositif expérimental utilisé pour l'étude de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ , correspondant à la méthode II présentée ci-dessus.

### III ETUDE DE LA REACTION $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$

Le présent chapitre est consacré à l'étude de la structure du  $^{11}\text{Be}$ . Après avoir présenté les motivations de notre étude, nous décrirons le dispositif expérimental ainsi que les méthodes utilisées pour extraire les distributions angulaires de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ . Nous analyserons ensuite ces résultats dans le cadre de la DWBA, et verrons dans quelle mesure il est possible d'en extraire des informations de structure. Puis, nous présenterons un calcul de la structure du  $^{11}\text{Be}$ , dans le cadre d'un modèle de couplage particule-vibration. Les prédictions théoriques seront utilisées dans des calculs de DWBA, puis dans le cadre de la CRC, afin d'être confrontées à l'expérience. Finalement, nous comparerons nos résultats à ceux de plusieurs modèles théoriques.

#### III.1 Motivations

Nous avons précédemment évoqué le fait que les modèles théoriques décrivant la structure du  $^{11}\text{Be}$  s'accordent pour construire son état fondamental en termes de couplages entre les états du cœur de  $^{10}\text{Be}$  et un neutron de valence. Cette description est schématisée par:

$$|^{11}\text{Be}_{gs}\rangle \approx \alpha |0^+ \otimes 2s\rangle + \beta |2^+ \otimes 1d\rangle \quad (3.0)$$

Plusieurs de ces approches sont microscopiques, comme les calculs de *modèle en couches* de Warburton et Brown [Warb92][Brow98a], le *Variational Shell Model* [Otsu93], ou encore le *Generator Coordinate Model* [Desc97]. D'autres approches, macroscopiques cette fois, sont basées sur les couplages entre le cœur de  $^{10}\text{Be}$  et le neutron de valence. Selon l'approche adoptée, ces couplages sont de nature vibrationnelle [Vinh95-96] [Bhat97] ou rotationnelle [Esbe95] [Nune96]. Si ces différents modèles reproduisent correctement l'inversion de parité du  $^{11}\text{Be}$ , leurs prédictions quant à la proportion de cœur excité dans la fonction d'onde de son état fondamental sont très variées. Le tableau ci-dessous regroupe les facteurs spectroscopiques  $S(0^+) = \alpha^2$  et  $S(2^+) = \beta^2$  issus de ces différents calculs.

| Référence | Type de calcul               | $S(0^+)$ | $S(2^+)$ |
|-----------|------------------------------|----------|----------|
| [Ragn90]  | Modèle de Nilsson            | 0.25     | 0.75     |
| [Otsu93]  | Variational Shell Model      | 0.55     | 0.40     |
| [Nune96a] | CC-couplage rotationnel      | 0.78     | 0.20     |
| [Vinh95]  | Couplage vibrationnel        | 0.93     | 0.07     |
| [Esbe95]  | CC-DC (couplage rotationnel) | 0.87     | 0.10     |
| [Nune96b] | CC-couplage rotationnel      | 0.85     | 0.15     |
| [Vinh96]  | Couplage vibrationnel        | 0.80     | 0.20     |
| [Bhat97]  | Couplage vibrationnel        | 0.70     | 0.30     |
| [Desc97]  | Generator Coordinate Model   | 0.91     | 0.06     |
| [Brow98a] | Modèle en couches            | 0.74     | 0.19     |
| [Lens98]  | QRPA                         | 0.64     | 0.32     |

Tableau 3.1: facteurs spectroscopiques théoriques associés aux composantes de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$

Dans ce contexte, une détermination expérimentale des facteurs spectroscopiques  $S(0^+)$  et  $S(2^+)$  doit permettre une meilleure visibilité de la structure du  $^{11}\text{Be}$  et d'éprouver ainsi les différentes approches théoriques. Celle-ci peut être effectuée à l'aide des réactions de *pick-up* d'un neutron  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  ou  $d(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})t$ . Nous présenterons ici les résultats de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  réalisée à 35.3 MeV/A.

### III.2 Dispositif expérimental

Les noyaux de  $^{10}\text{Be}$  produits lors de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  étaient analysés par le spectromètre SPEG, placé à  $0^\circ$ . L'acceptance angulaire du spectromètre, définie par rapport à un axe théorique passant par le centre de la cible, était de  $\pm 2^\circ$  selon les deux composantes horizontale et verticale. Les deutons issus de la même réaction étaient identifiés dans CHARISSA, ensemble de dix détecteurs silicium placés dans la chambre à réaction et couvrant les angles compris entre  $5^\circ$  et  $35^\circ$  par rapport au centre de la cible. Par ailleurs, l'angle d'incidence sur la cible des noyaux de  $^{11}\text{Be}$  était déterminé événement par événement grâce aux détecteurs de faisceau. Les  $^{11}\text{Be}$  n'ayant pas interagi étaient finalement comptés dans un détecteur plastique de 3 cm de large, situé à l'extrémité haute énergie du plan focal. L'ensemble du dispositif est schématisé sur la figure 3.1.

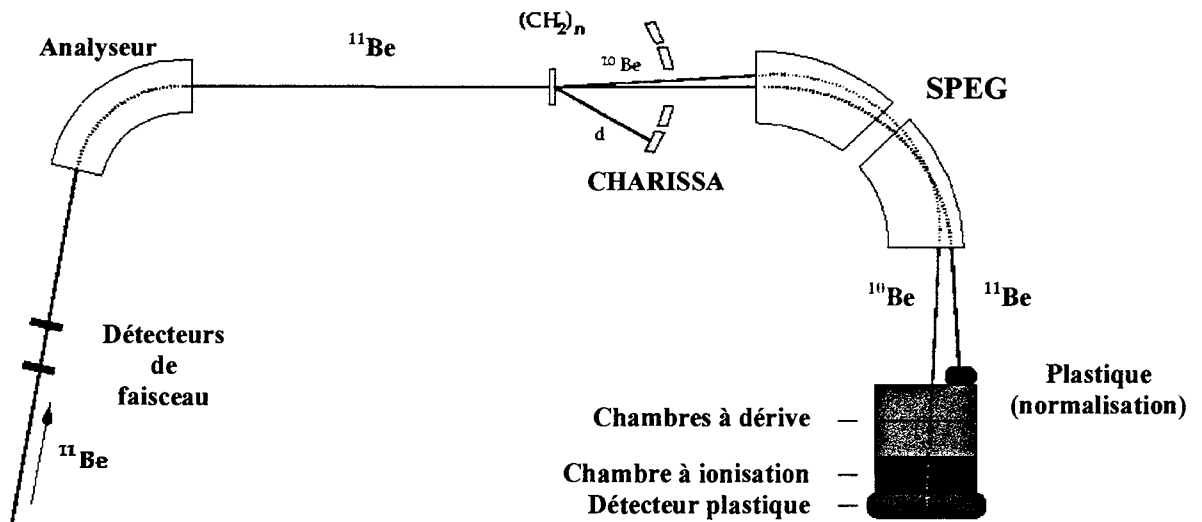


Figure 3.1: schéma du dispositif de l'expérience  $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$  en cinématique inverse.

### III.2.1 SPEG

Un spectromètre permet de mesurer avec une grande précision l'impulsion d'une particule, et donc le bilan d'une réaction à deux corps, si l'énergie incidente est elle-même connue avec précision. Mais les faisceaux ont en général une largeur en énergie importante, en particulier les faisceaux secondaires produits par fragmentation. Le Spectromètre à Perte d'Energie du GANIL, SPEG [Bianc89], a pour rôle de compenser cette largeur.

Le dispositif SPEG est schématisé sur la figure 3.2. Afin d'obtenir une résolution en énergie indépendante de celle du faisceau, on couple une ligne d'analyse, chargée de disperser le faisceau incident sur la cible, avec un spectromètre dont le rôle est de refocaliser en un même point toutes les trajectoires ayant subi la même variation d'impulsion. Le tout est réglé de sorte que l'ensemble soit achromatique. La ligne d'analyse est constituée d'un dipôle analyseur ainsi que de deux quadrupôles ( $Q_{25}$  et  $Q_{26}$ ) placés avant lui. D'autre part, le spectromètre est constitué de deux dipôles, de deux quadrupôles ( $Q_{35}$  et  $Q_{41}$ ), et d'un sextupôle ( $S_{36}$ ).

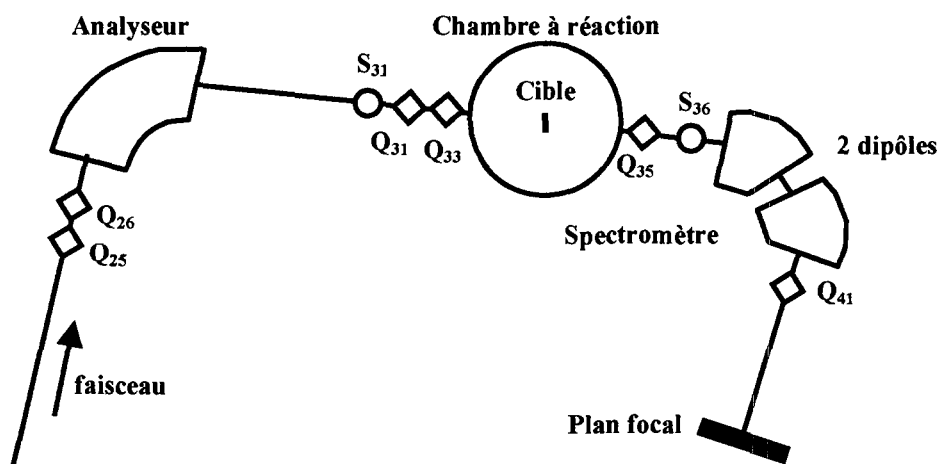


Figure 3.2: vue schématique du spectromètre SPEG

L'acceptance en moment de SPEG est de 7%, ce qui a permis de détecter en même temps le faisceau de  $^{11}\text{Be}$  et les  $^{10}\text{Be}$  issus de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  aux deux extrémités du plan focal.

Après avoir été déviés par le spectromètre, les noyaux issus des réactions traversent l'ensemble de détection standard de SPEG, comprenant deux chambres à dérive, une chambre à ionisation et un scintillateur plastique suffisamment épais où ils sont finalement arrêtés. L'angle et l'impulsion de ces noyaux sont déduits des mesures de position effectuées par les deux chambres à dérive. On peut ainsi reconstruire en ligne le spectre de leur position dans le plan focal du spectromètre. L'identification non-ambiguë de ces noyaux est réalisée par la mesure de la perte d'énergie  $\Delta E$  dans la chambre à ionisation, de l'énergie totale  $E$  et du temps de vol donné par le détecteur plastique. Voyons rapidement les caractéristiques de ces différents détecteurs.

### a) Les chambres à dérivation

Ce sont deux chambres identiques de 80 cm de largeur pour 12 cm de hauteur. Elles sont remplies d'isobutane à une pression de 20 mbar. La figure 3.3 présente une coupe schématisée de l'une d'entre elles.

La partie entre l'anode et la cathode (-800V) est la zone de dérivation. Il y règne un champ électrique uniforme vertical qui permet de faire dériver les électrons issus de l'ionisation du gaz par le passage d'une particule. Dans la même enceinte, une deuxième partie joue le rôle de compteur proportionnel. Elle est constituée d'un fil dont la tension est portée à 800V et d'une cathode découpée en bandes de 2 mm. Ces bandes sont horizontalement espacées de 2.5 mm et reliées entre elles par un ensemble de lignes à retard, ce qui permet d'obtenir la position du passage de la particule le long de cet axe. Lorsque les électrons issus de l'ionisation du gaz dépassent l'anode, ils sont brusquement accélérés vers le fil du compteur, multipliant le nombre de charges par une avalanche d'ionisations. Ces électrons sont collectés sur le fil, ce qui charge par induction la cathode du compteur.

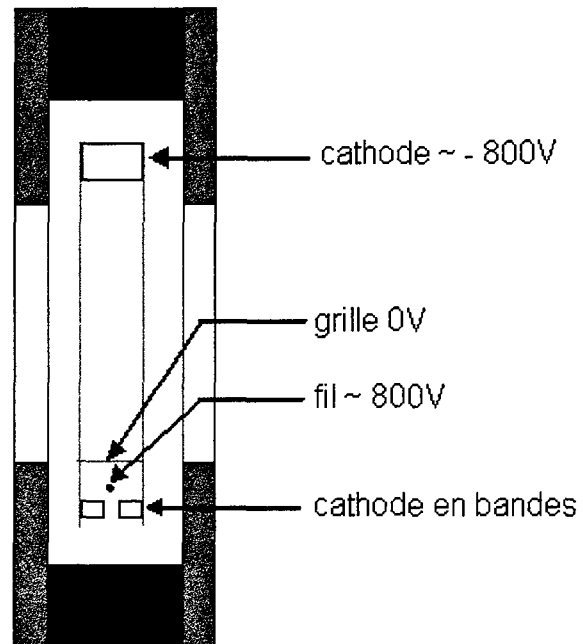


Figure 3.3: coupe de la chambre à dérivation

Ces électrons sont collectés sur le fil, ce qui charge par induction la cathode du compteur.

Ce dispositif permet d'obtenir les coordonnées du point de passage de chaque noyau : la position horizontale (X) est donnée par le signal induit sur la cathode du compteur proportionnel. On la déduit de la différence entre les temps d'arrivée du signal aux deux extrémités de la ligne à retard. La position verticale (Y) est déduite du temps de dérivation des électrons dans la chambre. Ce temps est mesuré en comparant l'instant où le signal est collecté sur le fil du compteur à celui où la particule traverse la chambre (en fait on remplace l'instant de passage de la particule dans la chambre par son instant d'arrivée dans le détecteur plastique, ce qui se justifie par la grande vitesse des particules au regard de la vitesse de dérivation des électrons dans la chambre). On en déduit les positions et les angles au niveau du plan focal, respectivement  $X_{\text{foc}}$ ,  $Y_{\text{foc}}$ ,  $\theta_{\text{foc}}$  et  $\phi_{\text{foc}}$ .

### b) La chambre à ionisation

Il s'agit d'une chambre à ionisation de Bragg, d'une largeur de 70 cm pour 70 cm de profondeur et 12 cm de hauteur. Elle est remplie d'isobutane à une pression proche de 500 mbar. Elle est constituée de 17 feuilles de mylar de 1.5  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, métallisées sur les deux faces et séparées de 4.27 cm. Ces feuilles sont placées perpendiculairement à la trajectoire centrale des ions et constituent deux à deux des compartiments séparés, chacun relié à un préamplificateur. La somme des signaux issus du passage d'une particule dans chacun de ces compartiments est proportionnelle au  $\Delta E$ , c'est-à-dire à la perte d'énergie de la particule dans la chambre.

### c) Le détecteur plastique

C'est une lame de BC400(NE102A) de 72 cm de largeur, 15 cm de hauteur et 2 cm d'épaisseur qui fournit une mesure de l'énergie résiduelle du noyau détecté. A chaque extrémité du plastique la lumière est recueillie et amplifiée par un photomultiplicateur, de sorte que l'amplitude des signaux est directement proportionnelle à l'énergie déposée. Pour tout événement, on aura donc deux mesures de l'énergie ( $E_{plg}, E_{pld}$ ) et deux mesures du temps de passage de la particule ( $T_{plg}, T_{pld}$ ). L'énergie finale sera obtenue à partir de l'expression  $E = (E_{plg} \cdot E_{pld})^{1/2}$  et le temps de vol de la particule par comparaison de  $T_{plg}$  ou  $T_{pld}$  avec le signal haute fréquence (HF) du cyclotron CSS2.

## III.2.2 CHARISSA

Les deutons issus de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  étaient détectés dans CHARISSA [Cowi99]. Il s'agit d'un ensemble de dix détecteurs, composés chacun d'un feuillet résistif de silicium qui permet la mesure de l'énergie déposée et de la position des particules le traversant. Chaque feuillet est constitué par une couche de silicium de type p, de haute résistivité (11 k $\Omega$ ), produite par implantation d'ions de bore sur un substrat de silicium de type n. Le tout est entouré par un cadre faiblement résistif (1.1 k $\Omega$ /côté) fabriqué par évaporation d'aluminium sur le même substrat. Chaque détecteur ainsi constitué possède une surface active de 5x5 cm<sup>2</sup> et une épaisseur de 500  $\mu\text{m}$ . Il possède quatre électrodes, une à chaque coin. Les quatre signaux collectés en ces points par division résistive de charge sont utilisés pour la détermination de la position du noyau détecté. Un cinquième signal, pris sur le cadre en aluminium, est utilisé pour la mesure de l'énergie déposée par le noyau. Les détecteurs sont placés à l'intérieur de la chambre à réaction et couvrent les angles compris entre 5° et 35° par rapport au centre de la cible. Le dispositif est représenté sur la figure 3.4.

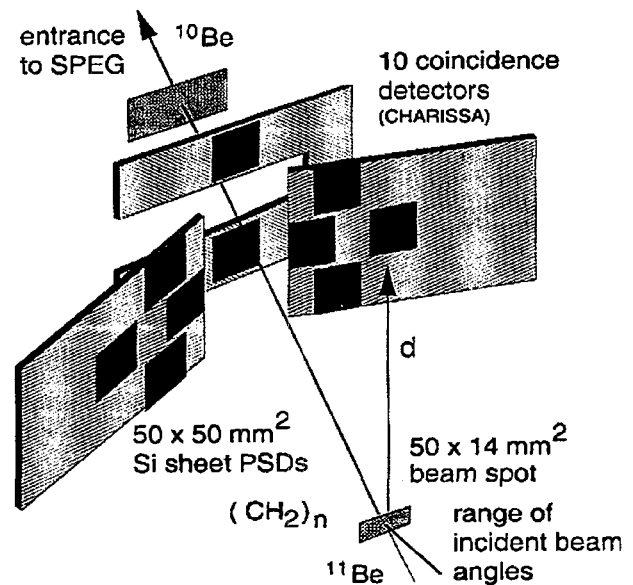


Figure 3.4: les détecteurs CHARISSA [Winf00]

## III.2.3 Electronique et acquisition

Pour traiter les signaux issus des préamplificateurs des différents détecteurs nous avons utilisé une électronique basée sur les standards NIM et CAMAC. Le système d'acquisition standard du GANIL était déclenché par trois types d'événements:

- les événements où une particule est détectée au niveau du plan focal de SPEG
- un échantillonnage du faisceau détecté par le "doigt" plastique
- les événements où seul un détecteur CHARISSA est touché

Le premier type de déclenchements correspond aux événements où il s'est produit des réactions nucléaires. Le deuxième, pour lesquels le faisceau n'a pas interagi, est nécessaire pour la normalisation des résultats de l'expérience. Le dernier type de déclenchements était destiné au diagnostic des modules de CHARISSA. Par ailleurs, les corrélations temporelles entre particules lourde et légère ont été mesurées afin de réduire le bruit de fond.

### III.3 Déroulement de l'expérience et extraction des données

#### III.3.1 Etalonnages et tests préliminaires

L'ensemble du dispositif expérimental, composé du spectromètre SPEG, de son système de détection, des détecteurs CHARISSA et de deux détecteurs de faisceau, a été décrit aux paragraphes III.2 et II.1.2.1 respectivement.

Pour déterminer les sections efficaces différentielles  $\sigma(\Theta_{diff}^{cm})$  de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ , on peut mesurer soit l'angle de diffusion  $\Theta_{diff}(^{10}\text{Be})$  dans SPEG, soit  $\Theta_{diff}(d)$  à partir de la mesure du point d'impact du deuton dans CHARISSA. Pour un faisceau secondaire de grande émittance, on doit corriger les angles mesurés, événement par événement, de la position du point d'impact  $[X_{cib}, Y_{cib}]$  et de l'inclinaison des noyaux incidents sur la cible. En raison de la cinématique de la réaction (voir paragraphe II.2) et de la grande taille -surtout horizontale- du faisceau dispersé sur la cible ( $\Delta X=5\text{cm}$ ,  $\Delta Y=1.4\text{cm}$ ), la détermination de  $\Theta_{diff}(d)$  aurait nécessité une mesure fiable de  $[X_{cib}, Y_{cib}]$ . Celle-ci n'a malheureusement pas pu être réalisée en raison d'un fonctionnement incorrect du détecteur à galettes à microcanaux prévu pour cet usage. Les mesures angulaires ont donc été effectuées avec le spectromètre SPEG, avec une correction de l'inclinaison du faisceau incident déduite des positions mesurées par les deux détecteurs de faisceau situés avant l'analyseur.

L'angle de diffusion est obtenu par la relation:

$$\Theta_{diff} = \arctan\left(\sqrt{\tan^2(\theta_{diff}) + \tan^2(\phi_{diff})}\right) \quad (3.1)$$

avec:

$$\begin{aligned} \theta_{diff}(^{10}\text{Be}) &= \theta_{cib}(^{10}\text{Be}) - \theta_{inc}(^{11}\text{Be}) \\ \phi_{diff}(^{10}\text{Be}) &= \phi_{cib}(^{10}\text{Be}) - \phi_{inc}(^{11}\text{Be}) \end{aligned} \quad (3.2)$$

où  $\theta$  et  $\phi$  sont les angles dans le plan horizontal et vertical<sup>7</sup>. Les angles  $\theta_{cib}$  et  $\phi_{cib}$  sont déterminés à partir des angles d'arrivée dans le plan focal de SPEG,  $\theta_{foc}$  et  $\phi_{foc}$ . Les angles  $\theta_{inc}$  et  $\phi_{inc}$  donnant l'inclinaison des trajectoires des ions incidents sont déterminés à partir de la mesure des inclinaisons  $dX_{inc}$  et  $dY_{inc}$  avant l'analyseur.

Le spectromètre et son analyseur ont été conçus pour minimiser les aberrations dans le plan horizontal. Ici, les angles dans le plan vertical jouent un rôle aussi important que les angles horizontaux, puisque SPEG est placé à  $0^\circ$ , avec une acceptation angulaire de  $\pm 2^\circ$  dans les deux directions. Les aberrations nécessitent un étalonnage soigneux du spectromètre et des détecteurs de faisceau. La procédure utilisée, décrite dans la référence [Winf00], est brièvement rappelée ici.

##### III.3.1.1 Etalonnage du plan focal

De la mesure des positions  $(X_1, Y_1)$  et  $(X_2, Y_2)$  du point de passage d'une particule dans les deux chambres à dérive de SPEG, on déduit ses coordonnées dans le plan focal  $X_{foc}$ ,  $Y_{foc}$ , ainsi que l'inclinaison de sa trajectoire par rapport à l'axe optique  $\theta_{foc}$ ,  $\phi_{foc}$ . Le but de l'étalonnage est de relier d'une part  $X_{foc}$  à la rigidité magnétique de la particule,  $B\rho = B\rho_0(1+\delta)$ ,

<sup>7</sup> On utilisera aussi par la suite les notations  $\theta^h$  et  $\theta^v$

et d'autre part  $(\theta_{foc}, \phi_{foc})$  à l'inclinaison de la trajectoire au niveau de la cible  $(\theta_{cib}, \phi_{cib})$ ,  $\rho_o$  étant le rayon de courbure central du spectromètre. L'optique de la ligne étant réglée, l'angle  $\theta_{foc}$  ne dépend pas de la position sur la cible  $X_{cib}$ , et on peut écrire:

$$\theta_{foc} \approx \left(\frac{\theta}{\theta}\right) \theta_{cib} \quad (3.3)$$

Par contre, l'angle vertical  $\phi_{foc}$  et la position verticale  $Y_{foc}$  dépendent à la fois de  $Y_{cib}$  et de  $\phi_{cib}$ . Dans une approximation au premier ordre, on a:

$$\begin{aligned} Y_{foc} &\approx \left(\frac{Y}{Y}\right) \cdot Y_{cib} + \left(\frac{Y}{\phi}\right) \cdot \phi_{cib} \\ \phi_{foc} &\approx \left(\frac{\phi}{Y}\right) \cdot Y_{cib} + \left(\frac{\phi}{\phi}\right) \cdot \phi_{cib} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Nous avons appliqué la procédure standard, utilisant une grille placée après la cible, définissant 9 angles  $\theta_{cib}$  et 5 angles  $\phi_{cib}$  pour un faisceau ponctuel passant au centre d'une cible d'or. SPEG étant placé à 3 degrés, on mesure pour différentes valeurs de  $\delta$ , variant entre -3% et +3%, la position du pic de diffusion élastique  $X_{foc}$  et la matrice  $(\theta_{foc}, \phi_{foc})$  correspondante. Nous avons ainsi déterminé empiriquement les coefficients  $(\theta/\theta)$ ,  $(\phi/\phi)$  et  $(Y/\phi)$  en fonction de  $\delta$ ,  $\theta$  et  $\phi$ . Lors d'une deuxième étape, nous avons remplacé la cible d'or par une cible trou, de hauteur modulable, afin de contrôler les valeurs de  $Y_{cib}$ . Le faisceau pinceau était alors éclaté sur un "profileur" se trouvant à 1.54 m de la cible, et SPEG était placé à 0 degré. Nous avons fait l'hypothèse d'un faisceau sans incidence dont la tâche sur le "profileur" était ponctuelle, de sorte que  $\phi_{cib}$  était proportionnelle à  $Y_{cib}$ . De la même manière que précédemment, les coefficients ont été ici extraits en comparant les mesures de  $(\phi_{foc}, Y_{foc})$  à la valeur connue de  $Y_{cib}$ . La dépendance en  $\delta$  a été obtenue à l'aide des événements de diffusion inélastique.

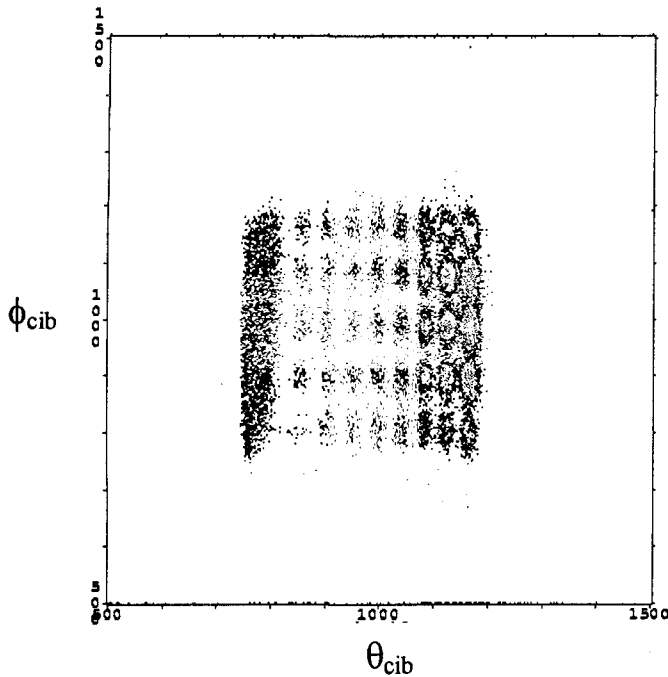


Figure 3.5: reconstruction en  $(\theta_{cib}, \phi_{cib})$  de la grille utilisée lors des runs d'étalonnage

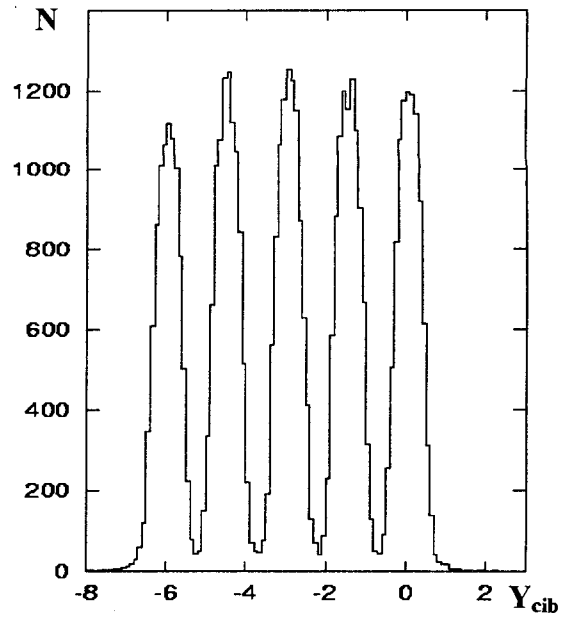


Figure 3.6: reconstruction des positions de la cible trou lors des runs d'étalonnage.

Afin de vérifier la cohérence des coefficients obtenus, nous les avons appliqués aux runs d'étalonnage. En inversant le système 3.4 on a pu déduire  $(\phi_{cib}, Y_{cib})$  à partir de la mesure de  $(\phi_{foc}, Y_{foc})$ . La reconstruction de l'image de la grille (figure 3.5) a permis de déduire les résolutions obtenues, de l'ordre de 0.1 degrés pour  $\theta_{cib}$ , 0.15 degrés pour  $\phi_{cib}$ . La figure 3.6 montre la somme des spectres  $Y_{cib}$  obtenus lors du run d'étalonnage avec une cible trou de 1 mm en position centrale, puis en décalant par pas de 1.5 mm, jusqu'à -6 mm. La largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 0.8 mm.

### III.3.1.2 Etalonnage des détecteurs de faisceau

Il faut aussi étalonner les détecteurs de faisceau, c'est-à-dire établir la relation entre les positions mesurées sur ces détecteurs et  $(\theta_{inc}, \phi_{inc})$ , les angles d'incidence des particules au niveau de la cible. Cette relation n'est pas directe car il existe plusieurs éléments optiques entre ces détecteurs et la cible. Pour réaliser cet étalonnage, nous avons utilisé un faisceau pinceau qui, après avoir balayé les détecteurs de faisceau, était directement analysé par SPEG. Il n'y avait pas de cible dans cette opération, de sorte que les angles  $(\theta_{cib}, \phi_{cib})$  déterminés par SPEG correspondaient aux angles  $(\theta_{inc}, \phi_{inc})$ . On détermine donc la relation linéaire existant entre  $dX_{inc}$  et  $\theta_{inc}$ , et  $dY_{inc}$  et  $\phi_{inc}$  d'autre part, qui sera utilisée dans la détermination des angles de diffusion (équation 3.2). La figure 3.7 présente les spectres bidimensionnels de  $\theta_{cib}$ - $dX_{inc}$  et  $\phi_{cib}$ - $dY_{inc}$ , obtenus en l'absence de cible. On voit que l'angle incident  $\phi_{inc}$  est déterminé avec une assez faible précision ( $\sigma(\phi_{inc})=0.20^\circ$ ), à la différence de  $\theta_{inc}$  ( $\sigma(\theta_{inc})=0.10^\circ$ ). Cette imprécision rejaillira sur la détermination de  $\theta_{diff}$ .

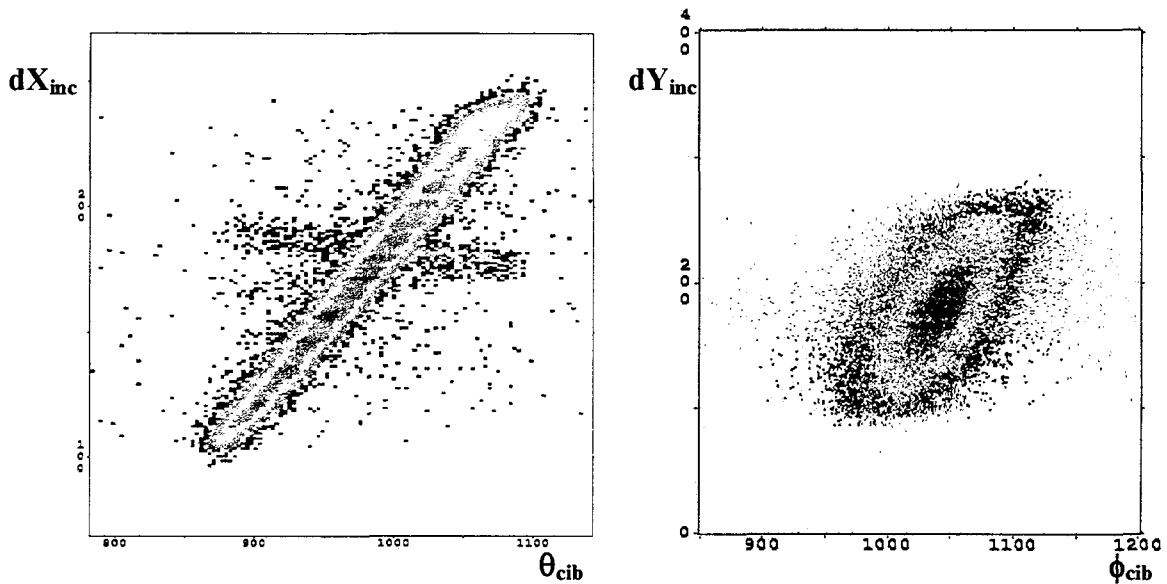


Figure 3.7 : corrélations entre  $dX_{inc}$ - $\theta_{cib}$  d'une part (gauche) et  $dY_{inc}$ - $\phi_{cib}$  d'autre part (droite) obtenues en l'absence de cible.

### III.3.1.3 Tests avec le faisceau primaire de $^{15}\text{N}$

Un test préliminaire de l'ensemble de l'appareillage et des divers programmes permettant d'extraire les sections efficaces différentielles de la réaction (p,d) en cinématique inverse a ensuite été effectué à l'aide du faisceau primaire de  $^{15}\text{N}$ , ralenti à 38.9 MeV/A à l'aide d'une cible auxiliaire de carbone située dans SSSI. Cette énergie a été choisie pour obtenir des conditions identiques (dans le système du centre de masse) à celles rencontrées lors de l'étude de la réaction  $^{15}\text{N}(p,d)^{14}\text{N}$ , effectuée précédemment avec un faisceau de protons et une cible de  $^{15}\text{N}$  [Snel69]. Les résultats de la réaction  $^{15}\text{N}(p,d)^{14}\text{N}$  obtenus lors de ces tests seront présentés dans la référence [Winf00]. Il faut noter que la dispersion angulaire du faisceau sur la cible de  $(\text{CH}_2)_n$  ( $0.5^\circ$  en horizontal et  $0.3^\circ$  en vertical) et sa taille (7mm x 7mm) étaient inférieures à celles du faisceau secondaire de  $^{11}\text{Be}$ , dont les effets ont été discutés ci-dessus.

## III.3.2 L'expérience $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$

### III.3.2.1 Conditions expérimentales

L'énergie moyenne du faisceau de  $^{11}\text{Be}$  était de 35.3 MeV/A. La cible de polyéthylène  $(\text{CH}_2)_n$  avait une épaisseur de  $4.6 \text{ mg/cm}^2$ . Les dimensions de la cible, 10 cm x 3 cm, étaient adaptées à la taille du faisceau. La phase d'accumulation de l'expérience s'est déroulée pendant près de 42 heures, le Bp du spectromètre étant réglé à 2.293 T.m pendant les 36 premières heures, soit 6/7 de ce temps, et à 2.273 T.m pendant le temps restant. Le nombre de  $^{11}\text{Be}$  mesurés pendant ces deux phases était respectivement de  $32.7 \times 10^8$  et  $4.8 \times 10^8$ . Par ailleurs, nous avons utilisé une cible de carbone de  $5 \text{ mg/cm}^2$  afin d'examiner la contamination des spectres de  $^{10}\text{Be}$  provenant de la réaction  $^{12}\text{C}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})^{13}\text{C}$ .

### III.3.2.2 Identification du $^{10}\text{Be}$

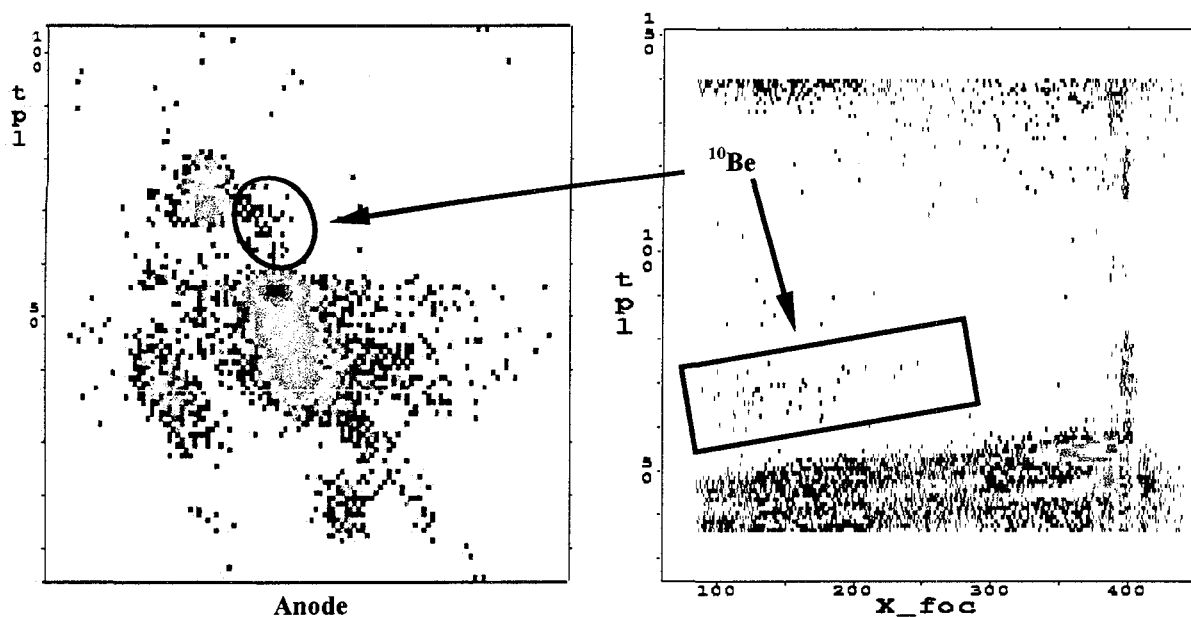


Figure 3.8: spectres d'identification utilisés pour sélectionner les noyaux de  $^{10}\text{Be}$

Pour identifier les  $^{10}\text{Be}$  parvenant dans SPEG, nous avons utilisé leur perte d'énergie dans la chambre à ionisation, la mesure de leur énergie résiduelle et de leur temps de vol par le plastique, ainsi que leur position sur l'axe horizontal du plan focal. Sur la figure 3.8, l'image de gauche représente les corrélations entre le temps mesuré par le plastique et l'énergie déposée dans la chambre à ionisation, alors que celle de droite montre les corrélations entre la position sur le plan focal et ce même temps de vol. On notera le rôle important joué par la mesure du temps de vol dans l'identification univoque de ces noyaux de  $^{10}\text{Be}$ .

### III.3.2.3 Spectres du plan focal de SPEG

La figure 3.9 montre les spectres de  $^{10}\text{Be}$  mesurés dans le plan focal de SPEG pour des angles de diffusion inférieurs à un degré. Le spectre du haut (A) est obtenu sans condition de coïncidence avec des deutons (spectre "direct"), contrairement à celui du bas (B). Sur la figure 3.9B, on distingue clairement trois pics correspondant aux états liés du  $^{10}\text{Be}$ . Le premier pic, sur la droite du spectre, est associé à l'état fondamental et a une largeur de l'ordre de 0.7 MeV. Le deuxième correspond au premier état excité ( $E_x = 3.368$  MeV;  $J^\pi = 2^+$ ) et possède une largeur de l'ordre de 1.1 MeV. Elle est plus importante que celle de l'état fondamental et s'explique par l'émission d'un  $\gamma$  lors de la désexcitation en vol du noyau. En effet, bien que dans le système lié au noyau excité le  $\gamma$  émis ait une énergie de 3.368 MeV, l'effet Doppler induit une modification de l'énergie des  $^{10}\text{Be}$  qui est fonction de son angle d'émission. Ceci se traduit par un important élargissement du pic associé au  $^{10}\text{Be}$  ainsi que par un léger décalage de son barycentre. Sur la gauche, le pic dominant correspond a priori au multiplet d'états se trouvant autour de 6 MeV d'énergie d'excitation ( $2^+, 1^-, 0^+, 2^-$  respectivement à 5.958, 5.960, 6.179 et 6.263 MeV). Comme pour le pic  $2^+$ , sa largeur s'explique par l'émission en vol des  $\gamma$ .

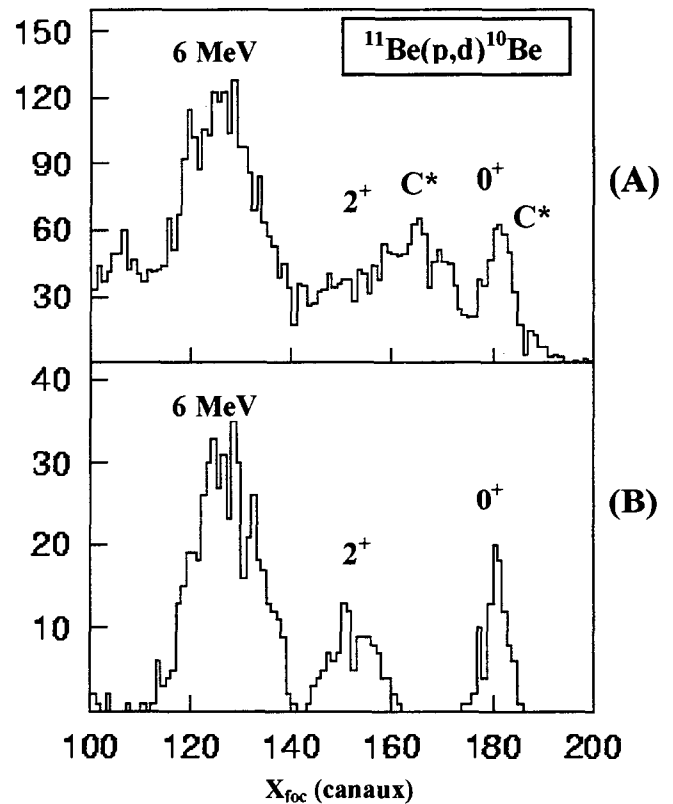
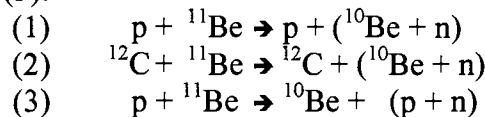


Figure 3.9: positions sur le plan focal de SPEG des  $^{10}\text{Be}$  ( $\theta < 1^\circ$ ) obtenus avec (B) et sans (A) coïncidences avec les deutons.

Le spectre direct de la figure 3.9A montre que ces pics sont plus ou moins mélangés avec deux pics contaminants ( $C^*$ ), qui se déplacent par rapport au  $0^+$  et au  $2^+$  en fonction de l'angle. Ils proviennent de la réaction  $^{12}\text{C}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})^{13}\text{C}$  sur les noyaux de carbone de la cible de  $(\text{CH}_2)_n$ , et sont éliminés par la coïncidence avec les deutons vus par CHARISSA. Les pics de la figure 3.9A sont superposés à un fond de faible amplitude, correspondant à la queue à haute énergie des distributions de  $^{10}\text{Be}$  provenant des réactions à trois corps de cassure du  $^{11}\text{Be}$ , (1) et (2), et du deuton (3):



### III.3.2.4 Spectres en coïncidence

Le spectre 3.10 illustre les corrélations énergétiques entre les deutons et les  $^{10}\text{Be}$  détectés. On distingue clairement trois taches qui correspondent à l'excitation de différents états du  $^{10}\text{Be}$ . Les deutons associés à l'état fondamental et émis aux angles avant ont des énergies inférieures à 10 MeV. Ils s'arrêtent dans CHARISSA puisqu'il leur faut une énergie supérieure à 10.9 MeV pour traverser les 500  $\mu\text{m}$  de silicium du détecteur. Par contre, les deutons associés aux états excités du  $^{10}\text{Be}$  traversent le détecteur lorsqu'ils sont émis à des angles supérieurs à une certaine valeur, qui est de 29 degrés pour ceux associés à l'état  $2_1^+$ , à  $E_x = 3.34$  MeV, et de 24 degrés lorsqu'ils sont associés au multiplet d'états vers  $E_x \approx 6$  MeV. Les deutons déposent alors moins d'énergie dans le détecteur, ce qui se caractérise par un rebroussement au niveau du spectre. Celui-ci est visible sur le côté gauche pour les deutons associés à  $E_x \approx 6$  MeV. Les protons issus du processus  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d^*$ , suivi de la cassure de  $d^*$  en  $(p+n)$ , sont également détectés dans CHARISSA. Les  $^{10}\text{Be}$  associés à ces protons sont situés à une énergie d'excitation apparente supérieure ou égale à l'énergie de séparation du deuton, soit 2.2 MeV (vers le canal 160). Ce seuil est clairement visible sur la figure 3.10.

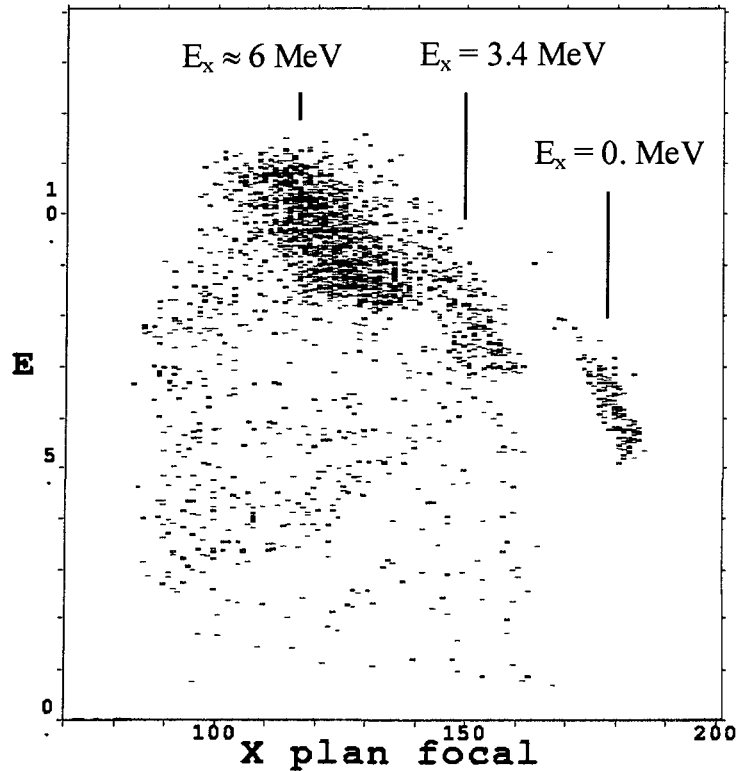


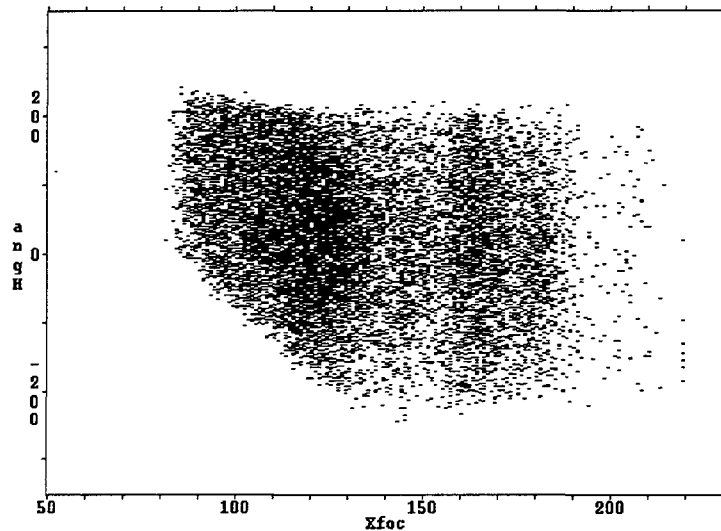
Figure 3.10: En abscisses, position  $X_{\text{foc}}$  sur le plan focal de SPEG (canaux). En ordonnées, énergie déposée dans CHARISSA (MeV). Les taches correspondent à des deutons détectés en coïncidence avec les différents états du  $^{10}\text{Be}$

### III.3.3 Détermination des sections efficaces différentielles

Pour extraire les distributions angulaires correspondant aux transferts d'un neutron du  $^{11}\text{Be}$  conduisant vers les états liés du  $^{10}\text{Be}$ , nous avons « découpé » le spectre  $X_{\text{foc}}$  de ces derniers en tranches de  $\Theta_{\text{diff}}$ , leur angle de diffusion dans le système du laboratoire. Les

tranches angulaires ont pour la plupart une largeur de  $0.4^\circ$ , et de  $0.2^\circ$  dans quelques cas particuliers.

Nous avons précédemment signalé que les noyaux de  $^{10}\text{Be}$  étaient détectés à l'extrémité du plan focal de SPEG. Ceci est à l'origine d'une perte d'efficacité pour les  $^{10}\text{Be}$  des pics " $2^+$ " et "6 MeV" émis à des angles supérieurs à  $1.6^\circ$ . Cette coupure est clairement visible sur le spectre  $X_{\text{foc}}-\theta_{\text{diff}}^{\text{H}}$  (figure 3.11), où  $\theta_{\text{diff}}^{\text{H}}$  désigne la composante horizontale de l'angle de diffusion. Nous avons contourné la difficulté en n'utilisant pour la tranche  $[1.6^\circ-2.0^\circ]$  que les événements émis avec une composante horizontale de l'angle de diffusion positive, de sorte que l'on considérera un angle solide moitié lors du calcul de la section efficace différentielle.



**Figure 3.11:** en abscisses, position horizontale (canaux) sur le plan focal de SPEG. En ordonnées, composante horizontale ( $1/100$  degrés) de l'angle mesuré par SPEG.

Nous avons employé deux méthodes différentes. La première consiste à analyser les spectres directs mesurés dans SPEG alors que la deuxième s'appuie sur les événements où  $^{10}\text{Be}$  et deuton sont détectés en coïncidence dans SPEG et CHARISSA respectivement.

Les avantages et les difficultés liés à chaque méthode sont illustrés sur la figure 3.9. Le spectre direct 3.9A présente une statistique importante mais l'extraction des données nécessite de soustraire correctement la contribution des pics contaminants et du fond de break-up. Le spectre en coïncidence est par contre extrêmement "propre", mais son exploitation nécessite une évaluation préalable de l'efficacité globale de détection des deutons. Dans les deux cas, il faut tenir compte de l'efficacité globale de SPEG. Les résultats obtenus par les deux méthodes sont comparés ci-dessous.

### **III.3.3.1 Analyse des spectres directs de $^{10}\text{Be}$**

Pour effectuer une soustraction de fond il avait été prévu d'utiliser une cible épaisse de  $^{12}\text{C}$  afin d'accumuler une importante statistique correspondant à la réaction  $^{11}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{10}\text{Be}$ . Pour des raisons liées au déroulement de l'expérience nous n'avons pu faire cette accumulation que pendant un temps assez court. Elle a eu lieu pour les deux valeurs du champ du spectromètre citées au paragraphe 3.2.1 de ce chapitre, mais seules les données associées

au deuxième champ regroupent assez de statistique pour être utilisables. Bien que celle-ci soit trop faible pour nous permettre d'effectuer une soustraction acceptable, elle nous renseigne sur les positions et les largeurs des pics correspondant à  $^{11}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{10}\text{Be}$ . De même, les données obtenues en coïncidence nous renseignent sur les caractéristiques des pics associés aux différents états du  $^{10}\text{Be}$  issus de la réaction (p,d). Nous avons utilisé l'ensemble de ces informations dans l'analyse des spectres du plan focal obtenus pour différentes tranches angulaires.

Afin de confronter les données de  $^{11}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{10}\text{Be}$  obtenues avec le deuxième champ du spectromètre à celles de la réaction (p,d) accumulées avec le premier champ, il nous a fallu décaler le spectre de  $^{11}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{10}\text{Be}$ . Pour cela, nous avons tenu compte de la différence des champs ainsi que de l'effet lié aux différentes pertes d'énergie dans les cibles de  $(\text{CH}_2)_n$  et de  $^{12}\text{C}$ . La figure 3.12A montre le spectre  $^{11}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{10}\text{Be}$  décalé, la figure 3.12B montre celui de la réaction  $^{11}\text{Be}(\text{p},\text{d})^{10}\text{Be}$  obtenu en coïncidence avec les deutons et correspondant à des  $^{10}\text{Be}$  émis dans l'intervalle  $[0.4^\circ\text{--}0.8^\circ]$  et la figure 3.12C illustre les résultats de l'analyse du spectre direct pour cette même tranche angulaire. Le traitement du fond provenant des "cassures" est inspiré des caractéristiques du spectre 3.12A pour celles du  $^{11}\text{Be}$  et du spectre  $X_{\text{foc}}\text{--}E_{\text{cha}}$  (figure 3.10) pour celles du deuton. Une approximation linéaire pour ce fond paraît raisonnable et permet de restreindre le nombre de paramètres du fit.

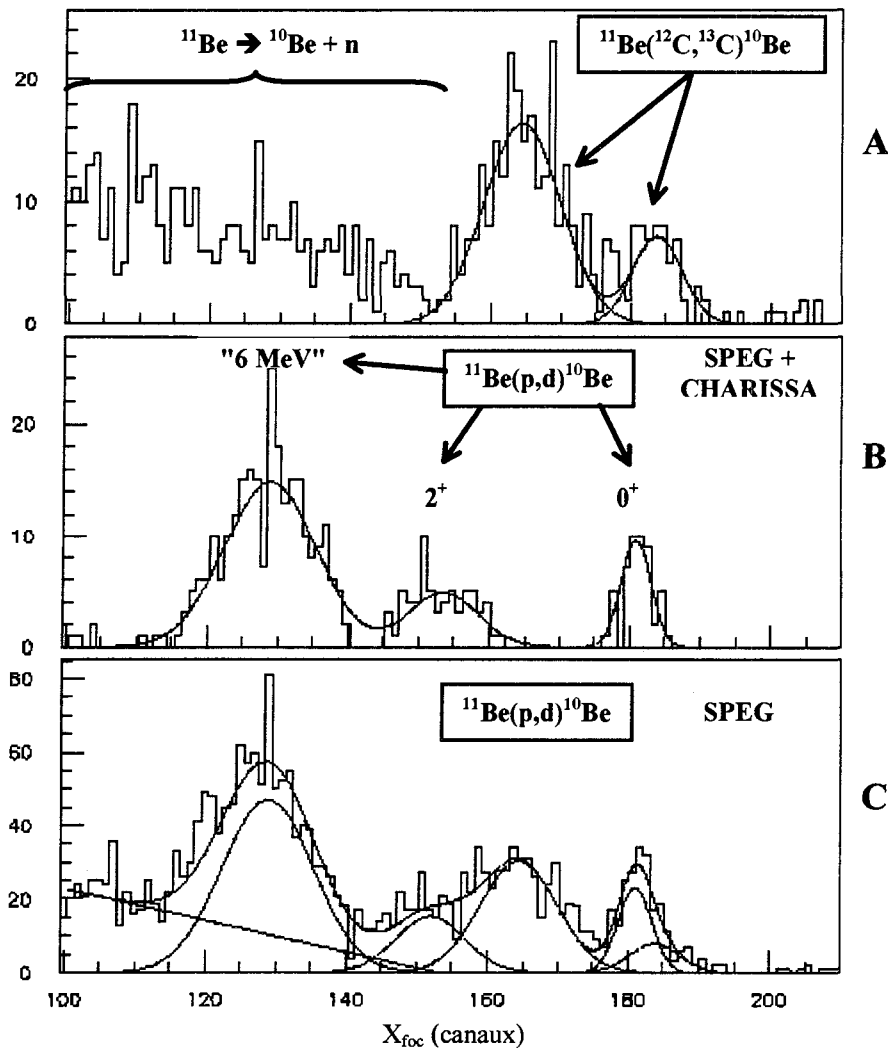


Figure 3.12: Plan focal de SPEG. En haut: cible de  $^{12}\text{C}$ . On distingue les pics de la réaction  $^{11}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{10}\text{Be}$  et la cassure des  $^{11}\text{Be}$ . Au milieu: cible de  $(\text{CH}_2)_n$ , pics de la réaction  $^{11}\text{Be}(\text{p},\text{d})^{10}\text{Be}$  pour la plage  $[0.4^\circ\text{--}0.8^\circ]$  obtenus en détectant les deutons en coïncidence. En bas: cible de  $(\text{CH}_2)_n$ , analyse des événements détectés par SPEG.

Les paramètres du fit ont été obtenus par minimisation du  $\chi^2$ , à l'aide des routines standard du CERN. Les résultats sont présentés dans le tableau suivant:

| $\theta_{\text{lab}}(^{10}\text{Be})$ | $0^+$        | $2^+$        | "6 MeV"       |
|---------------------------------------|--------------|--------------|---------------|
| 0.0° à 0.4°                           | $59 \pm 8$   | -----        | $205 \pm 18$  |
| 0.4° à 0.8°                           | $138 \pm 20$ | $187 \pm 18$ | $759 \pm 36$  |
| 0.8° à 1.2°                           | $184 \pm 19$ | $269 \pm 21$ | $1197 \pm 40$ |
| 1.2° à 1.6°                           | -----        | $338 \pm 22$ | $1519 \pm 44$ |
| 1.6° à 2.0° <sup>8</sup>              | -----        | $151 \pm 15$ | $679 \pm 40$  |

**Tableau 3.2:** nombre d'événements par tranche angulaire extraits lors de l'analyse des spectres  $X_{\text{foc}}$  du plan focal de SPEG

Les erreurs systématiques liées aux différents choix effectués lors de cette procédure (forme, largeurs, etc...) ont été estimées inférieures à 10% pour toutes les valeurs recensées sur le tableau 3.2. Par contre, aucun résultat fiable n'a pu être obtenu pour le pic associé au  $2^+$  dans l'intervalle [0.0°-0.4°] ainsi que pour ceux associés au  $0^+$  pour les deux dernières tranches angulaires, fortement mélangés au pic dominant de la réaction  $^{11}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{10}\text{Be}$ .

### III.3.3.2 Analyse des spectres en coïncidence

La deuxième méthode utilise les événements au cours desquels un deuton est détecté dans CHARISSA en coïncidence avec un  $^{10}\text{Be}$  dans SPEG. Ici encore, l'angle de la réaction dans le centre de masse est déduit de la mesure de l'angle du  $^{10}\text{Be}$  dans le laboratoire. L'avantage majeur de cette méthode réside dans le fait qu'elle permet l'élimination des événements qui ne correspondent pas à la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ .

Pour extraire les distributions angulaires, nous avons utilisé des spectres comme celui de la figure 3.9B découpés en tranches de 0.4 degrés. Seule exception, nous avons limité la première tranche à l'intervalle [0.2°-0.4°] ce qui, compte tenu de l'efficacité géométrique des détecteurs CHARISSA, correspond au début de la distribution angulaire. La condition de présence d'un deuton dans CHARISSA est imposée à l'aide d'un contour définissant la zone d'intérêt dans le spectre  $X_{\text{foc}}-E_{\text{cha}}$  (voir figure 3.10). Ce contour englobe les taches associées aux deutons s'arrêtant dans le silicium ainsi que la zone de rebroussement correspondant à ceux ne s'y arrêtant pas. On exclut ainsi les événements associés à la cassure du deuton, qui représentent près de 15% de la statistique. Le nombre d'événements par tranche angulaire et l'erreur statistique associée sont indiqués sur le tableau 3.3.

| $\theta_{\text{lab}}(^{10}\text{Be})$ | $0^+$      | $2^+$       | "6 MeV"      |
|---------------------------------------|------------|-------------|--------------|
| 0.2° à 0.4°                           | $12 \pm 3$ | $11 \pm 3$  | $49 \pm 7$   |
| 0.4° à 0.8°                           | $50 \pm 7$ | $66 \pm 8$  | $250 \pm 16$ |
| 0.8° à 1.2°                           | $58 \pm 8$ | $79 \pm 9$  | $337 \pm 18$ |
| 1.2° à 1.6°                           | $24 \pm 5$ | $93 \pm 10$ | $414 \pm 20$ |
| 1.6° à 2.0°                           | $5 \pm 2$  | $33 \pm 6$  | $188 \pm 14$ |

**Tableau 3.3:** nombre d'événements par tranche angulaire extraits en détectant des deutons et  $^{10}\text{Be}$  en coïncidence.

<sup>8</sup> Résultats obtenus avec un angle solide moitié. Voir texte.

Comme précédemment, les nombres d'événements associés aux états " $2^+$ " et "6 MeV", pour la tranche  $[1.6^\circ-2.0^\circ]$ , ont été extraits sur l'angle solide correspondant à une composante horizontale positive de l'angle de diffusion.

### III.3.3.3 Programme de simulation

Pour obtenir les distributions angulaires expérimentales il est nécessaire de corriger ces résultats de l'efficacité du système de détection. Pour cela, nous avons mis au point un programme de simulation de type Monte Carlo, largement inspiré du code DEUTEFFY [Winf96]. Ce programme prend en compte les larges distributions en angle et en énergie du faisceau sur la cible ainsi que l'effet de la résolution angulaire du dispositif de détection. Le principe du programme est présenté sous forme d'organigramme dans l'appendice A1. L'angle de diffusion tiré aléatoirement est celui du  $^{10}\text{Be}$ . Il est indicé "diff" sur cet organigramme et, pour plus de clarté, les angles décrivant la trajectoire du deuton sont accompagnés du label (d).

Pour commencer, l'angle de diffusion des  $^{10}\text{Be}$  dans le système du laboratoire est tiré aléatoirement dans une distribution plate ( $d\sigma/d\Omega$  constant). Le tirage aléatoire de l'angle et de la position sur la cible des  $^{11}\text{Be}$  incidents nous permet ensuite de reconstruire les trajectoires des  $^{10}\text{Be}$  par rapport à l'axe théorique de la ligne. On vérifie ainsi si ces trajectoires sont compatibles avec l'acceptance angulaire de SPEG. Puis, l'angle de diffusion du  $^{10}\text{Be}$  est entaché d'une erreur provenant d'une distribution dont la largeur est donnée par la résolution angulaire expérimentale. L'angle obtenu représente alors l'angle mesuré (indicé "mes"). Un calcul de cinématique relativiste à deux corps détermine l'angle de diffusion du deuton à partir de celui du  $^{10}\text{Be}$  ("diff"). Nous utilisons de nouveau les caractéristiques de la trajectoire du  $^{11}\text{Be}$  incident pour calculer l'intersection de celle des deutons avec les plans des différents modules de CHARISSA. De là on détermine si l'un des modules est touché, c'est-à-dire si le deuton est détecté.

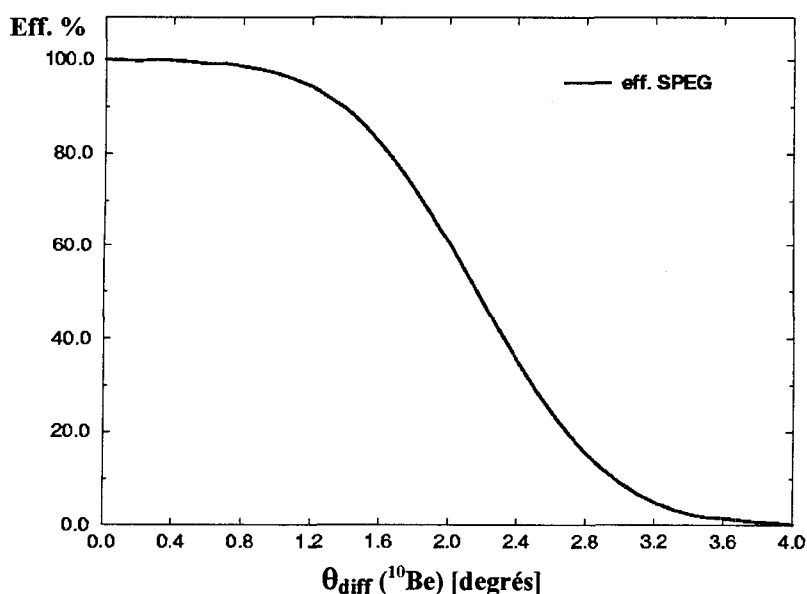


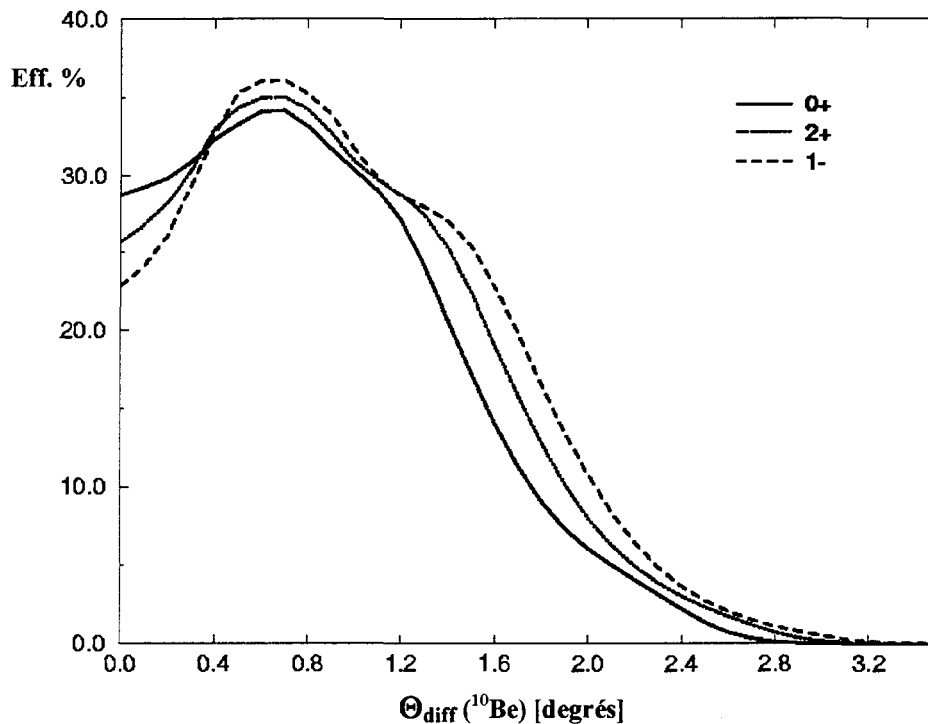
Figure 3.13: efficacité de SPEG obtenue avec le programme de simulation.

Pour construire les efficacités de CHARISSA et de SPEG nous discrétisons les angles du  $^{10}\text{Be}$  en pas de 0.1 degrés. Sur  $10^8$  itérations nous comptabilisons trois types d'événements associées à chaque pas d'angle. D'abord nous comptons  $n_1(\theta_{\text{diff}})$ , le nombre d'événements de

départ correspondant à chaque tranche angulaire. Puis, pour les événements parvenant jusque la détection de SPEG,  $n_2(\theta_{\text{mes}})$  comptabilise le nombre d'événements "mesurés" dans chaque tranche. Finalement,  $n_3(\theta_{\text{mes}})$  compte ceux pour lesquels le deuton est détecté dans CHARISSA.

L'efficacité de SPEG, déterminée par le rapport  $n_2(\theta_{\text{mes}})/n_1(\theta_{\text{diff}})$ , est tracée sur la figure 3.13. On constate que du fait de l'étalement du faisceau sur la cible on mesure l'angle de diffusion jusqu'à une limite se trouvant au-delà de l'acceptance du spectromètre ( $\pm 2^\circ$ ). Bien entendu, aux petits angles l'efficacité de SPEG est de 100%. Il faut noter cependant que le calcul considère ici l'efficacité à l'entrée des fentes d'acceptance du spectromètre, et ne tient pas compte des pertes éventuelles dans la chambre à vide de celui-ci, dues à la grande taille et la dispersion angulaire du faisceau secondaire de  $^{11}\text{Be}$  au niveau de la cible. De tels effets sont à redouter principalement aux extrémités du plan focal (voir figure 3.11).

L'efficacité de l'ensemble du dispositif est donnée par  $n_3(\theta_{\text{mes}})/n_1(\theta_{\text{diff}})$ . Les courbes d'efficacité sont représentées sur la figure 3.14 pour des énergies d'excitation de 0, 3.37 et 6.1 MeV. Les différences constatées aux angles avant et arrière sont de nature cinématique.



**Figure 3.14 : efficacité du système SPEG+CHARISSA obtenue avec le programme de simulation. Les courbes correspondent aux différents états des  $^{10}\text{Be}$  détectés.**

Pour estimer les erreurs systématiques liées à la détermination de ces efficacités nous avons testé la sensibilité de la procédure aux grandeurs qu'elle utilise comme ingrédients (incidence du faisceau, résolutions, etc...). Il en résulte qu'une forte variation des paramètres d'entrée modifie les efficacités d'un taux de l'ordre de 5% pour les trois premières tranches angulaires, et jusqu'à 10% pour les deux dernières. Ces erreurs systématiques sont très inférieures aux erreurs statistiques obtenues pour les pics "0<sup>+</sup>" et "2<sup>+</sup>". Le pic "6 MeV" ayant un nombre d'événements plus important, l'erreur statistique est de même ordre de grandeur que l'erreur systématique pour les trois premières tranches angulaires, et inférieure pour les deux dernières.

Sauf aux petits angles, les résultats obtenus ne sont pas sensibles à la forme des distributions angulaires utilisées en entrée du programme de simulation. Pour que les efficacités associées à la première tranche angulaire soient fiables, il est important d'utiliser des distributions angulaires compatibles avec les données expérimentales. Ces dernières, nous le verrons par la suite, varient lentement dans la région des deux premières tranches angulaires, ce qui justifie l'utilisation de distributions angulaires plates ( $d\sigma/d\Omega$  constant) en entrée du programme de simulation.

### III.3.3.4 Sections efficaces expérimentales

Pour un nombre  $N$  de  $^{10}\text{Be}$  mesurés dans une tranche d'angle solide  $\Delta\Omega$ , la section efficace différentielle s'écrit sous la forme:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{N}{N_{cib} N_{inc} \Delta\Omega} \quad (3.5)$$

où  $N_{cib}$  est le nombre de centres diffuseurs par  $\text{cm}^2$  contenus dans la cible, ici les noyaux des atomes d'hydrogène des molécules de  $\text{CH}_2$ ,  $N_{inc}$  est le nombre de noyaux de  $^{11}\text{Be}$  arrivés sur la cible et  $\varepsilon$  l'efficacité de détection associée à la tranche d'angle solide  $\Delta\Omega$ .

| $\langle\theta_{cm}\rangle$ | $(d\sigma/d\Omega)_{0+}$<br>CHARISSA + SPEG | $(d\sigma/d\Omega)_{0+}$<br>SPEG |
|-----------------------------|---------------------------------------------|----------------------------------|
| $2.5^\circ$ <sup>9</sup>    | $5.64 \pm 1.63$                             | $6.18 \pm 0.84$                  |
| $5.1^\circ$                 | $5.17 \pm 0.73$                             | $4.81 \pm 0.68$                  |
| $8.4^\circ$                 | $3.91 \pm 0.51$                             | $3.94 \pm 0.40$                  |
| $11.7^\circ$                | $1.61 \pm 0.33$                             | -----                            |
| $15.0^\circ$                | $0.55 \pm 0.25$                             | -----                            |

| $\langle\theta_{cm}\rangle$ | $(d\sigma/d\Omega)_{2+}$<br>CHARISSA + SPEG | $(d\sigma/d\Omega)_{2+}$<br>SPEG |
|-----------------------------|---------------------------------------------|----------------------------------|
| $2.7^\circ$                 | $4.86 \pm 1.46$                             | -----                            |
| $5.4^\circ$                 | $6.07 \pm 0.75$                             | $5.96 \pm 0.57$                  |
| $8.8^\circ$                 | $4.70 \pm 0.53$                             | $5.25 \pm 0.40$                  |
| $12.2^\circ$                | $4.85 \pm 0.50$                             | $5.11 \pm 0.33$                  |
| $15.7^\circ$                | $4.57 \pm 0.79$                             | $4.30 \pm 0.43$                  |

| $\langle\theta_{cm}\rangle$ | $(d\sigma/d\Omega)_{6\text{ MeV}}$<br>CHARISSA + SPEG | $(d\sigma/d\Omega)_{6\text{ MeV}}$<br>SPEG |
|-----------------------------|-------------------------------------------------------|--------------------------------------------|
| $2.8^\circ$                 | $20.07 \pm 2.90$                                      | $18.14 \pm 1.59$                           |
| $5.6^\circ$                 | $20.71 \pm 1.31$                                      | $22.40 \pm 1.05$                           |
| $9.1^\circ$                 | $18.15 \pm 0.99$                                      | $21.67 \pm 0.72$                           |
| $12.7^\circ$                | $20.60 \pm 1.01$                                      | $22.63 \pm 0.66$                           |
| $16.4^\circ$                | $19.47 \pm 1.42$                                      | $17.77 \pm 1.03$                           |

Tableau 3.4: sections efficaces différentielles (en mb/sr) de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  vers les états  $0^+$ ,  $2^+$  et le multiplet à  $E_x \sim 6\text{ MeV}$

<sup>9</sup> La première tranche pour "SPEG" va de  $0^\circ$  à  $0.4^\circ$ , ce qui correspond à un angle moyen de  $2.19^\circ$  dans le centre de masse de la réaction pour la colonne  $0^+$  et de  $2.39^\circ$  pour la colonne "6 MeV".

Les sections efficaces différentielles, présentées sur le tableau 3.4, ont été extraites à partir des données obtenues avec le premier champ du spectromètre (voir paragraphe III.3.2.1). Elles sont consistantes avec celles obtenues, avec une statistique bien plus faible, avec le deuxième champ.

La figure 3.15 montre les sections efficaces différentielles, obtenues par les deux méthodes ("directe" et "coïncidences"), peuplant les états  $0^+$  (haut),  $2^+$  (milieu) et le multiplet d'états vers 6 MeV d'énergie d'excitation (bas). Les trois points associés à la section efficace vers le  $0^+$  issus du fit du spectre direct du plan focal de SPEG ont été obtenus dans de très bonnes conditions: fond dû aux cassures négligeable et faible recouvrement avec les pics issus de la réaction  $^{11}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{10}\text{Be}$ . Le très bon accord entre ces points et ceux obtenus par la méthode "coïncidences" constitue un excellent test de l'efficacité de CHARISSA calculée avec le programme de simulation.

La plupart des points associés au " $2^+$ " et au "6 MeV" présentent également un très bon accord entre les deux méthodes. Seul le troisième point associé au "6 MeV" montre une différence significative, de l'ordre de 15%. Cet écart va au-delà des barres d'erreur déduites des fluctuations statistiques (en tout cas tant qu'on définit celles-ci par  $\pm\sigma$ ), de sorte que l'on ne peut écarter ici la possibilité d'une efficacité localement surestimée pour le point obtenu avec les événements en coïncidences. Ceci pourrait être la conséquence d'un mauvais contrôle de la position exacte d'un des modules de CHARISSA. Cette différence reste cependant dans la limite des erreurs systématiques que nous avons évoquées aux paragraphes 3.3.1 et 3.3.3 de ce chapitre.

Il faut ici mentionner que dans une première version du programme de simulation, les données concernant les deux détecteurs de CHARISSA se trouvant à grand angle étaient erronées. Cette erreur a entraîné une sous-estimation des sections efficaces du "cinquième point", vers  $15^\circ$  dans le système du centre de masse, publiées dans la référence [Fort99], mais n'a aucune conséquence (dans la limite des barres d'erreur) sur les quatre autres points des distributions angulaires. Les points correspondant à  $\theta_{\text{lab}} < 1.6^\circ$  ont seuls été considérés pour l'extraction des facteurs spectroscopiques, en raison d'éventuelles pertes d'efficacité à grand angle dans SPEG, non prises en compte par le programme de simulation.

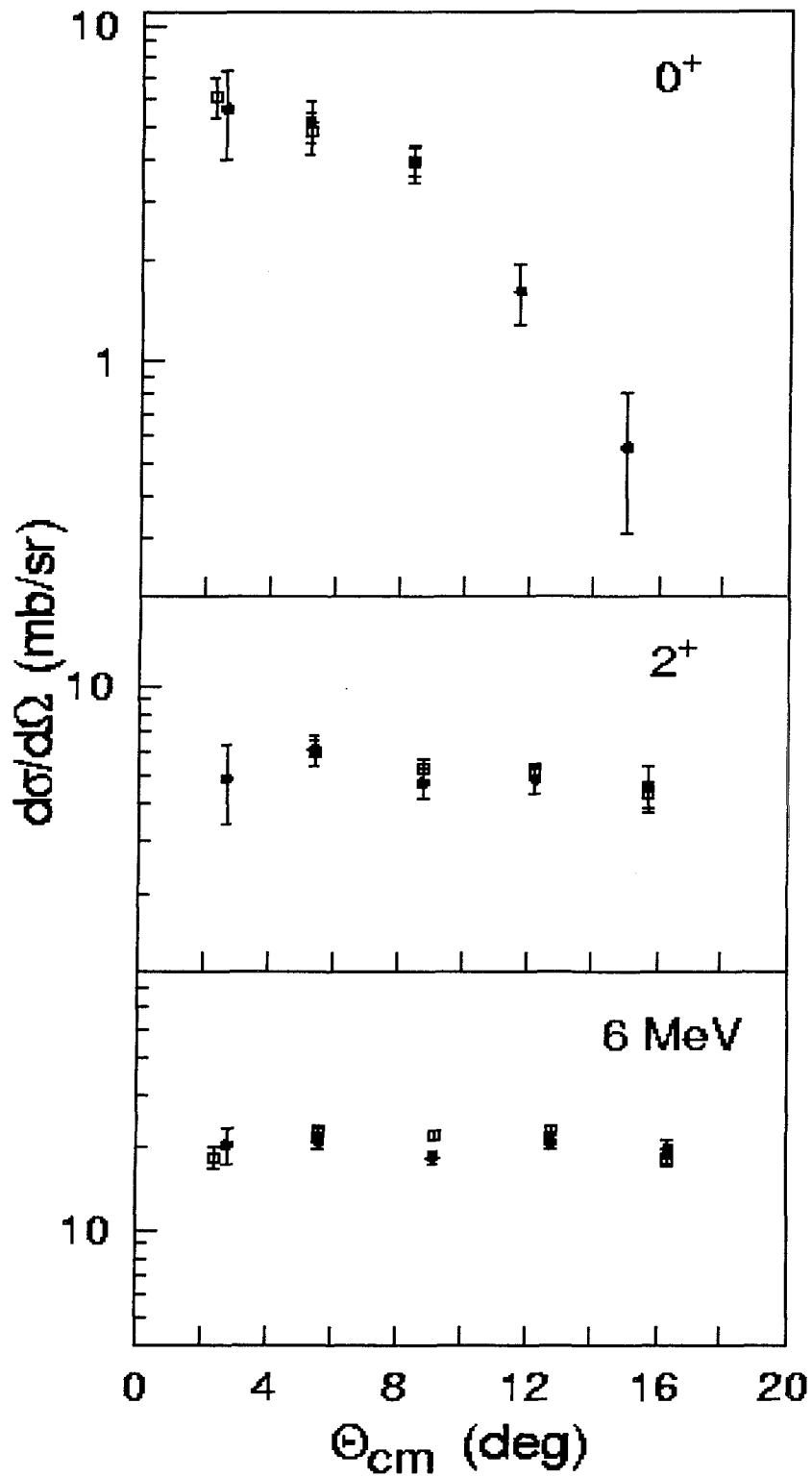


Figure 3.15: sections efficaces différentielles de la réaction  $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$  à 35.3 MeV/A. Les données obtenues avec SPEG sont représentées par des carrés (vides) et celles obtenues avec SPEG et CHARISSA le sont par des ronds (pleins). Les barres d'erreur sont de nature statistique.

### III.4 Analyse DWBA standard

Nous avons effectué une analyse standard<sup>10</sup> de la réaction  $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$  en utilisant le formalisme de l'approximation de Born des ondes distordues (DWBA). Les calculs ont été effectués avec le code DWUCK4 [Kunz], dans l'approximation de portée nulle. Le choix des potentiels optiques, la détermination des facteurs de forme, ainsi que les effets des corrections de portée finie et de non-localité des potentiels sont présentés dans les paragraphes suivants.

#### III.4.1 Potentiels optiques

L'une des difficultés que l'on rencontre lors de l'analyse de réactions de transfert sur des noyaux exotiques réside dans le choix des potentiels optiques. En ce qui nous concerne, il n'existe pas de paramétrisations globales incluant les diffusions  $^{11}\text{Be}(p,p)$  ou  $^{10}\text{Be}(d,d)$  lors de la détermination des paramètres. Il s'agit donc d'extrapoler, ou dans certains cas d'adapter à notre problème des paramétrisations globales correspondant à des régions de masse ou d'énergie voisines. Nous avons utilisé plusieurs paramétrisations afin de tester la sensibilité de nos résultats au choix de ces potentiels.

##### III.4.1.1 Les potentiels de la voie $\{p+^{11}\text{Be}\}$

Pour la description de la voie d'entrée nous avons d'abord utilisé la paramétrisation CH89, de Varner et al. [Var91]. Elle est basée sur l'analyse de la diffusion de nucléons sur des cibles allant de  $A=40$  à  $A=209$ , sur une gamme d'énergie comprise entre 10 et 65 MeV, de sorte que les paramètres obtenus dépendent de l'énergie incidente, la masse, la charge et l'isospin de la cible. Cortina-Gil et al. [Cort97], puis V. Lapoux [Lap98], ont montré qu'il était possible de reproduire avec ce potentiel les données de diffusion élastique de  $\{p+^{11}\text{Be}\}$  et  $\{p+^{10}\text{Be}\}$  à condition de faire varier la profondeur du puits réel ou de lui ajouter un potentiel de surface. Ces corrections s'appuient sur la nécessité de tenir compte du fort couplage existant entre diffusion élastique et voies de cassure pour des noyaux faiblement liés. Nous utiliserons la correction proposée par V. Lapoux, dont l'analyse se situe à une énergie proche de la nôtre. Nous appellerons  $P_1$  le potentiel construit avec CH89 et corrigé selon cette prescription.

Une autre paramétrisation intéressante est celle construite par Fabrici et al. [Fabr80]. Elle est basée sur la diffusion de protons sur des noyaux légers, allant de  $A=9$  à  $A=70$ . La plupart des données utilisées dans cette étude sont situées à une énergie de 35.2 MeV, sensiblement égale à celle de notre réaction. Les paramètres obtenus, fonctions de la masse, la charge et l'isospin du noyau cible, sont désignés par le label  $P_2$ .

Un troisième jeu de paramètres ( $P_3$ ) est déduit de l'analyse par Watson et al. [Wats69] de la diffusion de nucléons sur les noyaux de la couche  $1p$ , pour des énergies variant entre 10 et 50 MeV. Notons la dépendance en énergie du rayon de la partie centrale réelle basée sur l'étude des effets de non-localité, ainsi que la forme particulière du potentiel de spin-orbite. Dans ce dernier, le facteur  $1/r$  standard est remplacé par  $1/R_{so}$  afin de conserver le caractère "de surface" de ce potentiel, et ce même pour des noyaux très légers. Après avoir constaté que l'effet du potentiel de spin-orbite sur les distributions angulaires que nous étudions est très faible, nous avons conservé la forme standard.

---

<sup>10</sup> Par "standard" nous désignons la méthode employée pour générer les facteurs de forme

### III.4.1.2 Les potentiels de la voie $\{d+^{10}\text{Be}\}$

#### a) Potentiels de diffusion élastique

Nous avons utilisé pour la voie de sortie le potentiel de Perey et Perey [Pere76], largement employé dans le passé pour la description de réactions de stripping. Cette paramétrisation ne possède pas de partie de spin-orbite à cause de l'absence de données de polarisation à l'époque où elle fut déterminée. Pour l'analyse de leur réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$ , Zwiaglinski et al. [Zwie79] ont utilisé ces paramètres en y ajoutant leur propre terme de spin-orbite. Après avoir constaté le faible effet de celui-ci sur les distributions angulaires, nous avons conservé la forme initiale de Perey et Perey ( $D_1$ ).

#### b) Potentiels adiabatiques

Lorsque l'on utilise le potentiel adiabatique, décrit au paragraphe I.2, on sort du cadre strict de la DWBA, puisque celui-ci n'a pas pour contrainte de reproduire les distributions angulaires de diffusion élastique du deuteron. Cependant, le reste du formalisme demeure inchangé. Nous avons construit deux potentiels de ce type,  $D_2$  et  $D_3$ , basés respectivement sur les potentiels optiques nucléon-noyau  $P_1$  et  $P_3$  cités au paragraphe précédent.

L'ensemble des paramètres des potentiels que nous avons utilisés sont regroupés sur le tableau 3.5.

| Label                  | $E_x$ | $V_v$ | $r_v$ | $a_v$ | $W_v$ | $4W_D$ | $r_w$ | $a_w$ | $V_{so}$ | $r_{so}$ | $a_{so}$ |
|------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|--------|-------|-------|----------|----------|----------|
| <b>P1<sup>11</sup></b> | -     | 46.64 | 1.15  | 0.69  | 3.64  | 31.04  | 1.14  | 0.69  | 23.6     | 0.80     | 0.60     |
| <b>P2</b>              | -     | 56.10 | 1.08  | 0.64  | 3.70  | 22.89  | 1.25  | 0.68  | 22.4     | 1.01     | 0.60     |
| <b>P3</b>              | -     | 59.20 | 1.12  | 0.57  |       | 42.19  | 1.12  | 0.50  | 22.0     | 1.12     | 0.57     |
| <b>D1</b>              | 0.    | 75.70 | 1.15  | 0.81  |       | 96.80  | 1.34  | 0.68  |          |          |          |
| <b>D1</b>              | 3.4   | 76.60 | 1.15  | 0.81  |       | 92.90  | 1.34  | 0.68  |          |          |          |
| <b>D1</b>              | 6.1   | 77.30 | 1.15  | 0.81  |       | 89.80  | 1.34  | 0.68  |          |          |          |
| <b>D2</b>              | 0.    | 73.81 | 1.15  | 0.72  | 4.08  | 63.32  | 1.13  | 0.72  | 11.8     | 0.78     | 0.63     |
| <b>D2</b>              | 3.4   | 74.75 | 1.15  | 0.72  | 3.71  | 64.68  | 1.13  | 0.72  | 11.8     | 0.78     | 0.63     |
| <b>D2</b>              | 6.1   | 75.50 | 1.15  | 0.72  | 3.44  | 65.68  | 1.13  | 0.72  | 11.8     | 0.78     | 0.63     |
| <b>D3</b>              | 0.    | 106.3 | 1.13  | 0.60  |       | 63.56  | 1.13  | 0.53  | 11.0     | 1.13     | 0.57     |
| <b>D3</b>              | 3.4   | 107.3 | 1.13  | 0.60  |       | 64.32  | 1.13  | 0.53  | 11.0     | 1.13     | 0.57     |
| <b>D3</b>              | 6.1   | 108.0 | 1.14  | 0.60  |       | 64.90  | 1.14  | 0.53  | 11.0     | 1.14     | 0.57     |

**Tableau 3.5: potentiels optiques et adiabatiques utilisés lors de l'analyse de la réaction  $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$  à 35.3 MeV/A. Les labels sont définis dans le texte.  $E_x$  désigne l'énergie d'excitation des  $^{10}\text{Be}$  dans la voie de sortie.**

<sup>11</sup> prescription de V. Lapoux: on ajoute un terme de surface réel égal à  $44 \cdot 4 \cdot df(x)/dx$ ,  $f$  étant le facteur de Woods-Saxon avec  $x=r/a$

### III.4.2 Facteur de forme standard

Pour calculer les facteurs de forme de la réaction, nous avons fait une hypothèse quant aux nombres quantiques  $n\ell j$  de la particule transférée. Nous avons supposé que la transition  $^{11}\text{Be}_{1/2+} \rightarrow ^{10}\text{Be}_{0+}$  correspondait au transfert d'un neutron de la couche  $2s_{1/2}$ , tandis que la transition  $^{11}\text{Be}_{1/2+} \rightarrow ^{10}\text{Be}_{2+}$  correspondait à celui d'un neutron de la couche  $1d_{5/2}$  (nous discuterons cependant par la suite de la possibilité d'un transfert de type  $1d_{3/2}$ ). Cette hypothèse paraît naturelle si l'on s'appuie sur l'image de la structure de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  exprimée par l'équation (3.0). Pour les événements correspondant au pic de  $^{10}\text{Be}$  situé vers 6 MeV d'énergie d'excitation nous étudierons l'hypothèse du transfert d'un neutron de la couche  $1p_{3/2}$ , peuplant les états  $1^-$  et  $2^-$  du  $^{10}\text{Be}$ . Pour mener à bien ces calculs, nous avons employé la méthode standard de l'énergie de séparation, expliquée au paragraphe I.1.3.b. Nous appellerons "SE1" les résultats obtenus avec une géométrie standard ( $r_o = 1.25$  fm et  $a_o = 0.65$  fm) et "SE2" ceux obtenus avec ( $r_o = 1.15$  fm et  $a_o = 0.57$  fm). Ces derniers sont issus de la paramétrisation [Wats69] pour les noyaux de la couche  $1p$ . Dans les deux cas nous avons utilisé, pour le potentiel de spin-orbite, la valeur  $\lambda=25$  pour le facteur du terme de Thomas.

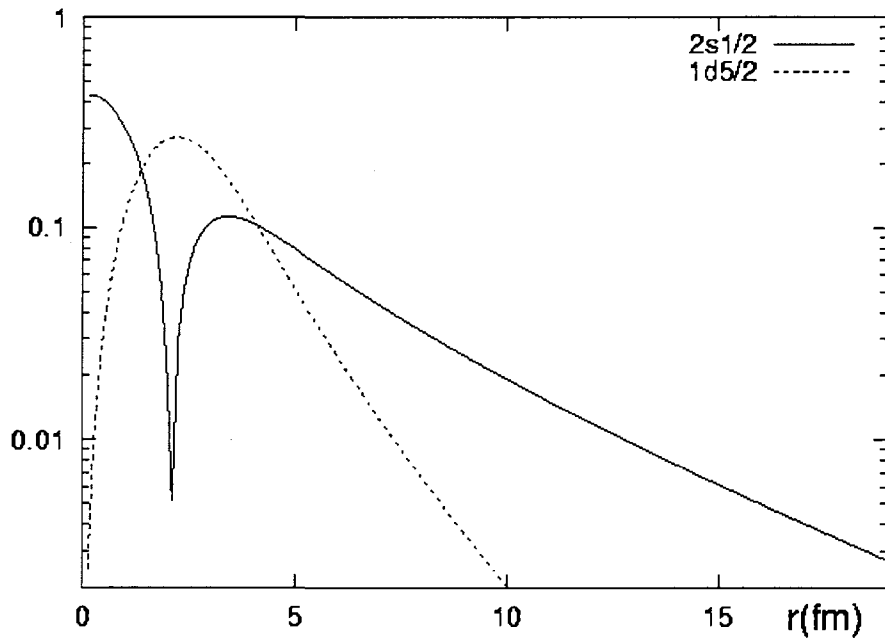


Figure 3.16: facteurs de forme SE1 obtenus par la méthode de l'énergie de séparation

Pour les transferts correspondant à  $\ell=0$  et à  $\ell=2$  les facteurs de forme SE1 sont tracés à titre illustratif sur la figure 3.16. On constate la grande extension spatiale de la composante  $2s_{1/2}$  (phénomène de "halo")<sup>12</sup>. Dans le cas de la composante  $1d_{5/2}$ , l'extension spatiale est fortement réduite du fait de l'énergie d'excitation du  $2^+$ , auquel le neutron est couplé.

<sup>12</sup> Voir la relation entre  $S_n$  et la forme asymptotique de la fonction d'onde (équ. 1.18)

### III.4.3 Sections efficaces et facteurs spectroscopiques

La section efficace calculée par le code DWUCK4 est reliée à la section efficace expérimentale par la relation suivante:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{l_{tr}j_{tr}} = C^2 S_{l_{tr}j_{tr}} \left( \frac{N}{2j_{tr} + 1} \sigma_{l_{tr}j_{tr}}^{calc.} \right) \quad (3.6)$$

Nous avons pris pour N la valeur standard 2.29 [Kunz]. Les sections efficaces différentielles réduites ont été obtenues avec différentes combinaisons de potentiels optiques parmi ceux présentés précédemment, ainsi qu'avec les deux géométries pour les facteurs de forme. Puis, les facteurs spectroscopiques  $C^2S$  ont été extraits en normalisant (par minimisation d'un  $\chi^2$ ) les sections efficaces calculées aux quatre premiers points expérimentaux, c'est-à-dire pour des angles dans le centre de masse inférieurs à 14 degrés. Le coefficient C est ici égal à l'unité.

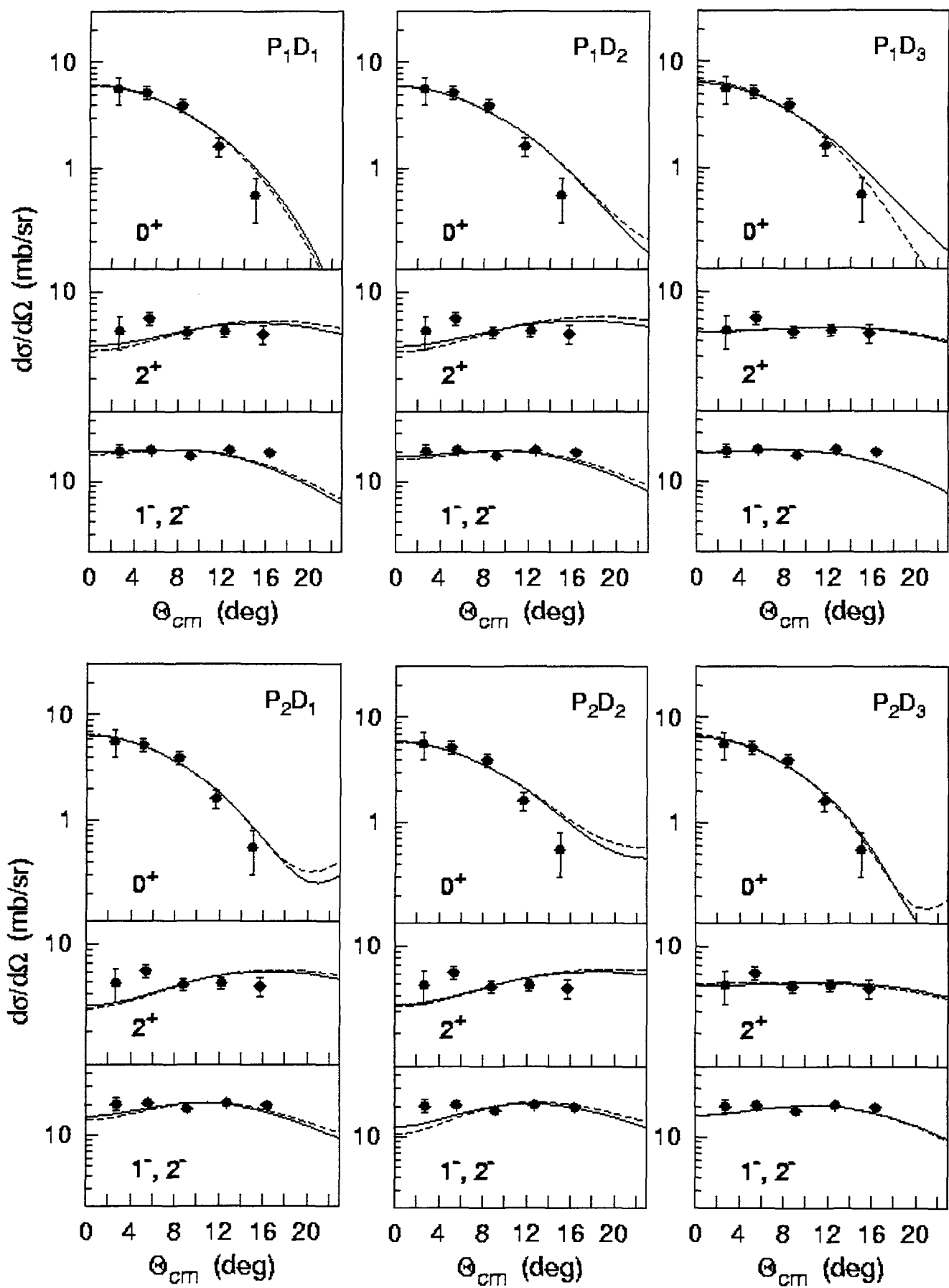
#### III.4.3.1 La forme des distributions angulaires

La figure 3.17 présente les sections efficaces différentielles calculées par DWUCK4, normalisées aux données, pour différentes combinaisons de potentiels. Examinons dans un premier temps leur forme. Tout d'abord, la forte décroissance caractérisant la section efficace différentielle expérimentale des événements peuplant le  $0^+$  est reproduite par l'ensemble des distributions calculées, signant ainsi de manière univoque le caractère  $\ell=0$  du neutron transféré. La rapidité de cette décroissance est cependant fonction du choix des potentiels optiques. Ainsi, les courbes obtenues en utilisant la paramétrisation CH89 pour le potentiel optique de la voie d'entrée ( $P_1$ ) ou pour la construction du potentiel adiabatique de la voie de sortie ( $D_2$ ) tendent légèrement à surestimer les sections efficaces au-delà de 14 degrés.

La forme de la section efficace différentielle associée aux événements peuplant le  $2^+$  dépend davantage des potentiels optiques utilisés. On distingue alors deux familles de résultats: d'une part les courbes montrant une lente décroissance -ou une certaine stabilité- dans la région des points expérimentaux et d'autre part celles qui, au contraire, ont un comportement ascendant. La première famille, qui semble en meilleur accord avec les résultats expérimentaux, rassemble les courbes obtenues en utilisant le potentiel de la référence [Wats69], que ce soit pour la voie d'entrée ou pour le potentiel adiabatique de la voie "deuton" ( $P_3$  et/ou  $D_3$ ).

La section efficace différentielle des événements peuplant le pic "6 MeV" est globalement bien reproduite par l'ensemble des calculs pour un transfert  $p_{3/2}$ . Cependant, la plage angulaire explorée dans cette expérience ne permet pas d'exclure un mélange avec l'excitation des états  $0^+$  et  $2^+$ .

Pour terminer ces considérations sur la forme des sections efficaces différentielles, notons le faible impact sur celles-ci de la géométrie de puits utilisée pour générer les facteurs de forme. Seul le premier minimum de la courbe associée au  $0^+$  est sensible au choix de la géométrie, mais se trouve dans tous les cas au-delà des points expérimentaux. On notera que conformément aux remarques faites ci-dessus l'accord optimal est obtenu lorsqu'on utilise la combinaison  $P_3D_3$ .



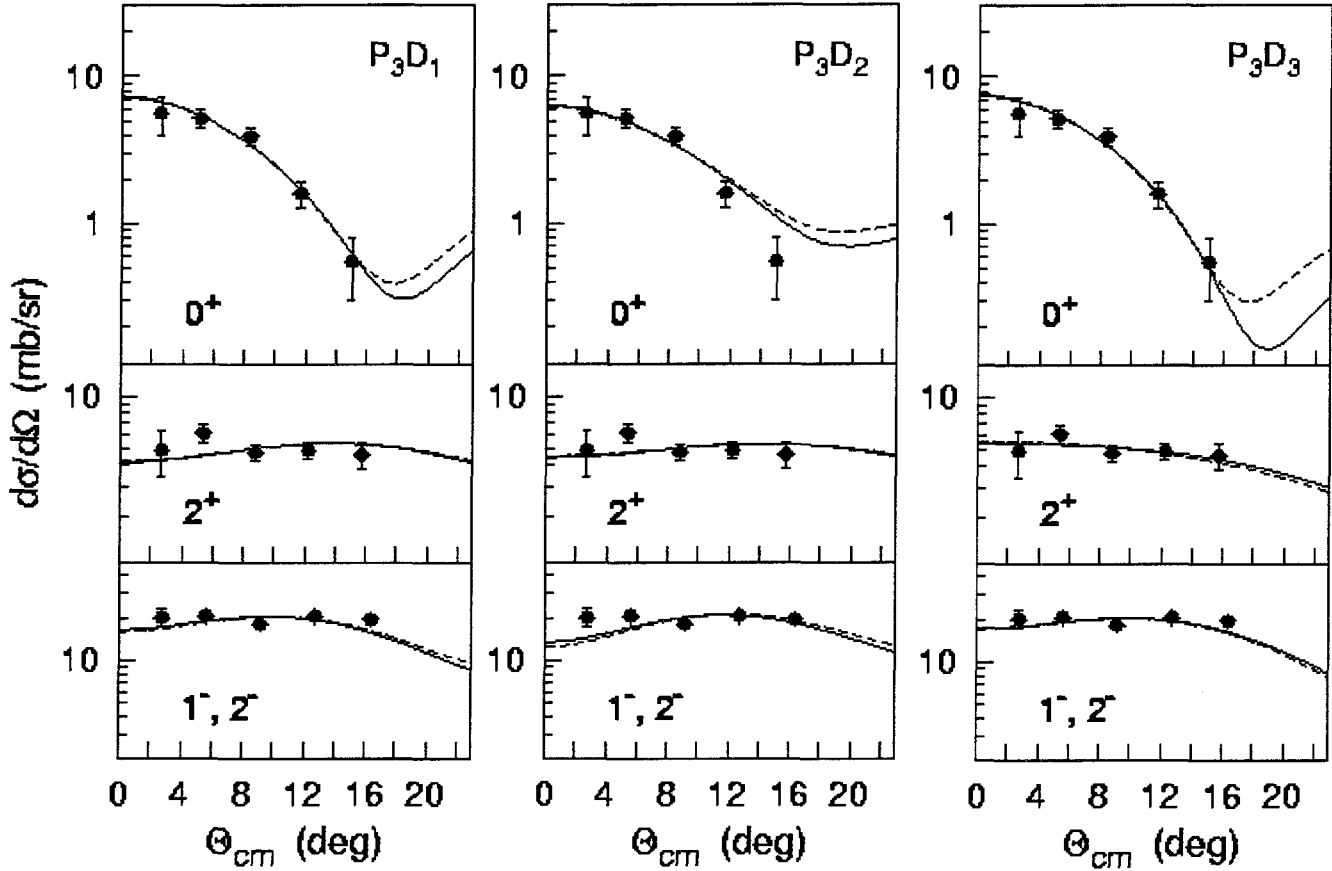


Figure 3.17: sections efficaces différentielles obtenues avec les différentes combinaisons de potentiels. P désigne le potentiel de la voie d'entrée, D celui de la voie de sortie. Les courbes pleines sont associées à la géométrie SE1 et les tirets à SE2.

### III.4.3.2 Les facteurs spectroscopiques

#### a) Analyse des états $0^+$ et $2^+$

Les facteurs spectroscopiques extraits dépendent beaucoup plus fortement du choix des potentiels. Ils varient également en fonction de la géométrie utilisée pour générer les facteurs de forme. L'ensemble des résultats obtenus sont regroupés sur la figure 3.18. La quantité  $R_{CE}$ , déterminée pour différentes combinaisons de paramètres lors de l'analyse DWBA, représente le taux de  $^{10}\text{Be}$  excité présent dans l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ :

$$R_{CE} = \frac{S(2^+)}{S(0^+) + S(2^+)} \quad (3.7)$$

Les facteurs spectroscopiques obtenus avec les facteurs de forme "SE1" varient de 0.36 à 0.85 pour  $S_{0+}$ , et de 0.30 à 0.72 pour  $S_{2+}$ . Les valeurs de  $R_{CE}$  correspondantes varient entre 0.30 et 0.60. Ici encore, les résultats se divisent en deux familles; celle utilisant pour la description des voies d'entrée et/ou sortie la paramétrisation de la référence [Wats69] ( $P_3$  et/ou

D<sub>3</sub>), qui voit  $R_{CE}$  varier entre 0.30 et 0.52, et d'autre part celle basée sur la paramétrisation CH89 (P<sub>1</sub> et/ou D<sub>2</sub>) pour laquelle  $R_{CE}$  est compris entre 0.50 et 0.60.

On retrouve un comportement similaire lorsqu'on utilise les facteurs de forme "SE2" bien que globalement les valeurs de  $R_{CE}$  augmentent de près de 10%. La raison de cette augmentation vient des différences observées dans la partie asymptotique des facteurs de forme, lorsqu'on passe de "SE1" à "SE2". En effet, les facteurs spectroscopiques extraits augmentent alors de près de 10% pour  $S_{0+}$ , et de près de 30% pour  $S_{2+}$ .

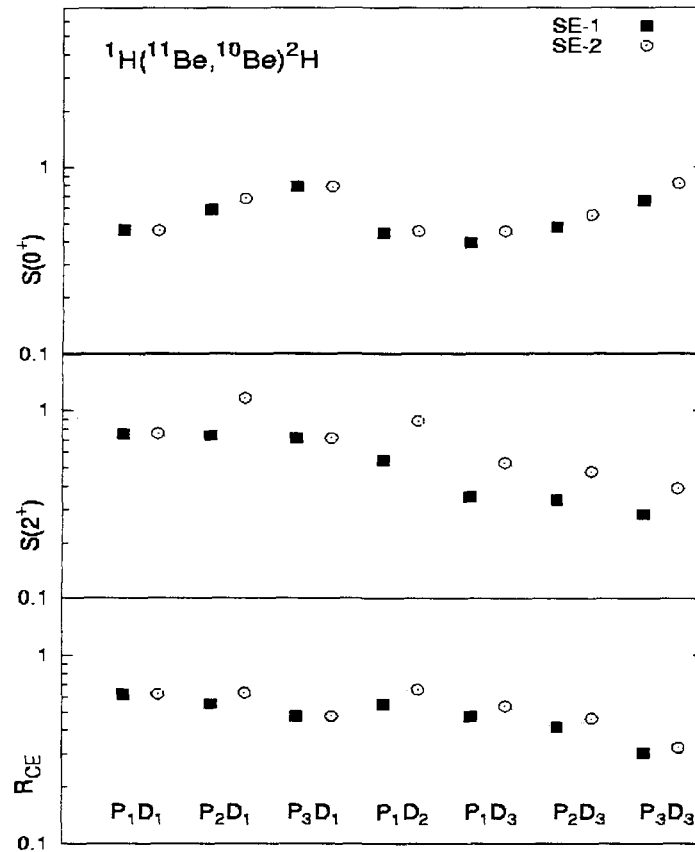


Figure 3.18: facteurs spectroscopiques  $S(0^+)$  et  $S(2^+)$  et taux d'excitation du coeur de  $^{10}\text{Be}$  dans l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ , obtenus pour différentes combinaisons de potentiels.

La somme des facteurs spectroscopiques  $S_{0+}$  et  $S_{2+}$  est reliée à la probabilité d'occupation des couches s-d par le neutron de valence de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ . La valeur moyenne des sommes, obtenues avec les différents potentiels optiques, est de 1.08, avec un écart type de 0.23, pour "SE1" et 1.43, avec un écart type de 0.34, pour "SE2". Une somme de 1 est attendue pour un neutron externe présent exclusivement dans l'une des orbitales de la couche  $2s_{1/2}$ . On peut noter que ces valeurs moyennes sont légèrement supérieures à cette règle de somme, tout en restant dans un écart acceptable, notamment celle obtenue avec SE1, compte tenu des incertitudes d'environ 20% généralement accordées aux facteurs spectroscopiques.

Comme indiqué au paragraphe 4.2 de ce chapitre, nous avons calculé le facteur de forme de la transition vers l'état  $2^+$  du  $^{10}\text{Be}$  en faisant l'hypothèse d'un transfert  $1d_{5/2}$  pur. En toute rigueur, on s'attend à ce qu'une partie de la force soit répartie sur la couche  $1d_{3/2}$ . La

section efficace différentielle est alors la somme des sections efficaces correspondant à  $j=3/2$  et  $j=5/2$ , de sorte que l'on a:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\ell=2} = S_{d\frac{3}{2}} \frac{N}{4} \sigma_{d\frac{3}{2}}^{calc} + S_{d\frac{5}{2}} \frac{N}{6} \sigma_{d\frac{5}{2}}^{calc} \quad (3.8)$$

Le terme  $\sigma^{calc}/(2j+1)$  calculé pour  $j=3/2$  est légèrement supérieur à celui calculé pour  $j=5/2$ . Cet écart, qui dépend du choix des potentiels optiques, est de l'ordre de 20%. Ainsi, même si toute la force était répartie sur la couche  $1d_{3/2}$ , l'erreur commise en supposant un transfert  $1d_{5/2}$  serait du même ordre de grandeur. Il est cependant plus probable, comme le suggèrent plusieurs résultats théoriques [Vinh95] [Nune96b], que la proportion de  $j=5/2$  sur la couche  $1d$  soit prépondérante. Ainsi, une composante  $1d_{3/2}$  participant pour 20% de la force de la couche  $1d$  conduirait à une erreur de 4% sur la détermination du facteur spectroscopique  $S_{2+}$ .

### b) Analyse du multiplet vers 6 MeV

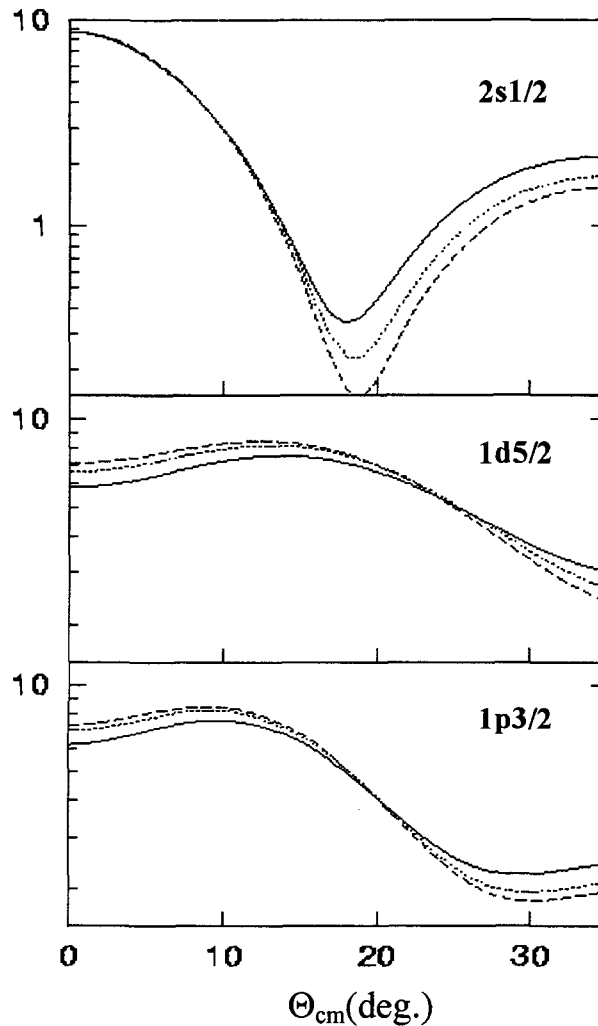
Faire l'hypothèse que le pic de 6 MeV est peuplé par le transfert d'un neutron  $1p_{3/2}$  revient à considérer que le facteur obtenu lors de la normalisation de la section efficace différentielle  $\ell=1$  aux points expérimentaux est la somme des facteurs spectroscopiques relatifs aux états  $1^-$  et  $2^-$ . En fonction des potentiels optiques, les valeurs obtenues pour cette somme sont comprises dans l'intervalle [1.09-2.91] lorsqu'on utilise le facteur de forme "SE1" et dans [1.50-4.05] lorsqu'on utilise "SE2". Notons que les plus faibles valeurs sont obtenues avec le potentiel adiabatique  $D_3$ , puisque les résultats sont regroupés dans l'intervalle [1.09-1.34] pour "SE1" et [1.50-1.78] pour "SE2". Il est intéressant de souligner que cette tendance est en bon accord avec les résultats de Brown et Warburton [Brow98a][Warb92], dont le calcul de Modèle en Couches sur une base étendue  $1p-2s-1d$  prévoit des facteurs spectroscopiques de 0.69 et 0.58 pour des états  $1^-$  et  $2^-$  situés respectivement à 5.96 et 6.23 MeV. Notons également que les valeurs obtenues pour cette somme en utilisant le potentiel  $D_1$  varient entre 2.45 et 4.05 selon la géométrie employée pour les facteurs de forme et le potentiel optique utilisé pour la voie d'entrée. Elles sont par conséquent en désaccord complet avec les résultats obtenus avec  $P_3D_3$  ainsi qu'avec les prédictions de Brown et Warburton. On ne peut donc écarter complètement la possibilité d'une contribution des états  $0^+$  et  $2^+$  au multiplet d'états vers 6 MeV d'énergie d'excitation.

### III.4.3.3 Evaluation des effets négligés par l'approximation de portée nulle

Outre l'avantage d'une plus grande simplicité (et rapidité!) de calcul, le choix de l'approximation de portée nulle dans l'analyse de la réaction  $(p,d)$  se justifie par un souci de cohérence avec l'utilisation éventuelle de potentiels deutons "adiabatiques". En effet, la méthode ADBA, permettant de tenir compte simplement des effets du break-up du deuteron sur les sections efficaces de transfert, est formulée dans cette approximation. Pour évaluer l'effet de cette approximation de portée nulle sur les sections efficaces calculées, les résultats de DWUCK4 ont été comparés à ceux de calculs en portée finie exacte effectués avec les codes DWUCK5 [Kunz] et FRESCO [Thom88] pour différents potentiels déduits de l'analyse de la diffusion élastique de deutons.

La figure 3.19 montre les résultats obtenus avec le code DWUCK5 (courbes en tirets) pour l'ensemble de potentiels  $P_3D_1$  et pour un facteur spectroscopique de 1. Ces calculs utilisent une fonction de portée [Vand89] calculée dans l'espace des impulsions à partir du potentiel d'Argonne. Aux angles avant, les sections efficaces obtenues en portée nulle avec DWUCK4 (courbes en traits pleins) diffèrent de moins de 15% des résultats obtenus en portée

finie, justifiant ainsi l'approximation effectuée. Cet écart est réduit en utilisant la correction approximative de portée finie incorporée dans le code DWUCK4 (courbes en pointillés).



**Figure 3.19:** calculs DWBA avec le potentiel  $P_3D_1$  dans l'approximation de portée nulle (traits pleins), avec une correction approchée de portée finie (pointillés) et en portée finie exacte (tirets).

Outre les corrections de portée finie, le code DWUCK4 permet d'effectuer une correction approximative de la non-localité des potentiels. Nous avons testé de manière systématique l'effet de ces corrections sur les sections efficaces différentielles en utilisant les valeurs standard pour les paramètres de portée finie et de non-localité associées à la réaction (p,d). Ces corrections ont peu d'effet sur les formes des sections efficaces différentielles, et ne changent en rien les remarques que nous avons fait à ce propos au paragraphe III.4.3.1. Par ailleurs, on note une légère diminution, de l'ordre de 15%, des différents facteurs spectroscopiques extraits. La règle de somme pour la probabilité d'occupation de la couche s-d est alors un peu mieux respectée puisqu'on trouve une valeur moyenne de  $0.97 \pm 0.18$  pour "SE1" et de  $1.22 \pm 0.25$  pour "SE2". Notons cependant que si on écarte les résultats obtenus avec le potentiel optique  $D_1$ , ces valeurs moyennes tombent à  $0.86 \pm 0.08$  et à  $1.07 \pm 0.10$  respectivement pour "SE1" et "SE2". Finalement, il nous paraît important de souligner que les valeurs de  $R_{CE}$  sont très peu sensibles à ces corrections, concédant dans certains cas une légère augmentation de quelques %.

D'autre part, N. K. Timofeyuk et R. C. Johnson [Timo99] ont récemment proposé une nouvelle méthode pour l'analyse de réactions de transfert impliquant des noyaux à halo. Il s'agit d'une approche adiabatique où les effets liés à l'excitation et à la cassure du halo sont pris en compte en remplaçant l'onde distordue de la voie contenant le halo par une fonction d'onde effective. L'application de cette méthode à notre réaction [John99] a conduit les auteurs à la détermination de facteurs spectroscopiques particulièrement faibles, 0.19 pour  $S(0^+)$  et 0.24 pour  $S(2^+)$ .

### III.4.4 Conclusion de l'analyse DWBA standard

En résumé, nous retiendrons les points suivants: tout d'abord, la forme des sections efficaces différentielles, qui dépend essentiellement du choix des potentiels optiques, est globalement reproduite avec la plupart des combinaisons de ces potentiels. D'autre part, si les facteurs spectroscopiques dépendent fortement des ingrédients du calcul, le taux d'excitation du cœur de  $^{10}\text{Be}$  dans l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ , défini par la relation (3.7), en dépend beaucoup moins. La valeur moyenne de  $R_{\text{CE}}$ , obtenue sur l'ensemble de ces résultats est de 0.51 avec un écart type de 0.09. Notons cependant que la valeur la plus faible, 0.30, est obtenue en utilisant les potentiels  $P_3$  et  $D_3$ , qui semblent particulièrement adaptés pour reproduire la forme des sections efficaces différentielles expérimentales et dont l'utilisation conjointe fourni le meilleur accord avec celles-ci. Nous retiendrons donc que l'analyse en DWBA standard des distributions angulaires de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  conduit à une valeur supérieure ou égale à 30% pour le taux d'excitation du cœur de  $^{10}\text{Be}$  dans l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ .

### III.5 Effet des couplages cœur-neutron

Lors de la présentation de la DWBA, nous avons mis l'accent sur le fait que les valeurs des facteurs spectroscopiques extraits dépendent fortement du comportement asymptotique des facteurs de forme. Nous avons vu également que dans la méthode de « l'énergie de séparation » ces facteurs de forme sont générés en ajustant la profondeur d'un puits de Woods-Saxon pour que la valeur propre corresponde à la valeur de l'énergie de séparation expérimentale de la particule transférée. Cependant, des traitements plus raffinés sont parfois nécessaires, par exemple pour la description de réactions de transfert vers des états isobariques analogues [Stoc66][Fort78][Galè77], des états à haute énergie d'excitation fortement fragmentés [Eckl90] et de trous profonds [Vand96]. Plus généralement, comme l'a montré Satchler [Pink65][Satc83], la méthode de « l'énergie de séparation » n'est pas forcément pertinente lorsque certaines conditions ne sont pas remplies. Notons en particulier que cette méthode suppose d'une part une faible différence entre l'énergie de séparation expérimentale et celle prédite par le modèle à particules indépendantes, et d'autre part une interaction résiduelle négligeable entre le cœur et le neutron considéré lors du transfert. Ces deux conditions sont mises en défaut dans le cas du  $^{11}\text{Be}$  comme l'attestent « l'inversion de parité » de son état fondamental et la forte collectivité du cœur de  $^{10}\text{Be}$ . Il était donc essentiel de tester la validité des facteurs de forme obtenus par la méthode standard en examinant l'influence des couplages entre les états du cœur et le neutron de valence. Pour cela nous avons étudié la structure du  $^{11}\text{Be}$  en effectuant des calculs de type « équations couplées » dans le cadre d'un modèle de couplage vibrationnel [Bohr75].

#### III.5.1 Données expérimentales sur le cœur de $^{10}\text{Be}$

Le  $^{10}\text{Be}$  est un noyau fortement collectif dont le paramètre de déformation  $\beta_2$  a été déterminé de manière indépendante d'abord à partir de mesures de temps de vie, puis par l'analyse de sections efficaces de diffusion inélastique.

Dans la compilation [Rama87], S. Raman et al. analysent les valeurs de temps de vie de l'état  $2^+$  du  $^{10}\text{Be}$  ( $E_x = 3.368 \text{ MeV}$ ) publiées précédemment dans les références [Warb66] et [Fish68]. Ils concluent à une valeur de  $5.2 \times 10^{-3} \text{ e}^2 \cdot \text{b}^2$  pour  $B(E2)$ , la probabilité de transition quadrupolaire électrique réduite. En faisant l'hypothèse d'une distribution de charge uniforme à l'intérieur du noyau, le paramètre de déformation  $\beta_2$  est relié au  $B(E2)$  par l'expression:

$$\beta_2 = \frac{4\pi}{3ZR_0^2} \sqrt{\frac{B(E2)}{e^2}} \quad (3.9)$$

où  $B(E2)$  est exprimée en  $\text{e}^2 \cdot \text{b}^2$ ,  $Z$  est le nombre de protons du noyau,  $R_0$  son rayon, défini comme  $1.2A^{1/3} \text{ fm}$  et  $e$  la charge électrique élémentaire. Une valeur de 1.13 est ainsi obtenue pour le paramètre de déformation  $\beta_2$  du  $^{10}\text{Be}$ .

Les mesures de diffusion inélastique  $^{10}\text{Be}(p,p')$  effectuées par D. Auton et al. [Auto70] ont permis d'obtenir une nouvelle valeur pour le paramètre  $\beta_2$ . Lors d'une expérience de diffusion inélastique, les niveaux les plus fortement excités sont ceux qui mettent en jeu le mouvement collectif des nucléons, qui peut être de nature rotationnelle ou vibrationnelle. Dans les deux cas, le rayon du noyau peut être développé sous la forme:

$$R(\theta, \varphi, t) = R_0 \left( 1 + \sum_{LM} \alpha_{LM}(t) Y_L^{M*}(\theta, \varphi) \right) \quad (3.10)$$

où les  $\alpha_{LM}$  sont les variables dynamiques du système, qui contiennent l'information sur la déformation du noyau. En développant au premier ordre en  $R$  le potentiel  $U(r, R)$  généré par le noyau ainsi déformé, on a:

$$U(r, R) = U(r, R_0) - R_0 \frac{\partial U_0(r, R_0)}{\partial r} \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_L^{M*}(\theta, \varphi) \quad (3.11)$$

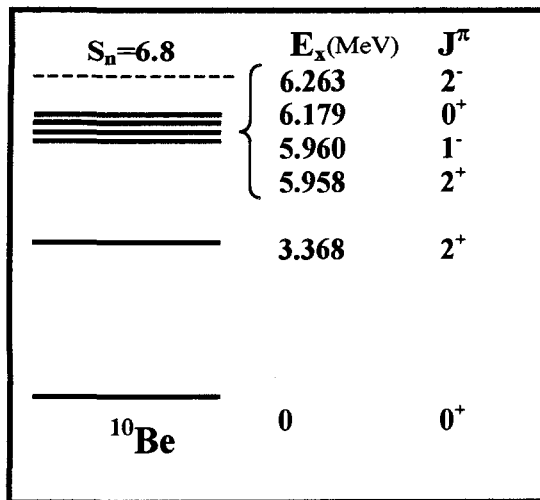
où  $U(r, R_0)$  est le potentiel sphérique à l'origine de la diffusion élastique et  $U(r, R) - U(r, R_0)$  le terme responsable de la diffusion inélastique. Nous considérerons uniquement les déformations quadrupolaires, c'est à dire celles correspondant à  $L=2$ . Dans le cas d'une déformation statique (modèle rotationnel) comme dans celui d'une déformation dynamique (modèle vibrationnel), les variables  $\alpha_{2M}$  sont directement reliées au paramètre de déformation  $\beta_2$ . On peut d'ailleurs montrer [Vand00] qu'en restant au premier ordre dans le développement du potentiel, les amplitudes de transition de la diffusion inélastique sont identiques dans les deux cas. Il s'ensuit que les sections efficaces calculées sont les mêmes: on ne peut pas trancher entre le caractère rotationnel ou vibrationnel du mouvement collectif par ce type d'analyse.

Il découle de ce que nous venons de dire que l'amplitude de transition  $T_{fi}$  associée à la diffusion inélastique s'écrit sous la forme:

$$T_{fi} \propto \beta_2 R_0 \frac{\partial U_0(r, R_0)}{\partial r} \quad (3.12)$$

et que par conséquent la section efficace de diffusion inélastique est proportionnelle à  $(\beta_2 R_0)^2$ .

En analysant les résultats des mesures de diffusion inélastique obtenues pour cinq valeurs d'énergie régulièrement espacées entre 12 et 16 MeV, D. Auton et al. ont extrait une valeur de 1.84 fm pour le facteur  $\beta_2 R_0$ . Ils ont utilisé pour cela le potentiel optique de Watson et al., pour lequel  $R_0 = 2.48$  fm. La valeur de  $\beta_2$  ainsi extraite, indépendante du caractère rotationnel ou vibrationnel du mouvement collectif, est donc de 0.74.



Le spectre expérimental des niveaux du  $^{10}\text{Be}$  (figure 3.20) présente une succession d'états où le fondamental  $0^+$  est suivi d'un premier état excité  $2^+$  (à 3.37 MeV), puis de deux états  $0^+$  et  $2^+$  aux alentours de 6 MeV, c'est-à-dire à près de deux fois l'énergie du premier  $2^+$ . Bien que le  $4^+$  n'ait pas été observé, la tendance du spectre nous semble suffisamment significative pour adopter l'hypothèse d'un noyau vibrationnel. Notons cependant que la question reste ouverte, et que plusieurs calculs théoriques traitent le  $^{10}\text{Be}$  comme un noyau rotationnel [Esbe95][Nune96].

Figure 3.20 : spectre expérimental des états liés du  $^{10}\text{Be}$

## III.5.2 Le modèle de couplage vibrationnel

### III.5.2.1 Présentation du formalisme

Considérons le noyau A composé d'un nucléon couplé à un cœur B. En présence de couplages entre les états du cœur et ceux de la particule, l'hamiltonien du système s'écrit:

$$H_A = H_B + H_n + H_{\text{int}} \quad (3.13)$$

Dans cette expression le terme  $H_B$  décrit les états du cœur B,  $H_n$  ceux du nucléon supplémentaire et  $H_{\text{int}}$  est responsable du mélange de configurations. La fonction d'onde de A s'écrit alors comme une combinaison linéaire de la forme:

$$|\psi_J^M\rangle = \sum u_{\ell_i j_i}(r) \left[ \chi_{\ell_i j_i} \Phi_{\lambda_i} \right]_J^M \quad \text{avec} \quad u_{\ell_i j_i}(r) = \frac{R_{\ell_i j_i}(r)}{r} \quad (3.14)$$

où  $\Phi_\lambda$  est un état propre de  $H_B$  associé à la valeur propre  $E_\lambda$ , alors que  $u_{ij}(r)$  et  $\chi_{ij}$  contiennent respectivement la dépendance radiale et en angle-spin de la fonction d'onde du nucléon supplémentaire. Dans ce contexte, les fonctions  $R_{ij}(r)$  sont les solutions d'un jeu d'équations couplées [Pink65] s'écrivant sous la forme:

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell_i(\ell_i+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} (V_{\ell_i j_i}(r) + E_{\lambda_i} - E) \right) R_{\ell_i j_i}(r) =$$

$$\frac{2\mu}{\hbar^2} \sum_{k \neq i} i^{\ell_i - \ell_k} \left\langle \left[ \chi_{\ell_k j_k} \Phi_{\lambda_k} \right]_J^M \left| H_{\text{int}} \right| \left[ \chi_{\ell_i j_i} \Phi_{\lambda_i} \right]_J^M \right\rangle R_{\ell_k j_k}(r) \quad (3.15)$$

$$\text{avec} \quad V_{\ell_i j_i}(r) = V_o(r) + V_{\vec{l} \cdot \vec{s}}(r)$$

Notons que l'on retrouve les équations de la méthode SE lorsque le terme de droite est nul (voir équation 1.17b). En raison de la présence de ce terme "source", les facteurs de forme sont couplés entre eux. Ils sont normalisés de sorte que:

$$\sum_i \left( \int u_{\ell_i j_i}^2(r) r^2 dr \right)^2 = 1 \quad (3.16)$$

et la force des différentes configurations est alors obtenue par le carré des amplitudes  $\alpha_i$ , avec:

$$\alpha_i = \int u_{\ell_i j_i}^2(r) r^2 dr \quad (3.17)$$

Pour mener à bien ce calcul il faut faire une hypothèse sur l'hamiltonien  $H_{\text{int}}$ . Les observations faites au paragraphe III.5.1 quant à la nature collective du  $^{10}\text{Be}$  nous ont conduit à choisir le terme  $H_{\text{int}}$  dans le cadre du modèle de couplage particule-vibration [Bohr75][Vand96]. Ainsi, au premier ordre l'hamiltonien  $H_{\text{int}}$  s'écrit:

$$H_{\text{int}} = R \frac{dV}{dR} \sum_{LM} \frac{i^{-L} \beta_L}{\sqrt{2L+1}} \left( C_{LM}^+ + (-1)^{L+M} C_{L-M} \right) Y_{LM}^*(\theta, \phi) \quad (3.18)$$

Dans cette équation,  $dV/dR$  représente la déformation de la partie centrale du potentiel,  $C_{LM}^+$  et  $C_{LM}$  sont respectivement les opérateurs de création et d'annihilation de phonons et  $\beta_L$  le paramètre de déformation.

### III.5.2.2 Résolution des équations couplées

Pour mener à bien le calcul des facteurs de forme dans le cadre que nous venons de fixer, nous avons utilisé le code CCVIB [Vand98]. Ce programme effectue le calcul en deux étapes. D'abord, il développe la fonction d'onde radiale sur une base de  $N$  fonctions Sturmienne  $S_{nlji}(r)$  [Bang85]:

$$R_{lji}(r) = \sum_n C_{nlji} S_{nlji}(r) \quad (3.19)$$

où les fonctions  $S_{nlji}(r)$  sont solutions des équations:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} + \alpha_{nlji} V(r) + E_i - E \right\} S_{nlji}(r) = 0 \quad n = 0, 1, \dots \quad (3.20)$$

Les profondeurs  $\alpha_{nlji}$  sont ajustées pour assurer un bon comportement asymptotique aux fonctions  $S_{nlji}(r)$  et donc à la fonction d'onde radiale. Les coefficients du développement sont alors déterminés par diagonalisation matricielle. Les solutions obtenues par cette méthode approchée ne sont pas tout à fait exactes mais fournissent une valeur pour la profondeur de puits  $V_0$  qui constitue un excellent point de départ pour la deuxième étape, c'est-à-dire la résolution des équations couplées proprement dites.

## III.5.3 Calcul de la structure des états liés du $^{11}\text{Be}$

### III.5.3.1 Espace des configurations

Nous nous sommes intéressés simultanément à la structure de l'état fondamental ( $J^\pi = 1/2^+$ ) et du premier état excité ( $J^\pi = 1/2^-$ ) du  $^{11}\text{Be}$ . Pour cela, nous avons tronqué l'espace des configurations du  $^{10}\text{Be}$  aux états de plus basse énergie,  $0^+$  et  $2^+$ , que nous avons couplés aux orbitales neutron  $1p_{3/2}$ ,  $1p_{1/2}$ ,  $2s_{1/2}$  ou  $1d_{5/2}$ . Ainsi, les fonctions d'onde de ces états s'exprimeront, avec les mêmes notations que dans l'expression 3.14, sous la forme:

$$\begin{aligned} |1/2^+ \rangle &= u_{s1/2}(r) [\chi_{s1/2} \Phi_{\lambda=0}] + u_{d5/2}(r) [\chi_{d5/2} \Phi_{\lambda=2}] \\ |1/2^- \rangle &= u_{p1/2}(r) [\chi_{p1/2} \Phi_{\lambda=0}] + u_{p3/2}(r) [\chi_{p3/2} \Phi_{\lambda=2}] \end{aligned} \quad (3.21)$$

Les équations couplées 3.15 peuvent alors être schématisées de la manière suivante:

$$\begin{aligned} 1/2^+_{gs} \quad & \begin{cases} [T_{s1/2} + (V+V_{ls}) - (E_{1/2^+} - E_0)] R_{s1/2}(r) = V_{12} R_{d5/2}(r) \\ [T_{d5/2} + (V+V_{ls}) - (E_{1/2^+} - E_2)] R_{d5/2}(r) = V_{21} R_{s1/2}(r) \end{cases} \\ 1/2^- \quad & \begin{cases} [T_{p1/2} + (V+V_{ls}) - (E_{1/2^-} - E_0)] R_{p1/2}(r) = V_{34} R_{p3/2}(r) \\ [T_{d5/2} + (V+V_{ls}) - (E_{1/2^-} - E_2)] R_{p3/2}(r) = V_{43} R_{p1/2}(r) \end{cases} \end{aligned} \quad (3.22)$$

où les coefficients  $V_{ij}$  représentent les termes de couplages.

### III.5.3.2 Paramètres du calcul

Pour représenter le potentiel  $V_{ij}(r)$  de l'équation 3.15 nous avons utilisé un puits de Woods-Saxon pour la partie centrale et sa dérivée pour la partie de spin-orbite. Comme lors de l'analyse standard, nous avons considéré deux géométries différentes:  $r_0=1.25$  fm,  $a_0=0.65$  fm (VIB1) et  $r_0=1.15$  fm,  $a_0=0.57$  fm (VIB2). Les calculs ont été effectués en considérant les conditions suivantes. (A): la valeur du paramètre de déformation  $\beta_2$  du  $^{10}\text{Be}$  est fixée par le produit  $\beta_2 R = 1.84$  fm issu de l'analyse des données  $^{10}\text{Be}(p,p')$  et le facteur  $\lambda$  du potentiel de spin-orbite<sup>13</sup> est considéré comme paramètre libre. (B):  $\beta_2$  est à son tour paramètre libre et  $\lambda$  est fixé à 25, sa valeur standard. Pour chaque condition nous avons recherché la valeur du paramètre libre de manière à reproduire simultanément avec une même profondeur de puits les énergies de séparation expérimentales<sup>14</sup>.

### III.5.3.3 Résultats: facteurs spectroscopiques théoriques

Pour remplir la condition (A) il est nécessaire d'utiliser une force du potentiel spin-orbite près de deux fois supérieure à sa valeur standard. Notons qu'un comportement similaire a été observé par Nunes et al. [Nune96] dans un modèle que nous présenterons au paragraphe III.5.5.3. La condition (B) conduit à un  $\beta_2$  de l'ordre de 0.9, ce qui se rapproche du 1.13 obtenu par mesure du temps de vie. Les facteurs spectroscopiques, calculés selon la prescription de la référence [Aust77], c'est-à-dire en projetant les facteurs de forme de ce modèle sur ceux provenant d'un modèle à particules indépendantes, sont très proches des poids des configurations ( $\alpha$ ) issus de notre modèle. L'ensemble de ces résultats est regroupé sur le tableau 3.6 pour l'état  $1/2^+$  et sur le tableau 3.7 pour le  $1/2^-$ .

|        | $^{11}\text{Be}_{gs}(1/2^+)$ |      |       |          |           | $[0^+ \otimes 2s_{1/2}]$ |          | $[2^+ \otimes 1d_{5/2}]$ |          |
|--------|------------------------------|------|-------|----------|-----------|--------------------------|----------|--------------------------|----------|
|        | $r_0$                        | $a$  | $V_o$ | $V_{so}$ | $\beta_2$ | $\alpha^2(0^+)$          | $S(0^+)$ | $\alpha^2(2^+)$          | $S(2^+)$ |
| A-VIB1 | 1.25                         | 0.65 | 51.5  | 15.0     | 0.68      | 0.839                    | 0.830    | 0.161                    | 0.156    |
| A-VIB2 | 1.15                         | 0.57 | 60.4  | 13.3     | 0.74      | 0.838                    | 0.827    | 0.162                    | 0.157    |
| B-VIB1 | 1.25                         | 0.65 | 51.0  | 6.9      | 0.92      | 0.896                    | 0.886    | 0.104                    | 0.095    |
| B-VIB2 | 1.15                         | 0.57 | 60.0  | 8.3      | 0.90      | 0.878                    | 0.867    | 0.122                    | 0.113    |

Tableau 3.6: résultats des calculs CCVIB pour la structure de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ . La force des configurations est obtenue en utilisant l'expression 3.17 et les facteurs spectroscopiques la prescription de la référence [Aust77].

On constate que dans tous les cas le modèle prévoit une forte composante  $[0^+ \otimes 2s_{1/2}]$  pour l'état  $1/2^+$ , comprise entre 0.84 et 0.90 selon les conditions du calcul et que par conséquent le taux d'excitation du cœur, c'est-à-dire le poids de la composante  $[2^+ \otimes 1d_{5/2}]$ , varie entre 10 et 16%.

<sup>13</sup> Pour  $\lambda$ , voir paragraphe I.1.4.

<sup>14</sup> 504 keV pour l'état fondamental et 180 keV pour le premier état excité

|        | $^{11}\text{Be}(1/2^-)$ |      |       |          |           | $[0^+ \otimes 1p_{1/2}]$ |          | $[2^+ \otimes 1p_{3/2}]$ |          |
|--------|-------------------------|------|-------|----------|-----------|--------------------------|----------|--------------------------|----------|
|        | $r_o$                   | A    | $V_o$ | $V_{so}$ | $\beta_2$ | $\alpha^2(0^+)$          | $S(0^+)$ | $\alpha^2(2^+)$          | $S(2^+)$ |
| A-VIB1 | 1.25                    | 0.65 | 51.5  | 15.0     | 0.68      | 0.844                    | 0.842    | 0.156                    | 0.149    |
| A-VIB2 | 1.15                    | 0.57 | 60.4  | 13.3     | 0.74      | 0.812                    | 0.810    | 0.188                    | 0.179    |
| B-VIB1 | 1.25                    | 0.65 | 51.0  | 6.9      | 0.92      | 0.620                    | 0.615    | 0.380                    | 0.371    |
| B-VIB2 | 1.15                    | 0.57 | 60.0  | 8.3      | 0.90      | 0.676                    | 0.671    | 0.324                    | 0.314    |

Tableau 3.7: résultats des calculs CCVIB pour la structure du premier état excité ( $E_x=320\text{keV}$ ,  $J^\pi=1/2^-$ ) du  $^{11}\text{Be}$ . La force des configurations est obtenue en utilisant l'expression 3.17 et les facteurs spectroscopiques la prescription de la référence [Aust77].

Pour l'état  $1/2^-$ , les résultats dépendent fortement de la méthode utilisée, puisque par exemple avec la géométrie "VIB1" les configurations  $[0^+ \otimes 1p_{1/2}]$  et  $[2^+ \otimes 1p_{3/2}]$  prennent respectivement les valeurs 0.84 et 0.16 avec la méthode A alors qu'on obtient 0.62 et 0.38 avec la méthode B. L'ensemble de ces résultats dépend peu de la géométrie utilisée.

#### III.5.3.4 Résultats: facteurs de forme

Les facteurs de forme calculés dans ce modèle sont normalisés à l'unité afin d'être comparés à ceux obtenus par la méthode de "l'énergie de séparation". Les courbes, présentées sur la figure 3.21, nous montrent un important effet des équations couplées sur l'amplitude de la partie asymptotique pour les facteurs de forme liés aux transitions  $1/2^+ \rightarrow 2^+$  et  $1/2^- \rightarrow 2^+$ . L'effet sur les transitions  $1/2^+ \rightarrow 0^+$  et  $1/2^- \rightarrow 0^+$ , très faible, n'est pas visible sur cette figure.

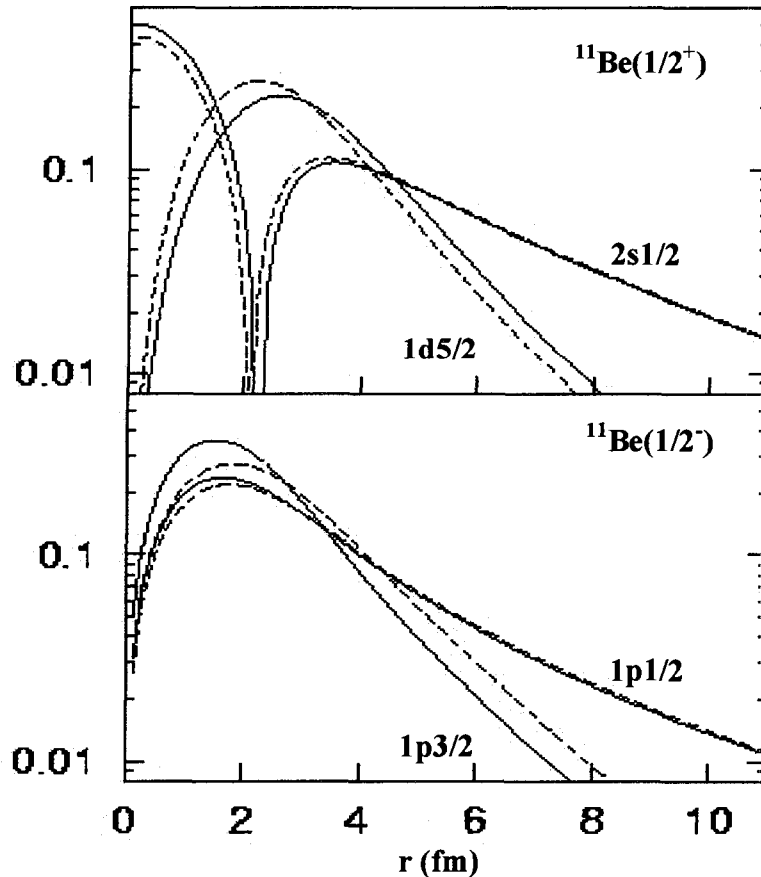


Figure 3.21: facteurs de forme normalisés à l'unité, obtenus avec la méthode CCVIB (lignes pleines) et avec la méthode SE (tirets)

Il est intéressant de noter la spécificité des résultats obtenus en résolvant des équations couplées lors du calcul des facteurs de forme. Considérons pour cela l'état  $\frac{1}{2}^+$ . Il est possible de simuler les effets liés aux couplages en utilisant la méthode de l'énergie de séparation, à condition d'augmenter le paramètre  $r_0$  du rayon du puits de Woods-Saxon pour chaque facteur de forme: cette augmentation simule la présence d'un terme de surface dans le potentiel. Si la variation nécessaire pour reproduire le facteur de forme CCVIB de la transition  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+$  est de quelques %, elle est de l'ordre de 30% pour celui de la transition  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$ , puisqu'il faut par exemple 1.60 fm au lieu de 1.25 dans le cas de la géométrie 1. Le procédé n'est pas utilisable car il est impossible de prédire à l'avance le "bon" rayon à utiliser.

### III.5.4 Application à l'étude de la réaction $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$

Réexaminons la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  à la lumière des résultats de notre modèle de couplage particule-vibration. Nous effectuerons d'abord des calculs directs, en restant dans le cadre de la DWBA, puis nous nous placerons dans celui de la CRC pour examiner les effets liés aux processus à plusieurs étapes.

#### III.5.4.1 Calculs DWBA avec les facteurs de forme CCVIB

Dans un premier temps, comme le suggère N. Austern dans l'introduction de son article "Stripping form factor revisited" [Aust77], nous avons considéré les nouveaux facteurs de forme comme des fonctions plus réalistes que celles obtenues par la méthode standard: normalisés à l'unité et injectés dans un calcul DWBA, ils nous ont permis d'extraire de nouveaux facteurs spectroscopiques. Les différences observées avec les résultats de la méthode standard sont le reflet des différences entre les facteurs de forme, illustrées sur la partie supérieure de la figure 3.21, et se traduisent par une modification de l'amplitude des sections efficaces différentielles associées à la transition  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$ . Ainsi, la forme des sections efficaces différentielles reste inchangée, les facteurs spectroscopiques liés à la transition  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+$  sont également peu modifiés, de l'ordre de 4%, alors que ceux associés à la transition  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$  se voient diminuer de près d'un facteur 2.

L'importance de cette modification constitue une sévère remise en cause des facteurs spectroscopiques associés à la transition  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$  tels que nous les avons extraits lors de l'analyse DWBA standard.

Pour comparer de manière plus directe les résultats du modèle CCVIB aux points expérimentaux, nous avons utilisé les facteurs de forme de ce modèle et leurs amplitudes associées dans un calcul DWBA. Une différence essentielle avec la procédure précédente est que l'on n'extraie pas ici de facteurs spectroscopiques, puisque les distributions angulaires calculées ne sont pas normalisées aux points expérimentaux.

Pour la transition  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+$ , les résultats dépendent fortement de la combinaison de potentiels optiques utilisée mais varient peu en fonction de la méthode (A ou B) ou de la géométrie (1 ou 2) employée pour générer les facteurs de forme. Quelques combinaisons, en particulier  $P_3D_1$  et  $P_3D_3$ , conduisent à une bonne description des points expérimentaux. Les autres surestiment les distributions angulaires par rapport à ces points.

Pour la transition  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$ , les résultats dépendent à la fois des potentiels optiques et de la méthode utilisée pour générer les facteurs de forme. Les calculs effectués avec les combinaisons de potentiels  $P_1D_3$ ,  $P_2D_3$  et  $P_3D_3$ , semblent se détacher des autres, avec près d'un facteur deux aux petits angles, et sont en meilleur accord avec l'expérience (voir figure 3.22 pour les résultats obtenus avec  $P_2D_3$  et  $P_3D_3$ ). Notons que les résultats obtenus avec les

autres ensembles de potentiels sous-estiment largement, d'un facteur variant entre 2 et 5, les sections efficaces différentielles expérimentales.

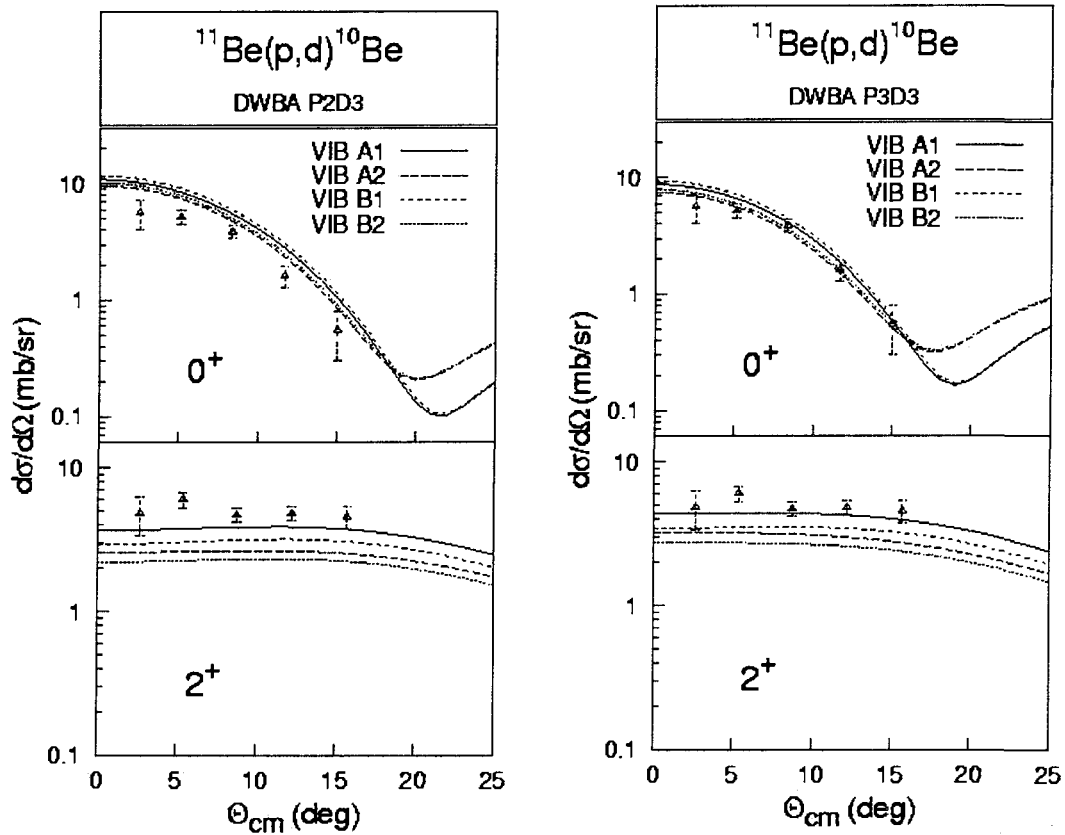


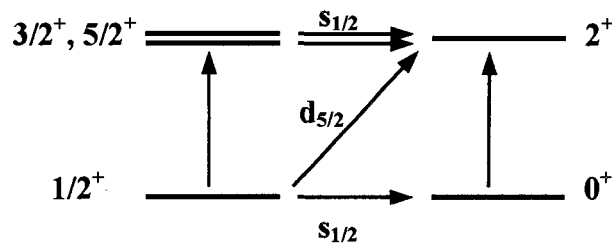
Figure 3.22: sections efficaces différentielles obtenues avec les potentiels optiques  $P_2D_3$  (gauche) et  $P_3D_3$  (droite). Les facteurs de forme ont été obtenus par les quatre méthodes citées ci-dessus.

Globalement, notons que le meilleur accord est obtenu avec la combinaison de potentiels  $P_3D_3$  et les facteurs de forme VIB A1. Les facteurs spectroscopiques sont alors de 0.84 pour la transition vers le  $0^+$  et de 0.16 pour celle vers le  $2^+$ .

#### III.5.4.2 Analyse dans le cadre de la CRC

Nous avons vu au paragraphe III.5.1 que la grande valeur du paramètre de déformation du  $^{10}\text{Be}$  conduit à de fortes sections efficaces de diffusion inélastique. Dans ce contexte, il nous a paru nécessaire d'étudier l'influence des processus de diffusion inélastique sur les sections efficaces différentielles de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ . Pour cela nous nous sommes placés dans le cadre de la CRC, formalisme décrit au chapitre I. Nous avons utilisé le code CCZR [Vand85] qui résout les équations couplées (équation 1.30) dans l'approximation de portée nulle.

Les calculs que nous avons effectués sont schématisés de la manière suivante:



Dans ce schéma de couplage, nous désignons par  $1/2^+$  la voie  $\{^{11}\text{Be}+p\}$ , où le  $^{11}\text{Be}$  se trouve dans son état fondamental. De la même manière, nous appelons  $3/2^+$  et  $5/2^+$  les voies  $\{^{11}\text{Be}+p\}$  pour lesquelles le  $^{11}\text{Be}$  se trouve respectivement dans les états  $3/2^+$  et  $5/2^+$ . Pour ces deux états nous faisons l'hypothèse qu'ils sont dominés par la configuration  $[2^+ \otimes s_{1/2}]$ . D'autre part,  $0^+$  et  $2^+$  désignent respectivement les voies  $\{^{10}\text{Be}+d\}$  avec le  $^{10}\text{Be}$  dans ses états  $0^+$  et  $2^+$ .

L'existence des états  $3/2^+$  et  $5/2^+$ , à une énergie d'excitation proche de celle de l'état  $2^+$  du  $^{10}\text{Be}$ , est prévue par la limite de couplage faible du modèle vibrationnel [Bohr75]. Sur le plan expérimental, deux états non liés du  $^{11}\text{Be}$ , dont le  $J^\pi$  peut être  $3/2^+$  ou  $5/2^+$ , se trouvent respectivement à 2.69 et 3.41 MeV d'énergie d'excitation [Ajze90], et semblent ainsi être de bons candidats. Il est intéressant de noter que cette région d'énergie, située autour de 3.5 MeV, est peuplée en diffusion inélastique  $^{11}\text{Be}(p,p')^{11}\text{Be}$  [Shri00]<sup>15</sup>.

Les couplages correspondant à la diffusion inélastique permettent de peupler les voies  $3/2^+$  et  $5/2^+$  à partir de la voie  $1/2^+$  ainsi que la voie  $2^+$  à partir de la voie  $0^+$ . Par ailleurs, aux chemins correspondant au transfert direct d'un neutron, considérés lors de l'analyse DWBA, on ajoute deux autres transferts correspondant aux transitions  $3/2^+ \rightarrow 2^+$  et  $5/2^+ \rightarrow 2^+$ .

Nous avons vu au chapitre I que pour résoudre les équations couplées associées à notre schéma de couplage il est nécessaire de préciser l'amplitude et le facteur de forme de chaque transition considérée. Pour les transitions  $1/2^+ \rightarrow 0^+$  et  $1/2^+ \rightarrow 2^+$  correspondant au transfert d'un neutron, nous avons utilisé les amplitudes spectroscopiques et les facteurs de forme obtenus avec le code CCVIB dans quatre conditions différentes (tableau 3.6). Ces mêmes résultats ont été utilisés, avec leurs phases appropriées, pour décrire les transitions  $3/2^+ \rightarrow 2^+$  et  $5/2^+ \rightarrow 2^+$ . En ce qui concerne la transition associée à la diffusion inélastique  $0^+ \rightarrow 2^+$ , son amplitude est donnée par la valeur du paramètre de déformation  $\beta_2$  du  $^{10}\text{Be}$ . Nous avons utilisé cette même amplitude pour décrire les transitions  $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$  et  $1/2^+ \rightarrow 5/2^+$ . Finalement, les facteurs de forme de diffusion inélastique ont été obtenus en dérivant les termes de volume et de surface des potentiels optiques utilisés pour décrire les voies en question.

Les calculs ont été effectués pour différentes combinaisons de potentiels optiques. Par construction, seule la section efficace différentielle associée au  $2^+$  peut être modifiée par rapport à la DWBA standard. Les résultats montrent que l'effet des couplages, qui dépend fortement du choix des potentiels optiques, tend globalement à rapprocher les courbes calculées des points expérimentaux. Le meilleur accord avec les données est obtenu avec la combinaison de potentiels  $P_3D_3$  pour laquelle l'effet des couplages est très faible.

Cependant, l'utilisation de potentiels adiabatiques pour la voie du deuton peut être remise en cause du fait qu'ils ne sont pas construits pour décrire la diffusion élastique et la diffusion inélastique. Pour pallier à cela, nous avons construit la combinaison  $P_3D_{31}$  où les potentiels  $P_3$  et  $D_3$  sont utilisés pour générer les ondes distordues des différentes voies et le potentiel  $D_1$  pour le facteur de forme de diffusion inélastique. Les résultats obtenus avec  $P_3D_3$  et  $P_3D_{31}$  sont illustrés sur la figure 3.23.

<sup>15</sup> L'expérience est actuellement en cours d'analyse.

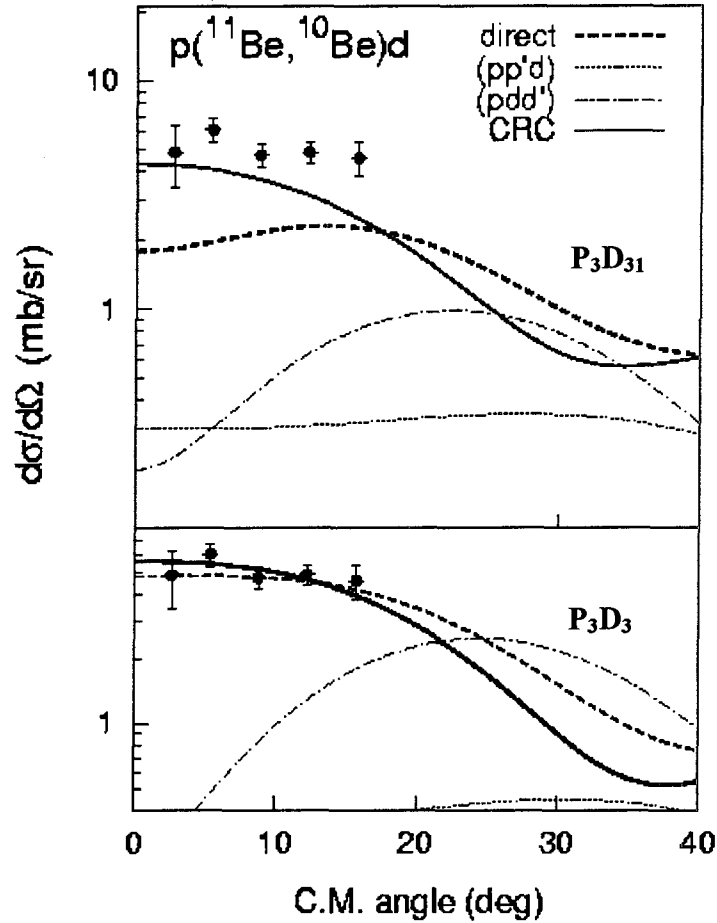
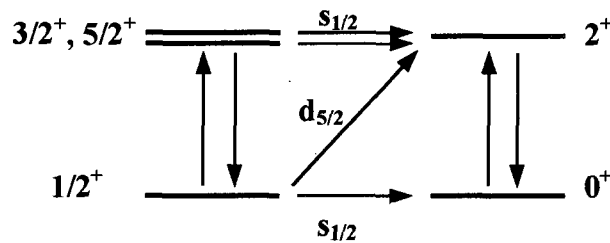


Figure 3.23: différentes contributions à la section efficace différentielle de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be}_2^+)d$  pour les combinaisons de potentiels  $P_3D_{31}$  (haut) et  $P_3D_3$  (bas).

La courbe obtenue à l'issue d'un calcul "direct" (sans couplages) avec la combinaison  $P_3D_{31}$  passe très en dessous des points expérimentaux. L'amélioration très nette obtenue lorsqu'on prend en compte ces couplages illustre leur importance.

Le schéma de couplage présenté ci-dessus ne prend pas en compte les possibilités de désexcitation des états  $2^+$ ,  $3/2^+$  et  $5/2^+$ . La raison de ce choix vient du fait que la valeur  $(\beta_2 R) = 1.84$  fm extraite de la référence [Auto70] et utilisée lors des calculs VIB-A1 et VIB-A2 a été obtenue avec cette hypothèse. Si on considère cette possibilité de désexcitation le schéma de couplages devient:



En toute rigueur, pour décrire la diffusion inélastique dans ce cadre il faudrait utiliser une valeur de  $(\beta_2 R)$  extraite des distributions angulaires de diffusion inélastique par une analyse qui prenne en compte la possibilité de désexcitation du niveau excité. Bien que nous ne disposions pas d'un tel résultat, nous avons voulu estimer l'effet de ces désexcitations sur les sections efficaces différentielles de notre réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ , et en particulier leur effet sur celle du  $0^+$  qui n'était pas modifiée par le schéma de couplage précédent. Pour cela nous avons effectué les calculs associés au schéma "avec possibilité de désexcitation" en gardant la valeur de 1.84 fm pour le paramètre  $\beta_2 R$ .

Les résultats obtenus avec les combinaisons de potentiels  $P_3D_3$  et  $P_3D_{31}$  sont montrés sur la figure 3.24. On constate que, bien que faible, l'effet sur la section efficace différentielle vers le  $0^+$  permet une excellente description des données expérimentales lorsqu'on utilise la combinaison  $P_3D_3$ . Cet effet s'avère être plus fort avec la combinaison  $P_3D_{31}$ , ce qui conduit à une sous-estimation de la distribution angulaire. Dans les deux cas, l'effet sur le  $2^+$  n'est pas visible sur la figure.

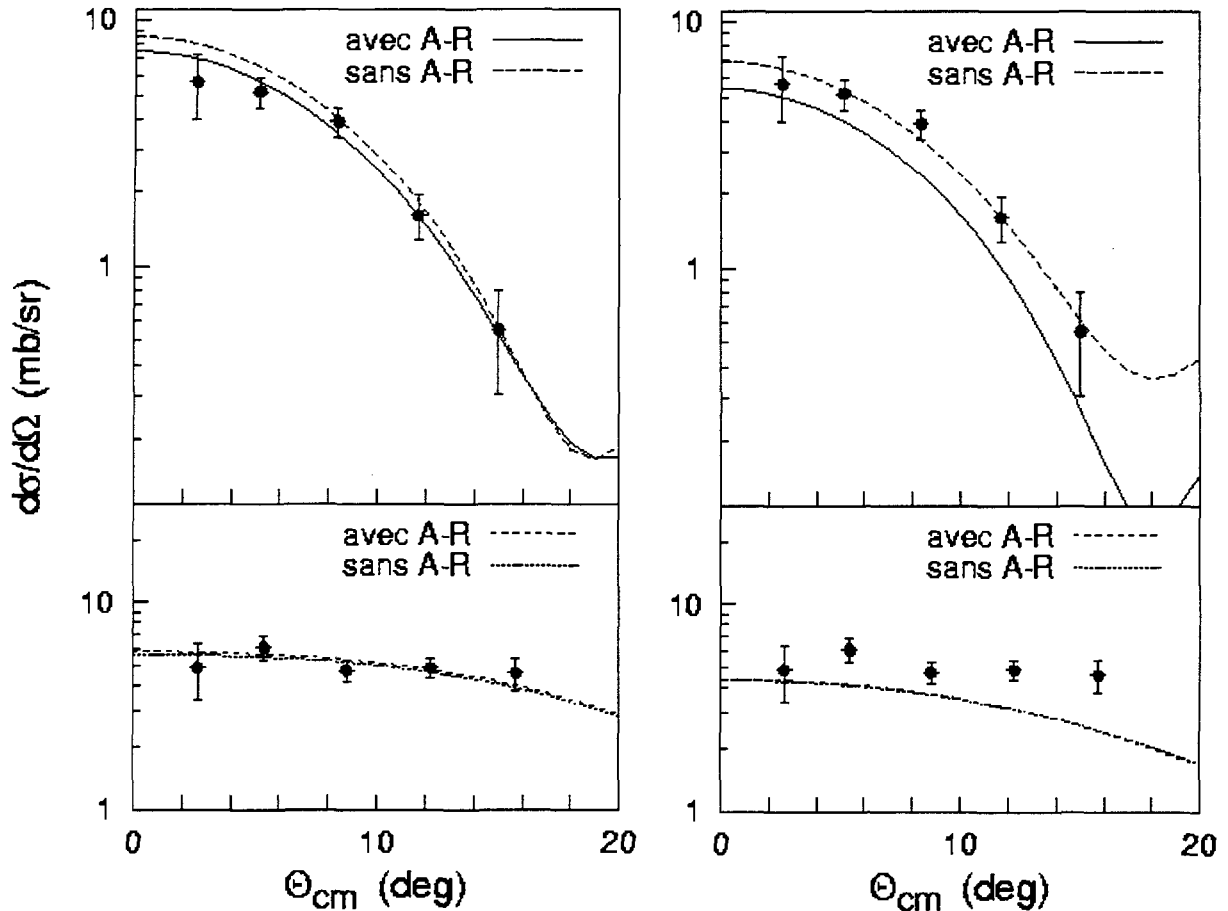


Figure 3.24: Effet des "aller-retour" dans le schéma de couplages. Résultats obtenus avec  $P_3D_3$  (gauche) et  $P_3D_{31}$  (droite)

## III.6 Comparaison expérience-théories

L'étude des corrélations entre les états du cœur et ceux du neutron de valence, dans le cadre d'un modèle de couplage particule-vibration, nous a conduit à remettre en cause la validité des facteurs de forme de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  obtenus par la méthode de l'énergie de séparation. En particulier, nous avons montré que la résolution d'équations couplées dans le cadre de ce modèle induit une forte variation de l'amplitude de la partie asymptotique du facteur de forme de la transition  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$ . Utilisé dans un calcul DWBA, un tel facteur de forme conduit à une section efficace presque deux fois supérieure à celle obtenue par la méthode standard, et donc, à l'extraction d'un facteur spectroscopique près de deux fois plus faible. La valeur minimale du taux d'excitation du cœur dans la fonction d'onde de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ , passe de 30% lorsqu'on utilise la méthode standard, à 20% lorsqu'on utilise des facteurs de forme obtenus par la méthode CCVIB.

Nous avons également comparé de manière plus directe les résultats de notre modèle de structure aux données expérimentales. Pour cela les calculs des sections efficaces différentielles ont été effectués en utilisant, pour les transitions  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+$  et  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$  les facteurs de forme et les facteurs spectroscopiques de notre modèle. Un très bon accord est obtenu avec la paramétrisation VIB-A1, qui prévoit des facteurs spectroscopiques de 0.84 et de 0.16 pour les transitions  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+$  et  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$  respectivement., en utilisant les potentiels optiques P3D3.

Dans le paragraphe suivant nous comparons ces résultats à ceux obtenus lors d'expériences utilisant d'autres réactions. Puis, nous les placerons dans leur contexte théorique.

### III.6.1 Autres résultats expérimentaux

D'autres moyens expérimentaux ont été mis en œuvre afin d'étudier la structure de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ . Voici un bref rappel de ces résultats :

- Notons d'abord l'étude de la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  [Zwie78] réalisée en 1978 en envoyant des deutons de 25 MeV sur une cible radioactive de  $^{10}\text{Be}$ . Le facteur spectroscopique associé à la transition  $0^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$ , peuplant l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ , a été extrait en analysant dans le cadre de la DWBA les résultats associés à cette transition. Une valeur de 0.77 a été obtenue en utilisant un facteur de forme standard (méthode SE), et des potentiels optiques issus des paramétrisations de Perey et Perey [Pere63] pour la voie d'entrée et de Becchetti et Greenlees [Becc69] pour la voie de sortie. Ce résultat est en bon accord avec celui de D. L. Auton et al. [Auto70], obtenu quelques années auparavant lors de l'étude de la même réaction.
- La mesure de la section efficace totale de réaction du  $^{11}\text{Be}$  [Tani85], qui fut l'une des premières indications de l'existence du phénomène de halo, a pu être interprétée en termes de rayon moyen de cet halo. Il a été [Tost00] montré que pour comprendre les résultats expérimentaux il était nécessaire de considérer, dans la fonction d'onde de l'état fondamental, une fraction d'onde  $s$  de l'ordre de 0.8 ou 0.9. L'existence d'un taux d'excitation du cœur important apparaît ici comme incompatible avec la section efficace mesurée.

- Suzuki et al. [Suzu95] ont mis en évidence la sensibilité du moment magnétique de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  au poids de la composante de cœur excité dans la fonction d'onde de cet état. La valeur de ce moment magnétique,  $-1.6816(8)\mu_N$ , très récemment mesurée sur ISOLDE [Geit99], semble indiquer que le neutron de valence dans la fonction d'onde de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  se trouve dans un état  $2s_{1/2}$  relativement pur.
- Très récemment, T. Aumann et al. ont réalisé à MSU l'étude des réactions de knock-out en utilisant un faisceau de  $^{11}\text{Be}$  [Auma00]. Ils ont montré que les sections efficaces mesurées pour les transitions vers les états liés du  $^{10}\text{Be}$ , étaient en bon accord avec le produit des sections efficaces réduites, calculées dans le cadre d'un modèle eikonal, avec les facteurs spectroscopiques obtenus par Brown et Warburton dans le cadre de leur calcul de modèle en couches [Brow98a]. Ils concluent ainsi à la présence d'une composante  $2s_{1/2}$  dominante, et donc à un faible taux d'excitation du cœur, dans la fonction d'onde de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ .
- Signalons pour terminer que les réactions de cassure constituent un outil important pour l'étude de la structure des noyaux à halo. L'analyse, par A. Bonaccorso et F. Carstoiu [Bona00], des données obtenues lors de réactions de cassure du  $^{11}\text{Be}$  sur des cibles de  $^9\text{Be}$  et  $^{28}\text{Si}$  a permis de montrer qu'une bonne compréhension de ces données pouvait être obtenue en considérant les facteurs spectroscopiques obtenus par Brown et Warburton dans le cadre de leur calcul de modèle en couches [Brow98a].

L'ensemble de ces résultats renforce de manière cohérente les conclusions de notre travail quant à la prépondérance de l'état  $(2s_{1/2})^v$  dans la fonction d'onde de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ .

### III.6.2 Comparaison aux modèles

Nos résultats sont comparés sur la figure 3.25 aux prédictions des calculs cités sur le tableau 3.1. On voit que la limite inférieure du taux d'excitation du cœur  $R_{CE}$  (hachuré) est en bon accord avec les prédictions des calculs de Brown, effectués dans le cadre du modèle en couches sur une base étendue *psd*. On peut noter qu'elle est également en assez bon accord avec les prédictions de 3 calculs basés sur des couplages cœur-neutron: celui de F. M. Nunes et al., basé sur un couplage rotationnel, celui de N. Vinh-Mau, basé sur un couplage vibrationnel, et le notre, présenté au paragraphe III.5, que nous avons également effectué dans le cadre d'un modèle de couplage vibrationnel.

Nous comparons ci-dessous notre calcul à celui de N. Vinh Mau ainsi qu'à celui de F. M. Nunes et al.

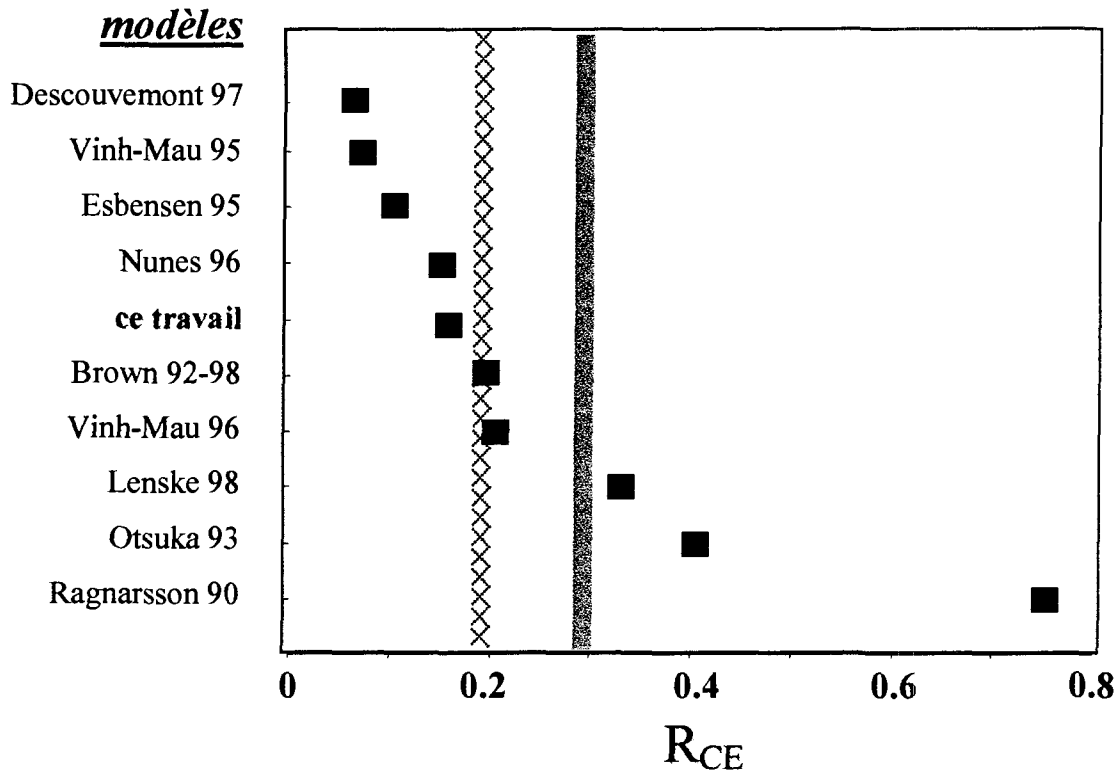


Figure 3.25: taux d'excitation du cœur  $R_{CE}$  dans l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  : comparaison des prédictions théoriques aux valeurs minimales déduites d'une analyse DWBA standard (bande pleine) et d'une analyse DWBA utilisant les facteurs de forme CCVIB (bande hachurée).

### III.6.2.1 Le modèle vibrationnel de N. Vinh Mau

Dans un article de 1995 [Vinh95], N. Vinh Mau a mis en évidence le rôle joué par les corrélations particule-vibration sur la structure du  $^{11}\text{Be}$ . Dans ce calcul perturbatif au premier ordre, le potentiel moyen Hartree-Fock (HF) est simulé par un puits de Woods-Saxon, avec un terme de spin-orbite, dont la profondeur et la géométrie sont fixées (et non ajustées). Le terme perturbatif, qui est la correction à ce potentiel moyen induite par les corrélations entre les états HF et les états collectifs à un phonon du cœur, est calculé à l'aide du modèle collectif de Bohr et Mottelson [Bohr75]. L'amplitude de ce terme correctif est donnée par la valeur expérimentale du paramètre de déformation du cœur de  $^{10}\text{Be}$ .

Les résultats de ce calcul montrent une modification de l'ordre des couches  $1p_{1/2}$  et  $2s_{1/2}$  par rapport à la situation non perturbée, mettant ainsi en évidence le fait que l'inversion de parité dans le  $^{11}\text{Be}$  peut être expliquée par l'existence de fortes corrélations entre les états HF et les états collectifs du cœur. L'auteur calcule également, avec les mêmes hypothèses, l'amplitude spectroscopique de la composante  $[2^+ \otimes 1d_{5/2}]$  de l'état fondamental, dont la valeur correspond à près de 7% de la fonction d'onde.

Ce calcul est volontairement qualitatif. Depuis, une autre approche a été proposée par N. Vinh Mau, basée sur la méthode décrite dans un article sur le  $^{11}\text{Li}$  [Vinh96]. Le potentiel moyen est ici encore représenté par un puits de Woods-Saxon et les couplages particule-vibration sont simulés par un terme de surface. L'approche, plus phénoménologique, consiste à ajuster l'amplitude du terme correctif de surface, indépendamment pour chaque orbitale, de manière à reproduire la valeur expérimentale de l'énergie de séparation. On la désignera comme l'auteur par le label PVC, pour *particle-vibration coupling*. Afin de comparer les facteurs de forme PVC des transitions  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+$  et  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$  à ceux du modèle CCVIB, nous avons calculé ces derniers avec la géométrie (#3) adoptée par N. Vinh Mau ( $r_0=1.27$  fm,  $a_0=0.75$  fm) et les avons normalisés à l'unité. Les résultats sont présentés sur la figure 3.26 (gauche). On compare également (droite) les résultats PVC à ceux obtenus par la méthode SE avec la même géométrie (SE3):

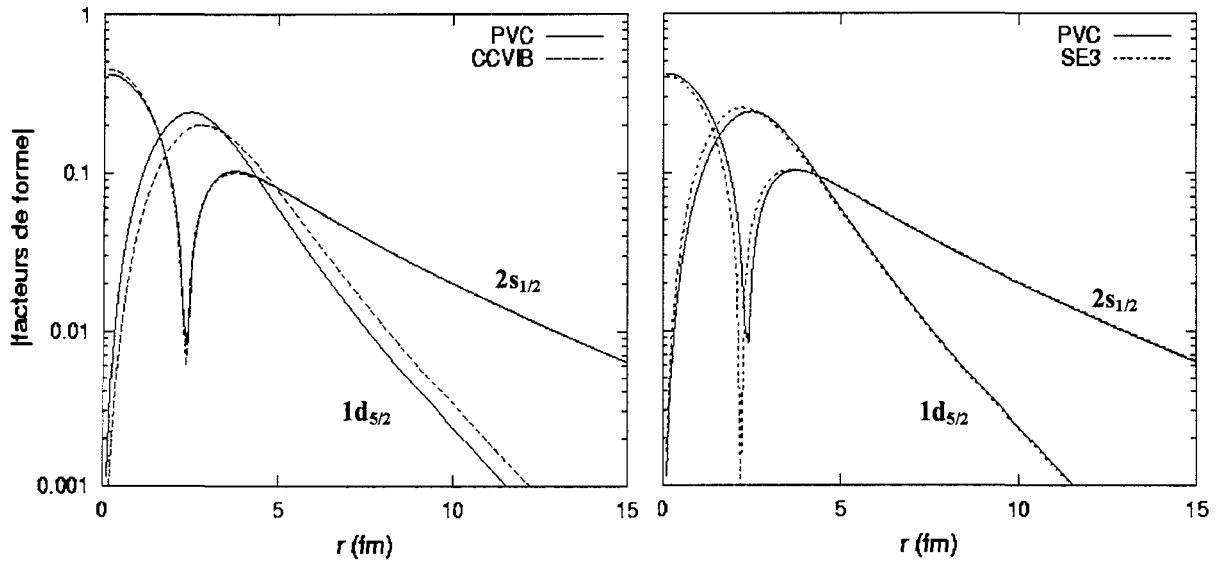


Figure 3.26: comparaison des facteurs de forme associés aux méthodes PVC-CCVIB (gauche) et PVC-SE (droite). La géométrie utilisée est celle de la référence [Vinh96]. Les fonctions sont normalisés à l'unité.

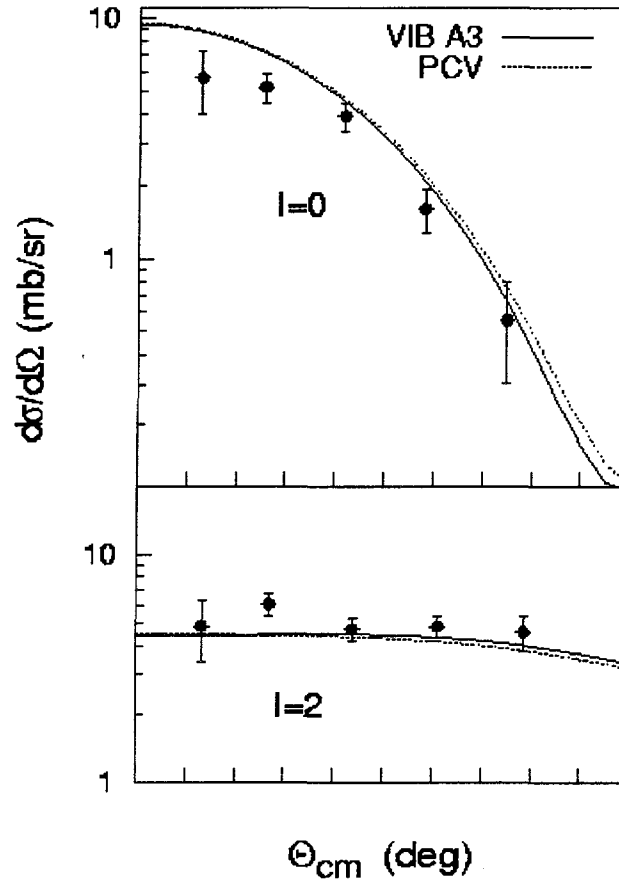
Il n'y a pas de différence notable entre les facteurs de forme de la transition  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+$  obtenus par les trois méthodes. De même, les facteurs de forme PVC et SE3 de la transition  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$  sont pratiquement confondus dans la partie asymptotique, alors que celui obtenu en résolvant des équations couplées (CCVIB) se trouve décalé vers l'extérieur du noyau. Les calculs CCVIB et PVC étant basés sur la même hypothèse physique (couplage vibrationnel), ce décalage ne peut provenir que de la résolution des équations couplées. Du fait de cette différence, on s'attend à ce que les sections efficaces différentielles de la transition  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$  calculées avec le facteur de forme CCVIB soient plus grandes que celles calculées avec les facteurs de forme PVC.

Le point sur les facteurs spectroscopiques est fait dans le tableau 3.8. La colonne SE3 correspond à ceux extraits par la méthode standard, c'est-à-dire en normalisant aux données les sections efficaces réduites calculées avec les facteurs de forme SE3. Les colonnes  $S_{th}$  contiennent les facteurs spectroscopiques théoriques des modèles PVC et CCVIB. Par ailleurs, en injectant les facteurs de forme de chaque modèle (normalisés à l'unité) dans des calculs DWBA, on peut extraire des facteurs spectroscopiques expérimentaux. Ils sont regroupés dans les colonnes  $S_{exp}$  associées à chaque modèle.

| $^{11}\text{Be}_{1/2^+}$ | SE3              | PVC             |                  | CCVIB           |                  |
|--------------------------|------------------|-----------------|------------------|-----------------|------------------|
|                          | $S_{\text{exp}}$ | $S_{\text{th}}$ | $S_{\text{exp}}$ | $S_{\text{th}}$ | $S_{\text{exp}}$ |
| $[0^+ \otimes 2s_{1/2}]$ | 0.67             | 0.80            | 0.64             | 0.88            | 0.65             |
| $[2^+ \otimes 1d_{5/2}]$ | 0.24             | 0.20            | 0.23             | 0.12            | 0.13             |
| $R_{\text{CE}}$          | 0.26             | 0.20            | 0.26             | 0.12            | 0.17             |

**Tableau 3.8:** facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques obtenus avec la même géométrie ( $r_0=1.27$  fm,  $a_0=0.75$  fm) dans le cadre des approches SE, PVC et CCVIB.

Les deux modèles prédisent de manière cohérente une forte composante  $[0^+ \otimes 2s_{1/2}]$ , puisque les facteurs spectroscopiques théoriques sont de 0.80 et 0.88. La différence observée au niveau des facteurs spectroscopiques associés à la composante  $[2^+ \otimes 1d_{5/2}]$ , 0.12 pour notre modèle et 0.20 pour le modèle PVC, aura pour effet de compenser, dans le calcul de la section efficace différentielle, l'effet provenant de la différence d'amplitude de la partie asymptotique des facteurs de forme de la transition  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$  (voir ci-dessus). Ainsi, la figure 3.27 met en évidence le fait que les deux modèles permettent une bonne description des distributions angulaires expérimentales (calcul DWBA avec les potentiels  $P_3D_3$ ), alors même qu'ils prédisent pour la transition  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$  des facteurs spectroscopiques et des facteurs de forme différents.



**Figure 3.27:** sections efficaces obtenues avec les potentiels  $P_3D_3$  en utilisant les facteurs de forme et les facteurs spectroscopiques du modèle de N. Vinh Mau (PVC) et du modèle CCVIB (VIB A3). A noter que les courbes ne sont pas normalisées aux données.

### III.6.2.2 Le modèle de F.M. Nunes et al.

Ce modèle [Nune96a] est basé sur l'hypothèse que le  $^{10}\text{Be}$  possède une structure rotationnelle. Les corrélations entre les états de neutrons et les états du cœur sont donc décrits au moyen d'un couplage rotationnel, pris en compte par une déformation d'un puits de Woods-Saxon dont l'amplitude est donnée par  $\beta_2$ , le paramètre de déformation du cœur. La fonction d'onde est développée en termes de couplage cœur-neutron et les équations couplées ont la même structure que celles du paragraphe III.5.2. Elles sont résolues de manière approchée en développant la fonction d'onde du neutron de valence sur une base de fonctions Sturmienne.

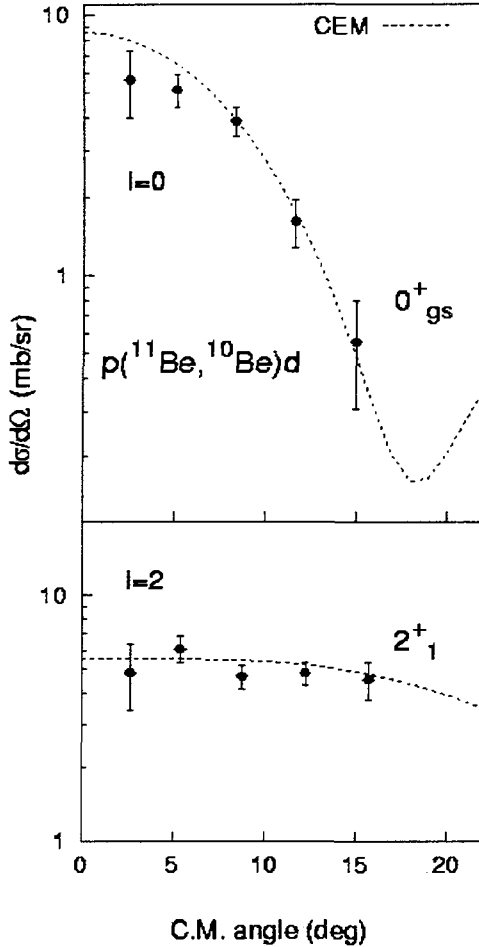


Figure 3.28: sections efficaces obtenues en utilisant les facteurs de forme de Nunes et al.

associés aux transitions  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+$  et  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$  étant également très proches de ceux de notre modèle, nous obtenons ici aussi une bonne description des sections efficaces différentielles de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  (voir figure 3.28).

Le calcul est effectué simultanément pour les deux états liés du  $^{11}\text{Be}$ . Seuls les états  $0^+$  et  $2^+$  ( $E_x=3.37$  MeV) du cœur de  $^{10}\text{Be}$  sont pris en compte et une valeur de 0.67 est utilisée pour son paramètre de déformation  $\beta_2$ . En supposant que le potentiel d'interaction est le même pour tous les états du cœur, la profondeur du puits de Woods-Saxon et la force du terme de spin-orbite sont ajustées de manière à reproduire les énergies de séparation expérimentales des deux états liés du  $^{11}\text{Be}$ . Comme pour la méthode VIB-A présentée au paragraphe III.5.3.3, la profondeur du potentiel de spin-orbite est ici près de deux fois supérieure à sa valeur standard. Le modèle prédit que l'état fondamental  $\frac{1}{2}^+$  du  $^{11}\text{Be}$  contient 78% de  $[0^+ \otimes 2s_{1/2}]$  et 20% de  $[2^+ \otimes 1d_{5/2}]$ , et que le premier état excité  $\frac{1}{2}^+$  est dominé à 87% par la composante  $[0^+ \otimes 1p_{1/2}]$ . Des résultats plus récents, basés sur une approche similaire, utilisent les potentiels décrits dans la référence [Nune96b] et prévoient pour les composantes de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  des facteurs spectroscopiques très proches de ceux que nous avons obtenus dans le cadre de notre calcul (voir paragraphe III.5): 0.85 pour la composante  $[0^+ \otimes 2s_{1/2}]$  et 0.13 pour la composante  $[2^+ \otimes 1d_{5/2}]$ . Les facteurs de forme

## IV ETUDE DU $^{10}\text{Li}$ PAR LA REACTION $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})$ et résultats de $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$

Le chapitre précédent était consacré à la présentation des résultats obtenus dans l'étude de la réaction de transfert d'un neutron  $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$  en cinématique inverse. Ce chapitre décrit la seconde expérience de transfert effectuée avec un faisceau secondaire de  $^{11}\text{Be}$ , utilisant ici une cible de deutérium. Le but de cette expérience était l'étude de la structure du  $^{10}\text{Li}$ , dont nous rappelons l'enjeu dans le paragraphe IV.1, tout en justifiant le choix de la réaction de transfert d'un proton utilisée:  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ . Cette expérience offrait également «en prime» la possibilité de mesurer les sections efficaces d'excitation des différents états du  $^{10}\text{Be}$  par la réaction de transfert d'un neutron ( $d,t$ ) et d'en déduire les facteurs spectroscopiques, complétant utilement les résultats obtenus dans la réaction ( $p,d$ ).

Le dispositif expérimental est basé sur l'utilisation du détecteur MUST, dédié à l'étude des réactions directes en cinématique inverse. Après avoir décrit en détail ce détecteur (paragraphe IV.2), nous présentons l'expérience et les méthodes utilisées pour extraire les données (paragraphe IV.3). L'observation des états liés de  $^{10}\text{Be}$  excités par la réaction  $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$  nous a permis de valider la reconstruction du spectre en énergie du  $^{10}\text{Li}$  déduite des résultats de l'expérience  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ . Le paragraphe IV.4 présente l'analyse DWBA des distributions angulaires mesurées dans ces deux réactions et compare les résultats de la réaction ( $d,t$ ) à ceux obtenus dans la réaction ( $p,d$ ), présentée au chapitre III. Les conclusions tirées de cette expérience sur la structure de  $^{10}\text{Li}$  seront finalement présentées au paragraphe IV.5.

### IV.1 But de l'expérience

La mise en évidence expérimentale de la structure très particulière du  $^{11}\text{Li}$ , avec son halo de deux neutrons autour d'un cœur de  $^9\text{Li}$ , est à l'origine du très grand intérêt porté aujourd'hui à ce noyau. De nombreux calculs décrivent les propriétés du  $^{11}\text{Li}$  en le considérant comme un système à trois corps ( $^9\text{Li}-n-n$ ) [Thom94][Esbe97][Bert98], dont les propriétés dépendent des interactions entre les sous-systèmes  $n-n$  et  $^9\text{Li}-n$ . L'interaction  $n-n$  étant bien connue, le paramètre essentiel de ces différents modèles est donc l'interaction entre le cœur de  $^9\text{Li}$  et un neutron, obtenue par l'étude expérimentale du noyau instable  $^{10}\text{Li}$ .

Il n'existe pas, sur le plan théorique, de consensus sur la nature de l'état fondamental de  $^{10}\text{Li}$ . Certains modèles prédisent pour le  $^{10}\text{Li}$  dans son état fondamental un neutron de valence  $s_{1/2}$  [Bark77][Brow98b][Popp85][Kato99], comme dans le cas de l'isotone  $^{11}\text{Be}$ . Un état de neutron  $s_{1/2}$  dans le continu n'est soumis à aucune barrière de potentiel et le paramètre décrivant ses propriétés à basse énergie est la longueur de diffusion  $a_s = -\lim(\tan(\delta)/k)$  [Mess59], où  $\delta$  représente le déphasage. Cependant un tel état étant situé au voisinage du seuil d'émission peut apparaître comme une résonance «virtuelle» dans le spectre de  $^{10}\text{Li}$ , dont la forme attendue est discutée dans la référence [McVo94]. D'autres calculs [Wurz96][Desc97] prédisent au contraire que le neutron de valence de l'état fondamental du  $^{10}\text{Li}$  pourrait être dans un état  $p_{1/2}$ , ce qui implique un spin-parité  $J^\pi=1^+$ . Sur le plan expérimental, malgré de nombreux efforts accomplis ces dernières années, la structure de  $^{10}\text{Li}$  est encore très mal connue et il n'existe pas de réponse claire sur la distribution en énergie des forces  $s_{1/2}$  et  $p_{1/2}$ .

### IV.1.1 Rappel des divers résultats expérimentaux sur le noyau $^{10}\text{Li}$

Les informations expérimentales sur la structure du  $^{10}\text{Li}$  proviennent de deux sources principales:

#### Etudes de réactions de fragmentation

Le spectre d'énergie des  $^{10}\text{Li}$  produits par fragmentation d'un faisceau de  $^{11}\text{Li}$  ou de  $^{18}\text{O}$  a pu être déduit de la mesure des vitesses relatives du neutron et du  $^9\text{Li}$  issus de sa décroissance. L'étude du break-up du  $^{11}\text{Li}$  à GSI [Zins97] a permis la mise en évidence de deux états, à 0.21 et 0.62 MeV au-dessus du seuil<sup>16</sup>. Une analyse ultérieure des mêmes données a conduit Bertsch et al. à des valeurs très différentes, 0.05 et 0.25 MeV, qu'ils ont associées respectivement aux états  $s_{1/2}$  et  $p_{1/2}$  [Bert98]. A MSU, Kryger et al. [Kryg93], ainsi que plus récemment Thoennessen et al. [Thoe99], ont observé un pic étroit dans un spectre des vitesses relatives des  $^9\text{Li}$ -n, provenant de la fragmentation de  $^{18}\text{O}$ . Dans les deux cas ce pic peut être interprété comme un état situé à moins de 50 keV au dessus du seuil, sans que pour autant la possibilité d'une décroissance d'un état excité du  $^{10}\text{Li}$  vers le premier état excité du  $^9\text{Li}$  ne puisse être écartée.

Les résultats obtenus suggèrent donc la présence de force  $s_{1/2}$  à basse énergie. Cependant, l'interprétation de ces réactions est assez délicate, comme en témoignent les résultats différents déduits de deux analyses successives des mêmes données expérimentales.

#### Etudes de réactions à deux corps avec réarrangement de plusieurs nucléons

Une résonance observée à 0.8 MeV au-dessus du seuil, dans la réaction  $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ , avait été initialement attribuée à l'excitation de l'état fondamental du  $^{10}\text{Li}$  [Wilc75]. Tout comme celle-ci, les réactions  $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$  [Youn94] et  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$  [Bohl97], ont permis de peupler le  $^{10}\text{Li}$  par des mécanismes complexes et non sélectifs, avec de très faibles sections efficaces, rendant difficile la mise en évidence claire des différents états résonants. Les résultats obtenus ne permettent pas de discriminer les états  $s$  et  $p$ . Un état résonant juste au-dessus du seuil, qui pourrait correspondre à l'excitation de la couche  $2s_{1/2}$ , a d'autre part été observé dans la réaction  $^{11}\text{B}(\pi^-, p)^{10}\text{Li}$  induite par un faisceau secondaire de pions [Amel90]. Elle présente également une faible section efficace et un fond important. L'étude de la réaction d'échange de charge  $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$  a permis quant à elle de sélectionner les états de parité non naturelle [Bohl97], mais les spectres obtenus sont pollués par de nombreux contaminants, en raison de la faible quantité de  $^{10}\text{Be}$  radioactifs présents dans la cible. Ils ont observé un pic à 0.24 MeV, attribué à l'état  $1^+$  correspondant au doublet  $(1p_{1/2})^v(1p_{3/2})^\pi$ . Très récemment, Caggiano et al. [Cagg99] ont refait l'expérience  $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ : ils ont obtenu la meilleure description de leurs données en faisant l'hypothèse d'un état  $p_{1/2}$  situé à 500 keV au-dessus du seuil. Contrairement aux résultats de [Kryg93] et de [Bert98], ils n'observent pas d'état autour de 250 keV. Une légère augmentation de la force semble se dessiner près du seuil, sans que pour autant elle puisse être associée à un état.

L'ensemble des résultats obtenus est résumé sur le tableau 4.1.

---

<sup>16</sup> Dans ce chapitre, on se réfère toujours au seuil de séparation du système  $^9\text{Li}$ -n

| Auteur             | Référence | Réaction                                                                                                                                  | $-S_n(\text{MeV})$        | $\Gamma(\text{MeV})$         | Attribution            |
|--------------------|-----------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------|------------------------------|------------------------|
| Wilcox et al.      | [Wilc75]  | ${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$                                                                              | 0.80 (25)                 | 1.2 (3)                      |                        |
| Amelin et al.      | [Amel90]  | ${}^{11}\text{B}(\pi^-, p){}^{10}\text{Li}$                                                                                               | 0.15 (15)                 | < 0.4                        | $s_{1/2}$              |
| Kryger et al.      | [Kryg93]  | ${}^{18}\text{O}$ fragment.                                                                                                               | <0.15<br>ou $\approx 2.5$ |                              |                        |
| Young et al.       | [Youn94]  | ${}^{11}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$                                                                            | 0.54 (6)<br>< 0.10        | 0.36 (2)<br>< 0.23           | $p_{1/2}$<br>$s_{1/2}$ |
| Bohlen et al.      | [Bohl97]  | ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$<br>${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$ | 0.53 (6)<br>0.24 (6)      | 0.30 (8)                     | $p_{1/2}$              |
| Zinser et al.      | [Zins97]  | ${}^{11}\text{Li}$ break-up                                                                                                               | 0.21 (5)<br>0.62(10)      | 0.12(+0.10;-0.05)<br>0.6 (1) |                        |
| Bertsch et al.     | [Bert98]  | ${}^{11}\text{Li}$ break-up <sup>17</sup>                                                                                                 | 0.05 (2)<br>0.25 (4)      |                              | $s_{1/2}$<br>$p_{1/2}$ |
| Thoennessen et al. | [Thoe99]  | ${}^{18}\text{O}$ fragment.                                                                                                               | < 0.05                    |                              |                        |
| Caggiano et al.    | [Cagg99]  | ${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$                                                                              | 0.500 (60)                | 0.400 (60)                   | $p_{1/2}$              |

Tableau 4.1: états résonants du  ${}^{10}\text{Li}$  observés à moins d'un MeV au-dessus du seuil de séparation (d'après [Cagg99])

Ces informations, quelque peu contradictoires, sur les propriétés des états résonants du  ${}^{10}\text{Li}$  demandent à être confirmées et précisées, d'autant plus que les propositions d'assignation  $s_{1/2}$  et  $p_{1/2}$  sont effectuées sur des bases indirectes (sélectivité supposée des réactions utilisées, impliquant un réarrangement de plusieurs nucléons et formes des résonances), qui peuvent être sujettes à caution.

#### IV.1.2 Excitation sélective du ${}^{10}\text{Li}$ par réactions de transfert d'un nucléon

En peuplant sélectivement les états résonants  $\{{}^9\text{Li}+n\}$ , l'étude de réactions de transfert d'un nucléon permet de s'affranchir de telles incertitudes. Une des voies privilégiées pour mettre en évidence les différents états de  ${}^{10}\text{Li}$  est l'étude de la réaction  ${}^9\text{Li}(d,p){}^{10}\text{Li}$  en cinématique inverse, déposant un neutron sur l'une des couches externes  $p_{1/2}$  ou  $s_{1/2}$ . L'analyse des distributions angulaires des différentes structures du continuum nucléaire observées dans cette réaction doit permettre de déterminer le moment angulaire transféré correspondant,  $\ell=1$  ou  $\ell=0$ , et de leur attribuer un facteur spectroscopique. Cependant une faible statistique pourrait rendre l'analyse des résultats assez délicate en présence d'une superposition éventuelle de structures  $s$  et  $p$ . Par contre, la réaction de transfert d'un proton ( $d, {}^3\text{He}$ ), induite par un faisceau secondaire radioactif de  ${}^{11}\text{Be}$  présente l'avantage majeur de sélectionner naturellement les états de parité négative du  ${}^{10}\text{Li}$ , comme le montre le schéma ci-dessous. Compte tenu du spin et de la parité  $\frac{1}{2}^+$  de l'état fondamental du  ${}^{11}\text{Be}$ , l'extraction d'un proton  $p_{3/2}$ , va en effet exciter préférentiellement les états  $1^-$  et  $2^-$  de configuration  $[(2s_{1/2})^V(1p_{3/2})^{\pi}]$ . Dans une moindre mesure, les différents états de configuration  $[(1d_{5/2})^V(1p_{3/2})^{\pi}]$  peuvent également être peuplés par cette réaction, par l'intermédiaire de la faible composante de cœur excité mise en évidence lors de l'étude de la réaction  $p({}^{11}\text{Be}, {}^{10}\text{Be})d$ .

<sup>17</sup> Il s'agit d'une nouvelle analyse des données de Zinser et al.

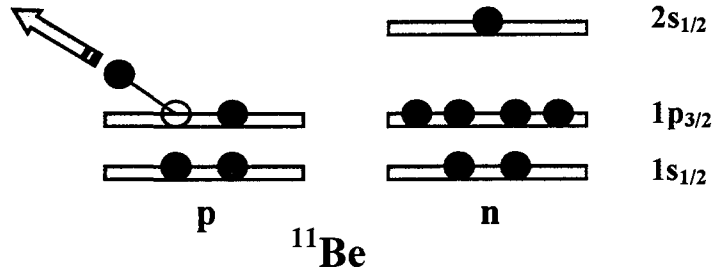


Figure 4.1: représentation schématique du pick-up d'un proton dans la composante  $[0^+ \otimes 2s_{1/2}]$  de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$

Pour analyser les résultats, nous ferons l'hypothèse d'une réaction séquentielle. On considère que le neutron du halo de  $^{11}\text{Be}$  reste spectateur lors du pick-up du proton, et que la réaction se conduit comme une réaction à deux corps,  $^3\text{He}$  et  $^{10}\text{Li}$ , dans la voie de sortie, avec formation du  $^{10}\text{Li}$  dans un état résonant de durée de vie supérieure au temps de réaction. La section efficace différentielle  $\sigma(E, \theta)$  mesurée dans le système du centre de masse est directement reliée à la distribution en énergie de la fonction d'onde  $\Phi_n(E)$  du système  $\{n + ^9\text{Li}\}$ , et peut donc en principe être comparée aux prédictions des différents modèles théoriques.

## IV.2 Dispositif expérimental

Le but des mesures de cette expérience est de déterminer les caractéristiques cinématiques (énergie, angle) des  $^3\text{He}$  émis lors de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ . On peut ensuite déduire, par un calcul de cinématique relativiste à deux corps, le spectre en «masse manquante» du noyau non-lié de  $^{10}\text{Li}$  au voisinage du seuil de séparation du système  $^9\text{Li}-n$ . Ceci a été réalisé grâce à l'ensemble de détecteurs semi-conducteurs MUST [Blum99]. Après une brève description de ce détecteur et de son électronique associée, nous présenterons l'ensemble du dispositif expérimental.

### IV.2.1 Ensemble de détection MUST

Le détecteur MUST a été conçu pour la détection de particules légères issues de réactions nucléaires directes induites par des faisceaux secondaires en cinématique inverse. Il s'agit d'un ensemble modulaire de huit télescopes composés chacun de deux ou trois étages de détecteurs. Le premier étage est un détecteur silicium à pistes double face (X-Y), d'une épaisseur de 300  $\mu\text{m}$ , couvrant une surface utile de 60x60  $\text{mm}^2$ . Il permet la mesure de l'énergie déposée, la position X-Y et l'instant de passage de la particule dans le détecteur. Le deuxième étage de chaque télescope est un détecteur silicium dopé au lithium, d'une épaisseur d'environ 3 mm, auquel on peut éventuellement adjoindre un cristal d'iodure de césium, permettant de déterminer l'énergie totale de la particule.

#### IV.2.1.1 Les détecteurs à pistes double face

Les détecteurs à piste double face ont été fabriqués par la société CANBERRA à partir d'une plaquette de silicium de type n. Chaque face de la plaquette est divisée en 60 pistes de 1 mm de largeur. Afin de permettre la détermination des deux coordonnées X-Y du point de passage de la particule détectée, les pistes de chaque face sont orientées perpendiculairement à celles de l'autre face. Chaque piste fonctionne comme une jonction  $p^+n$ .

La figure 4.2 est une vue schématique d'une coupe transversale du détecteur. La partie supérieure représente la face d'entrée alors que la partie inférieure correspond à la face de sortie du détecteur. Les pistes de la face d'entrée, appelées pistes X, sont créées par implantation dans le silicium d'une forte concentration d'ions de  $^{11}\text{B}$ , formant ainsi une zone  $p^+$ . L'épaisseur de ces implants est de 750 Å pour une largeur de 910 µm et une longueur de 60 mm. Ils sont recouverts par une fine couche d'aluminium, de 2200 Å d'épaisseur, qui servira d'électrode. Les pistes de la face de sortie, appelées pistes Y, sont perpendiculaires à celles de la face d'entrée. L'aluminium servant d'électrode est cette fois posé sur des implants de type  $n^+$  (ions d'arsenic).

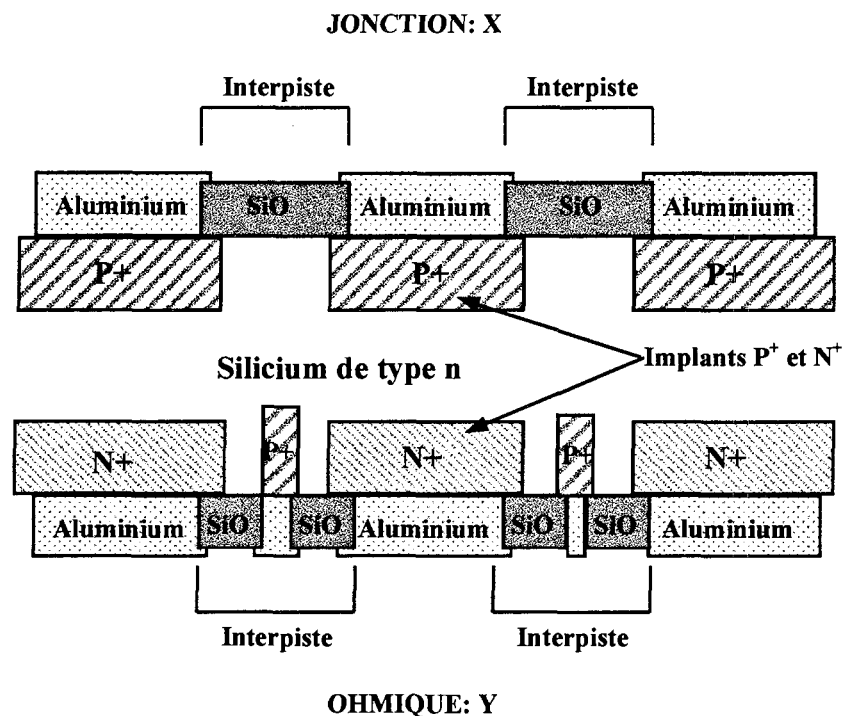


Figure 4.2: coupe (sur trois pistes) du détecteur à pistes. Côté jonction et côté ohmique sont présentés sur le même plan par souci de clarté (en fait, ils sont orthogonaux). De même, l'échelle n'est pas respectée.

Ainsi, pour chaque détecteur, 60 cathodes recueillent les signaux sur la face d'entrée (X, côté "jonction"), tandis que 60 anodes recueillent ceux sur la face de sortie (Y, côté "ohmique"). On dispose donc de 120 voies d'électronique à traiter. Chaque détecteur est fixé sur une structure rigide qui supporte également deux circuits imprimés, appelés cartes mères. Sur chaque carte sont connectés les 60 préamplificateurs associés aux pistes de l'une des faces du détecteur. Les préamplificateurs associés aux pistes de la face jonction sont des

préamplificateurs de courant, de type PRR1, dont l'élément d'entrée est un transistor bipolaire choisi pour sa grande rapidité, optimisant ainsi les mesures de temps. Ceux associés aux pistes de la face ohmique sont des préamplificateurs de charge, de type LC1, dont l'élément d'entrée est un transistor à effet de champ ce qui permet d'optimiser le rapport signal/bruit, et donc les mesures d'énergie. Ils ont une sensibilité de 20mV/MeV. Les deux types de préamplificateurs ont une faible dissipation, 33mW pour ceux de type PRR1 et 36 mW pour ceux de type LC1.

Un système de circulation d'eau froide permet de maintenir chaque module MUST, c'est-à-dire l'ensemble {détecteurs + préamplificateurs}, à une température proche de 10 degrés, ceci afin d'optimiser les performances des détecteurs. La température est contrôlée en ligne grâce à la présence de deux capteurs au niveau des cartes mères.

Du fait de la présence de près de 1000 voies d'électronique, il est nécessaire d'utiliser une électronique compacte pour le traitement et le codage des signaux. Un châssis VXI de taille D contient l'ensemble de ces fonctionnalités.

#### IV.2.1.2 Electronique VXI

L'ensemble de l'électronique associée aux 120 pistes d'un détecteur est placé sur une carte au standard VXI, dénommée SMP128X, conçue par le Service d'Electronique Physique (SEP) de l'IPN d'Orsay. Un schéma de cette carte est présenté sur la figure 4.3. Elle comprend 120 circuits imprimés, appelés "cartes filles", permettant de traiter et coder les signaux de chacune des pistes X et Y.

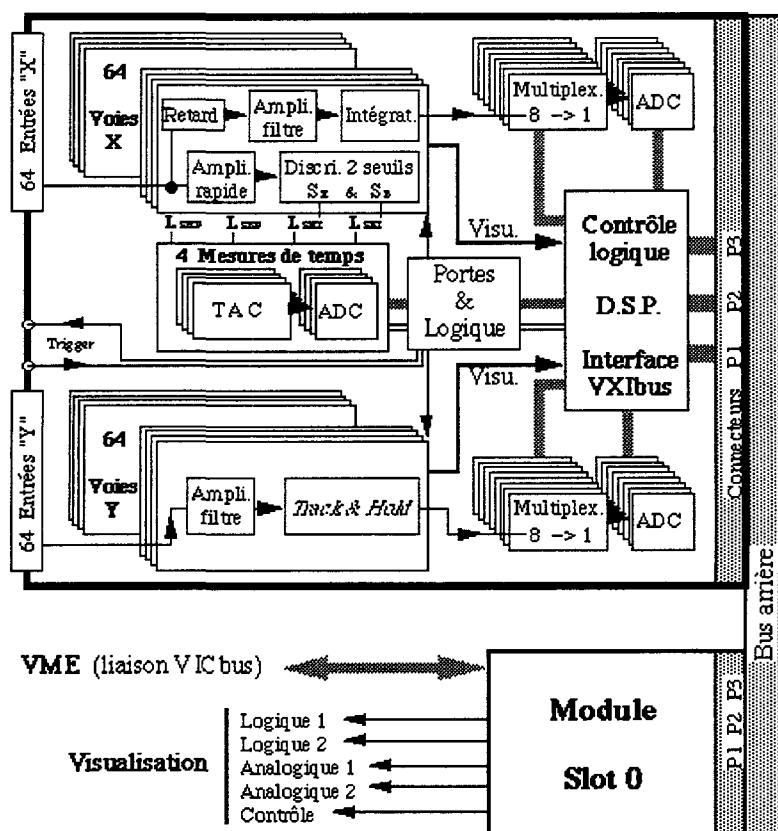


Figure 4.3: schéma d'une carte SMP128X

Les cartes filles X sont composées de deux voies de traitement parallèles, une voie logique et une voie analogique et les cartes filles Y d'une voie analogique.

La voie logique des cartes filles X sert à la fabrication des signaux qui vont permettre le commencement des mesures de temps, d'énergie ainsi que le déclenchement de toute la logique en aval. Cette voie est composée d'un amplificateur filtre rapide et d'un discriminateur à double seuil. Lorsque l'un des discriminateurs des 60 voies X est déclenché, un module logique fabrique les OU suivants:

- $L_{SHP}$  et  $L_{SHI}$ , OU des dépassements des seuils hauts des discriminateurs associés respectivement aux pistes paires et impaires.
- $L_{SBP}$  et  $L_{SBI}$ , OU des dépassements des seuils bas des discriminateurs associés respectivement aux pistes paires et impaires.
- $L_D$ , OU de  $L_{SHP}$  et  $L_{SHI}$ .

La séparation du traitement des pistes paires de celui des pistes impaires est rendue nécessaire par la nécessité d'identifier les événements pour lesquels la particule détectée a traversé une interpiste: le signal se répartit alors entre les deux pistes adjacentes, de parité opposée. Deux convertisseurs temps-amplitude (TAC), déclenchés par les signaux  $L_{SHP}$  et  $L_{SHI}$  permettent la mesure du temps de vol des particules. Dans les deux cas, le signal "stop" est donné par le détecteur de faisceau CATS2. Pour des questions d'encombrement les discriminateurs utilisés ne sont pas à fraction constante. De ce fait, l'instant de déclenchement est fonction du temps de montée des signaux ce qui introduit des fluctuations dans la mesure du temps de vol. Cet effet peut être corrigé par la mesure du temps de montée des signaux, c'est-à-dire l'écart  $L_{SBP}-L_{SHP}$  pour les pistes paires et  $L_{SBI}-L_{SHI}$  pour les pistes impaires. Pour cela, on utilise deux autres TAC. Chaque carte SMP128X possède donc un total de quatre TAC. A chaque TAC est associé un codeur d'amplitude (ADC), qui code sur 12 bits l'amplitude du signal de sortie.

La détermination de l'énergie de la particule est fournie parallèlement et indépendamment par les cartes X et Y: en X, on mesure l'énergie par intégration du signal, alors que les voies Y sont composées d'un amplificateur filtre suivi d'un module "track and hold" qui permet de mémoriser l'amplitude du signal. Le codage est ensuite effectué sur 12 bits au moyen de modules ADC. Cette redondance dans la mesure de l'énergie s'est révélée extrêmement profitable dans l'analyse de nos données.

Les informations de temps et d'énergie correspondant aux 120 pistes d'un module sont, une fois numérisées, transmises au microprocesseur DSP (*Digital Signal Processor*) de la carte SMP128X. Du fait du nombre important d'informations que cela représente, il est nécessaire de les trier avant de les transmettre afin de ne pas saturer l'acquisition. C'est le rôle principal du DSP. De plus, le DSP effectue un premier traitement des données, fournissant en ligne au système d'acquisition des énergies étalonnées piste à piste, à l'aide de fichiers de gains et de piédestaux préalablement stockés.

La carte TRIG8X, schématisée sur la figure 4.4, possède plusieurs fonctions. Elle traite les signaux des détecteurs Si(Li), délivre grâce à des générateurs internes des signaux tests qui sont injectés directement sur les préamplificateurs des détecteurs à pistes, et gère la logique globale du système d'acquisition.

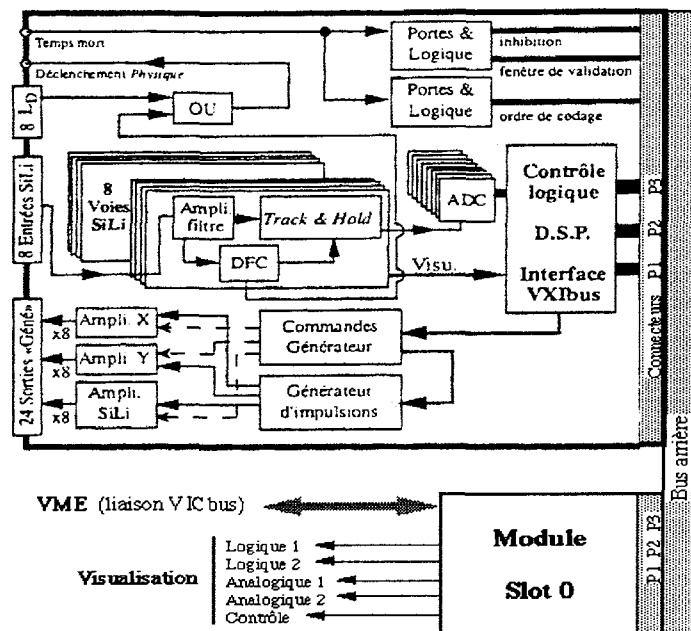


Figure 4.4: schéma de la carte TRIG8X

#### IV.2.1.3 Architecture générale et acquisition

Voici un aperçu de l'architecture générale de l'ensemble du dispositif (figure 4.5).

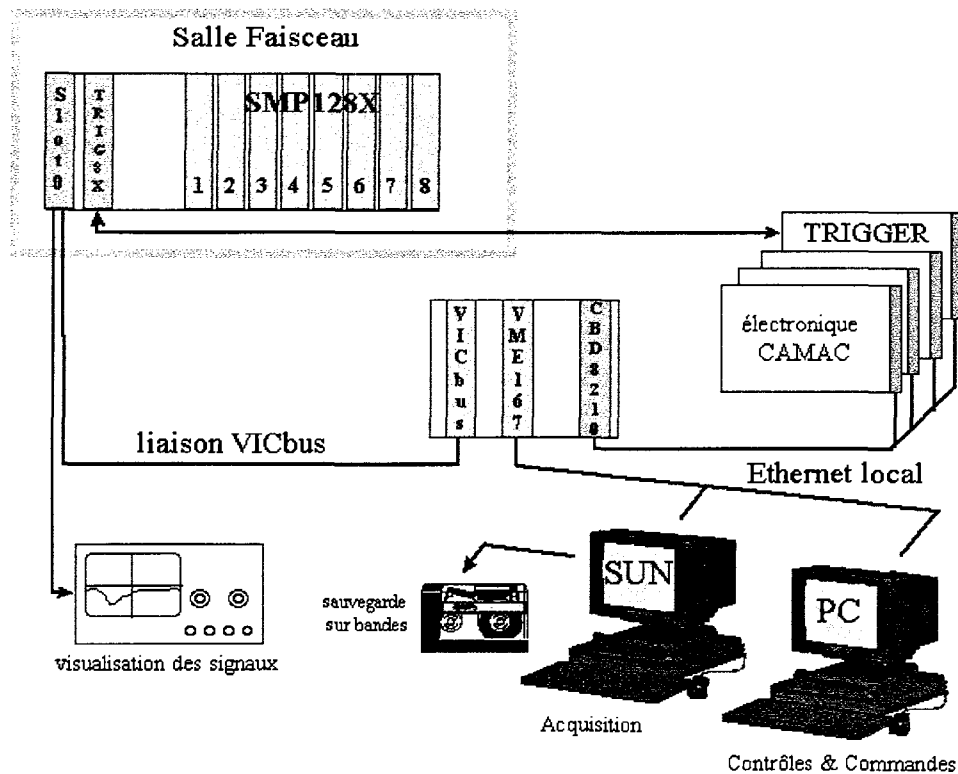


Figure 4.5: architecture du système d'acquisition associé à MUST

Le châssis VXI est placé dans la salle de faisceau à proximité des détecteurs afin de ne pas détériorer le signal par un parcours trop long dans les câbles. Il comporte autant de cartes SMP128X que de modules utilisés, une carte TRIG8X et un contrôleur de châssis (slot 0). La carte TRIG8X, qui gère les opérations de logique et de déclenchement de l'ensemble, assure également la liaison avec un module de déclenchement externe. Elle assure ainsi le lien avec les autres détecteurs au standard CAMAC. Les réglages des différents éléments des cartes VXI (seuils, fenêtres de coïncidences, portes d'intégration,...) se font depuis la salle d'acquisition par l'intermédiaire d'un ordinateur (PC). Celui-ci est relié à un châssis VME, situé à proximité, qui transfère les commandes aux cartes du châssis VXI via une liaison VICbus. Les données sont transférées par cette même liaison VICbus entre le contrôleur du châssis VXI et un processeur VME167. Ce processeur est relié à une station SUN qui gère la visualisation, le traitement et l'écriture sur bandes DLT des données grâce au logiciel d'acquisition OASIS, développé à l'IPN d'Orsay.

Une description plus détaillée de MUST et de son électronique est donnée dans les références [Blum99], [Maré98] et [Otti98].

#### IV.2.2 Utilisation de MUST dans l'expérience ( $d, {}^3\text{He}$ )

Dans cette expérience, nous avons utilisé six modules du détecteur MUST. Ils étaient placés dans la chambre à réaction de SPEG à une distance de 24 cm de la cible. Une photographie de l'ensemble est montrée dans la figure 4.6. La disposition adoptée a permis de couvrir une large partie du domaine angulaire [ $8^\circ$ - $26^\circ$ ].

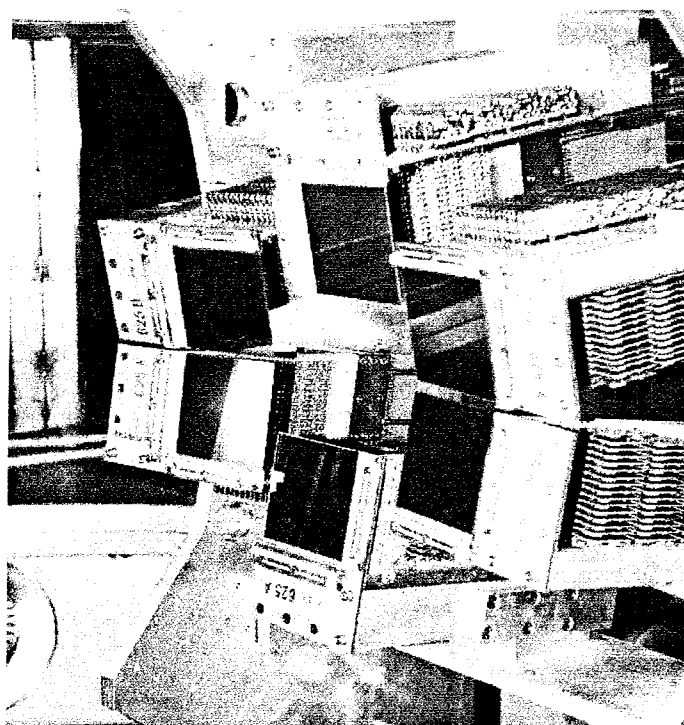


Figure 4.6: disposition des détecteurs MUST pendant l'expérience ( $d, {}^3\text{He}$ )

Les  $^3\text{He}$  produits par la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$  dans cette plage angulaire déposent dans MUST une énergie allant approximativement de 8 à 12 MeV<sup>18</sup>. Notons également que l'énergie déposée par les tritons de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$ , lorsque le  $^{10}\text{Be}$  est dans un état lié, est comprise entre 2.8 et 5.2 MeV. Comme à ces énergies les  $^3\text{He}$  comme les tritons s'arrêtent dans les 300  $\mu\text{m}$  des détecteurs à pistes X-Y, les Si(Li) étaient utilisés ici comme « veto », permettant d'éliminer les particules plus pénétrantes. L'identification des  $^3\text{He}$  était donc assurée par la relation entre l'énergie déposée dans le détecteur à pistes et leur temps de vol, mesuré sur la distance cible-détecteur.

### IV.2.3 Détecteurs auxiliaires

L'ensemble du dispositif expérimental utilisé lors de cette expérience est présenté schématiquement sur la figure 4.7:

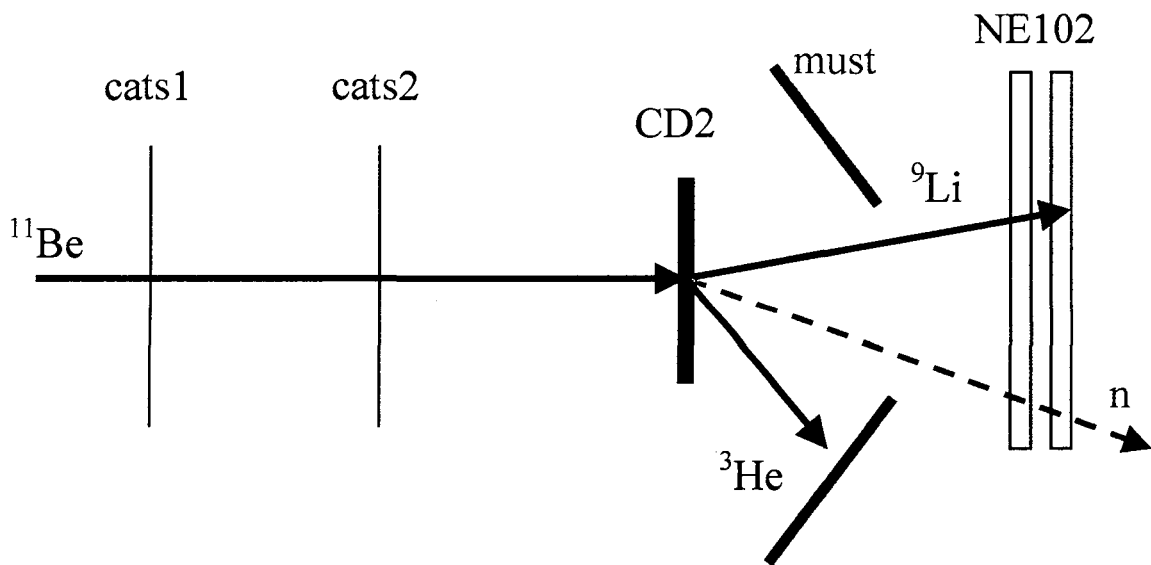


Figure 4.7: schéma du dispositif utilisé lors de l'expérience  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$

Les détecteurs de faisceau CATS1 et CATS2 étaient utilisés pour mesurer événement par événement la position sur la cible et l'angle d'incidence des  $^{11}\text{Be}$ . Une description de ces détecteurs a été donnée au paragraphe II.1.2.2

Les noyaux de  $^{10}\text{Li}$  formés lors de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})$  se désintègrent en  $^9\text{Li} + n$ . Pour identifier ces noyaux de  $^9\text{Li}$ , nous avons utilisé un télescope composé de deux scintillateurs plastiques Ne102, chacun de 1 cm d'épaisseur et d'une surface de 20x20 cm<sup>2</sup>. Chaque plastique PL1 et PL2 était couplé à deux photomultiplicateurs par le biais de guides de lumière. Ce télescope était placé dans l'axe du faisceau et couvrait les angles jusque 7 degrés.

Les détecteurs plastiques avaient un double rôle: mesurer l'intensité du faisceau et détecter les produits de réactions émis aux petits angles. A l'énergie du faisceau ( $\sim 409\text{MeV}$ ), le parcours moyen des noyaux de  $^{11}\text{Be}$  dans le matériau du plastique (Ne102) est d'environ 8.7

<sup>18</sup> Pour des états situés à moins de 2 MeV au-dessus du seuil de séparation  $n$ - $^9\text{Li}$

mm. La quasi-totalité du faisceau s'arrêtait donc dans le premier plastique. Les  $^{10}\text{Be}$  issus de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$  étaient en principe aussi arrêtés dans le premier plastique

Les pertes d'énergie attendues dans le télescope plastique pour ces différents types d'événements sont données dans le tableau ci-dessous, ainsi que les énergies des particules légères détectées par MUST. On peut noter ici que les noyaux produits par la réaction de transfert  $d(^{11}\text{Be}, ^4\text{He})^9\text{Li}$ , sont bien séparés énergétiquement de ceux associés à la production de  $^{10}\text{Li}$ .

| Événement                                      | Noyau         | 0.3 mm Si | Si(Li)     | Noyau            | Plastique 1 | Plastique 2 |
|------------------------------------------------|---------------|-----------|------------|------------------|-------------|-------------|
| <b>Réactions</b>                               |               |           |            |                  |             |             |
| $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ | $^3\text{He}$ | 8-12 MeV  | Non touché | $^9\text{Li}$    | ~ 184 MeV   | ~ 161 MeV   |
| $d(^{11}\text{Be}, ^4\text{He})^9\text{Li}$    | $^4\text{He}$ | 11-17 MeV | Non touché | $^9\text{Li}$    | ~ 159 MeV   | ~ 224 MeV   |
| $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{H})^{10}\text{Be}$  | $^3\text{H}$  | 2-5 MeV   | Non touché | $^{10}\text{Be}$ | ~ 412 MeV   | Non touché  |
| <b>Faisceau</b>                                |               |           |            |                  |             |             |
| $^{11}\text{Be}$                               | --            | --        | --         | $^{11}\text{Be}$ | 409 MeV     | Non touché  |
| $^9\text{Li}$                                  | --            | --        | --         | $^9\text{Li}$    | 284 MeV     | Non touché  |
| Cassure $^{11}\text{Be}$                       | --            | --        | --         | $^{10}\text{Be}$ | 370 MeV     | Non touché  |

Tableau 4.2: caractéristiques attendues pour les différents types d'événements

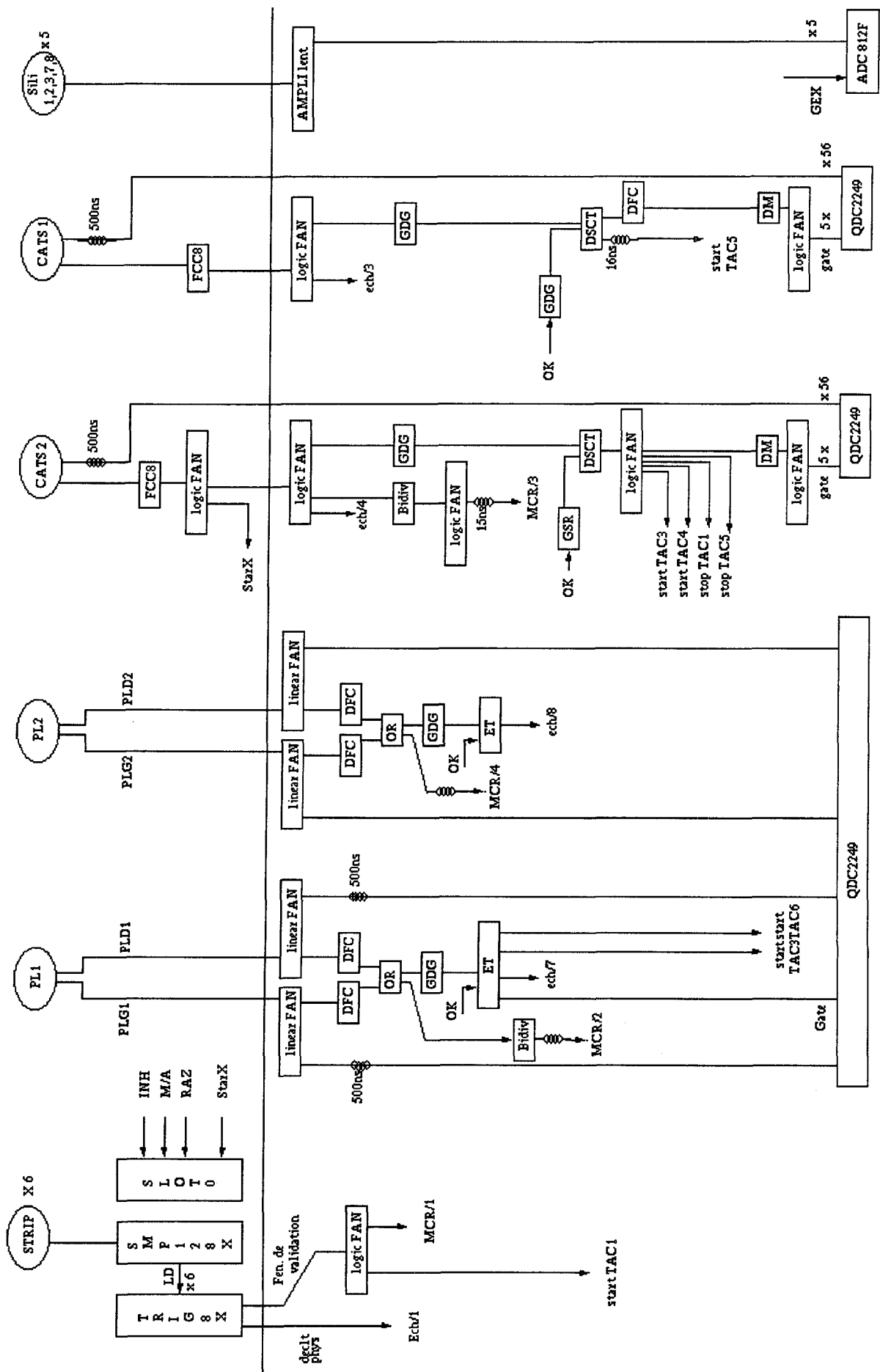
#### IV.2.4 Schéma électronique de l'expérience

Les signaux des deux plastiques et des détecteurs CATS étaient codés par des modules CAMAC. D'autre part, afin de pallier à certains dysfonctionnements de la carte TRIG8X constatés pendant notre expérience, notamment des problèmes de codage des Si(Li), ainsi qu'à une perte d'efficacité au niveau du codage du temps MUST-CATS2, nous avons également effectué la mesure de ces données au moyen de modules au standard NIM et de codeurs CAMAC. Ces mesures, à priori redondantes, ont permis une vérification très utile de la mise au point et des réglages de l'électronique VXI de MUST.

La logique de déclenchement de l'acquisition était orchestrée par un module de coïncidences rapides (MCR) détectant la présence de un ou de plusieurs des signaux suivants:

- MUST
- PL1 divisé (1/3000)
- PL2
- CATS divisé (1/3000)

Le schéma d'électronique est présenté sur la figure 4.8.



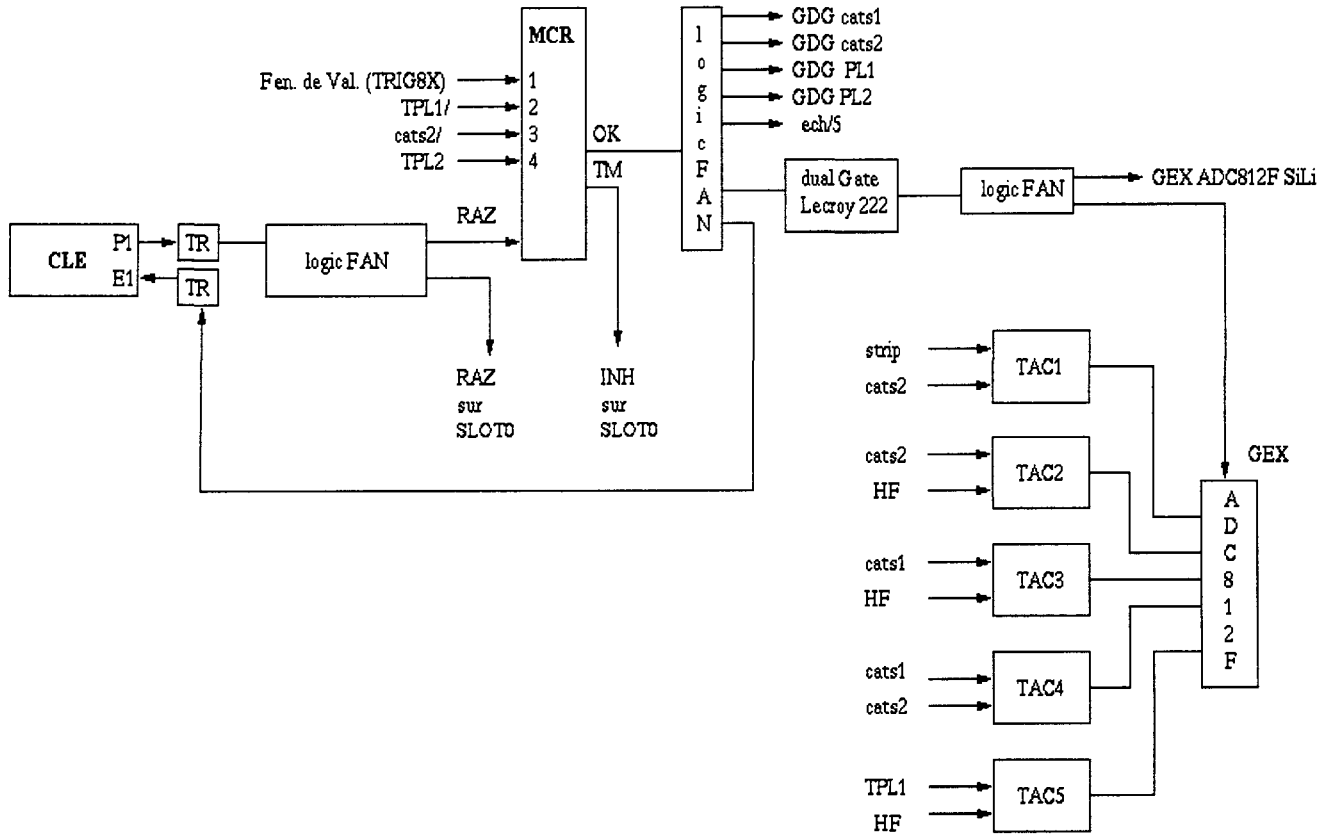


Figure 4.8: schéma d'électronique de l'expérience  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$  (ci-dessus et ci-contre)

## IV.2.5 Conditions de l'expérience

Les cibles de  $\text{CD}_2$  ont été fabriquées par le service des cibles de l'IPN d'Orsay. Une cible d'une épaisseur de  $5 \text{ mg/cm}^2$  a été utilisée au début de l'expérience pour les réglages préliminaires de l'électronique. Notre objectif étant d'obtenir une résolution inférieure à 400 keV sur l'énergie du système  $\{n+{}^9\text{Li}\}$ , l'expérience a été réalisée avec une cible de  $\text{CD}_2$  d'une épaisseur de  $0.26 \text{ mg/cm}^2$  (déterminée en mesurant la perte d'énergie subie par les particules  $\alpha$  d'une source de  ${}^{241}\text{Am}$ ). Une telle épaisseur permet de déterminer l'énergie des  ${}^3\text{He}$  entre 8 et 12 MeV avec une résolution globale meilleure que 100 keV. Le rapport  $\Delta E_x/\Delta E_{\text{cin}}$  étant de l'ordre de 2.2 (voir tableau 2.1), cette résolution est compatible avec notre exigence de départ. L'accumulation des données a été effectuée pendant une durée d'environ 35 heures.

## IV.3 Extraction des données

### IV.3.1 Etalonnage en énergie et optimisation de la résolution

Au paragraphe IV.2.1.2, nous avons vu que la mesure de l'énergie déposée par une particule dans MUST se fait par intégration du signal provenant de la piste X touchée et, indépendamment, par mémorisation de l'amplitude du signal provenant de la piste Y associée. Pour optimiser la mesure côté X il faut donc régler la largeur de la porte d'intégration. Pour cela, nous avons envoyé un signal test sur l'entrée des préamplificateurs et élargit la porte d'intégration jusqu'à ce que la position du pic dans les spectres n'augmente plus de manière significative. Le rapport signal/bruit est alors optimal. Pour optimiser la mesure de l'énergie côté Y, nous avons utilisé un pic correspondant à la détection de particules  $\alpha$  provenant d'une source radioactive. Pour chaque module, nous avons relevé les valeurs des amplitudes codées en fonction de la valeur du paramètre contrôlant l'instant de mémorisation du signal. Pour ce paramètre nous avons finalement adopté la valeur conduisant à la mémorisation de l'amplitude maximale.

#### a) Etalonnage avec une source $\alpha$ à trois pics

L'étalonnage standard de MUST s'effectue avant le début de l'expérience à l'aide d'une source  $\alpha$  "3-pics". La source que nous avons utilisée était constituée d'un mélange de  ${}^{233}\text{U}$ ,  ${}^{239}\text{Pu}$  et  ${}^{241}\text{Am}$ , fournissant des particules  $\alpha$  de 4.824, 5.156 et 5.486 MeV. Lorsque la statistique cumulée est suffisante, une routine d'autocalibration recherche pour chaque piste les positions des trois pics  $\alpha$  ainsi que celle du piédestal, puis effectue le calcul de ses coefficients d'étalonnage. On fait pour cela l'hypothèse que la position du piédestal correspond à l'énergie zéro et qu'il existe une relation linéaire entre l'énergie déposée et le canal correspondant. Les coefficients obtenus sont ensuite stockés en mémoire, et utilisés au cours de l'expérience par le DSP pour afficher en ligne les spectres calibrés en énergie. Une détermination très précise de l'énergie étant cruciale pour la réussite de notre expérience, la source  $\alpha$  "3 pics" est restée placée dans la chambre à cible. Nous avons donc obtenu une mesure très précise de la résolution en énergie du détecteur MUST. Intégrée sur tout le temps de comptage de l'expérience et sur l'ensemble des 6 détecteurs MUST, une bonne résolution globale, 60 keV, est obtenue pour les pistes X. Avec 80 keV, les pistes Y présentent une moins bonne performance: elle est la conséquence d'une mauvaise résolution obtenue sur trois des six détecteurs.

## b) Extrapolation à plus haute énergie

Après l'expérience, nous avons été amenés à nous demander dans quelle mesure les étalonnages obtenus avec la procédure standard, valables par construction dans la région des 5 MeV, restent valables pour des énergies supérieures à 8 MeV. La question est cruciale puisque, comme nous l'avons dit précédemment, une erreur de 100 keV sur l'énergie cinétique des  $^3\text{He}$  conduit à une erreur supérieure à 200 keV sur la masse du  $^{10}\text{Li}$ . Pour répondre à cette question, nous avons effectué à posteriori un nouvel étalonnage. A la source  $\alpha$  "3-pics" citée ci-dessus, nous avons adjoint une source de Thoron, contenant du  $^{212}\text{Pb}$  et du  $^{212}\text{Bi}$  dont les produits de désintégration émettent des particules  $\alpha$  de 6.040 MeV, 6.080 MeV et 8.785 MeV.

L'étalonnage a été effectué à partir des énergies de la source  $\alpha$  "3-pics", en utilisant ces trois différentes procédures:

- fit linéaire, utilisant les 3 pics  $\alpha$  et le piédestal
- fit linéaire, utilisant les 3 pics  $\alpha$  sans le piédestal
- fit quadratique, utilisant les 3 pics  $\alpha$  et le piédestal

Les différents résultats ont ensuite été testés en comparant les énergies expérimentales des pics de la source de Thoron à celles déduites de ces étalonnages.

Ces comparaisons montrent clairement que la meilleure reproduction de l'énergie du pic situé à 8.785 MeV est obtenue en utilisant les coefficients d'étalonnage déterminés par un fit linéaire des positions en énergie des pics de la source "3 $\alpha$ ", et ce sans utiliser les positions des piédestaux. Avec ces coefficients, une énergie de 8.76 MeV est attribuée à ce pic, ce qui correspond à un écart inférieur à 30 keV par rapport à sa véritable position en énergie. Nous avons donc utilisé cette méthode pour l'étalonnage des énergies mesurées par MUST. Le spectre obtenu sur l'ensemble des pistes X, lors de ce test, est présenté sur la figure 4.9.

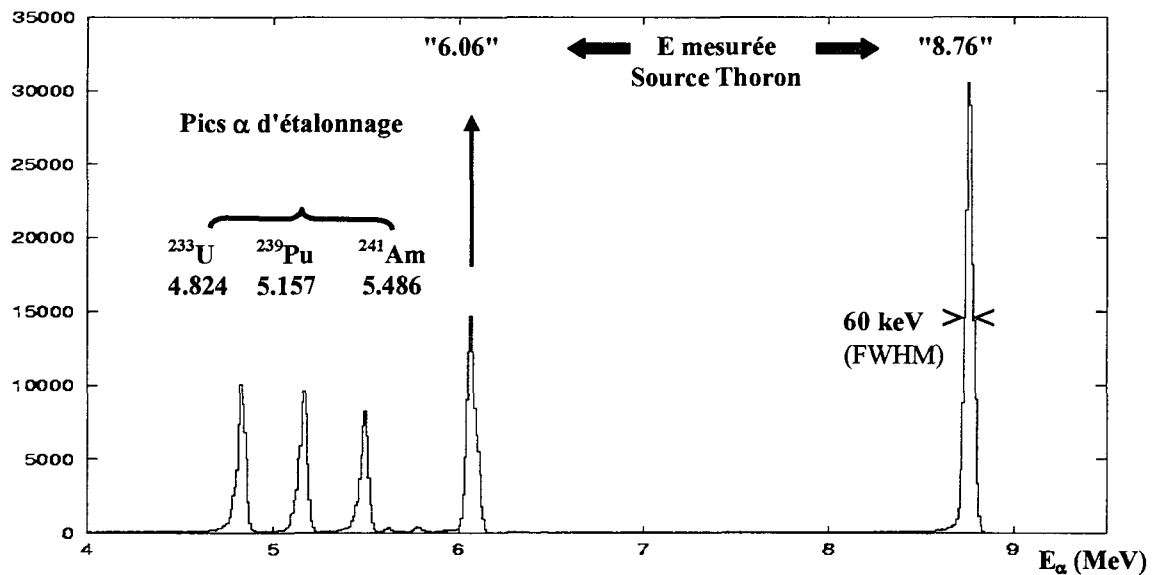


Figure 4.9: spectre d'étalonnage avec sources  $\alpha$ , sommé sur l'ensemble des pistes ohmiques "X"

### IV.3.2 Mesures temporelles et identification dans MUST

Lorsque les particules détectées par MUST s'arrêtent dans le premier étage, ce qui est le cas des  $^3\text{He}$  de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$  et des tritons de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$ , l'identification s'effectue grâce aux corrélations entre l'énergie et le temps de vol de ces particules. La distance entre la cible et MUST étant de l'ordre de 24 cm, le temps nécessaire pour que des particules émises lors de réactions sur la cible atteignent MUST est donnée par:

$$T_{vol}(ns) \approx 17.3 \sqrt{\frac{A}{E(MeV)}} \quad (4.1)$$

Notons ici que le temps de vol des particules de masse  $A=3$  diffère de celui des particules de masse  $A=4$  d'environ 2.7 ns à 3 MeV et 1.6 ns à 9 MeV.

Pour mesurer le temps de vol des particules détectées dans MUST, nous avons pris comme référence le signal délivré par le fil d'anode du détecteur CATS2. Comme indiqué précédemment, le traitement de ces temps par les cartes SPM128X a été entaché d'une importante perte d'efficacité. Pour cette raison, nous avons utilisé les temps codés en parallèle avec des modules au standard CAMAC.

Le réglage des informations temporelles de MUST nécessite l'ajustement des signaux provenant des différentes pistes et l'étalonnage des quatre TAC de chaque module. En effet, à chaque piste est associé une connectique spécifique ainsi qu'une carte fille où le traitement électronique est effectué. Il est donc nécessaire de compenser les différences de parcours et de temps de traitement des signaux afin d'optimiser la résolution temporelle globale du détecteur. Pour ce faire, il existe deux méthodes. Par la première méthode on détermine ces retards relatifs en injectant au niveau des préamplificateurs des voies X un signal provenant d'un générateur d'impulsions et en relevant les positions des pics sur les spectres temporels de chaque piste. Cette méthode et ses limites, que nous avons étudiées lors d'une expérience test au Tandem d'Orsay, sont décrites dans l'appendice 2.

La deuxième méthode, utilisée lors de la phase de dépouillement en raison des problèmes rencontrés avec les mesures de temps VXi, consiste à identifier un type de particules dans MUST, à faire une coupure fine sur son spectre d'énergie et à relever piste par piste la position du pic de temps associé. Ainsi, en sélectionnant des particules  $\alpha$  déposant environ 8 MeV lors de leur traversée du premier étage de MUST, nous avons obtenu une statistique raisonnable qui nous a permis de déterminer les écarts relatifs des barycentres des pics temporels associés aux 60 pistes X de chaque détecteur. De plus, nous avons montré qu'il était possible d'utiliser de manière satisfaisante la mesure des temps de montée des signaux (temps entre le seuil bas et le seuil haut des discriminateurs), afin de corriger les fluctuations provenant de la sensibilité des discriminateurs à l'énergie déposée.

Les coefficients d'étalonnage des TAC ont été déterminés à l'aide d'un module "Time Calibrator", qui émet des impulsions régulières avec une grande précision. La résolution temporelle, obtenue pour les particules  $\alpha$  déposant 8 MeV dans le détecteur à pistes, varie entre 1.6 et 2.0 ns selon les pistes. Cette largeur, qui ne correspond pas aux performances déjà obtenues avec MUST, s'explique sans doute par les conditions inhabituelles dans lesquelles le codage des temps a été effectué, c'est-à-dire l'utilisation du signal "fenêtre de validation", provenant de la carte trigger, à la place du signal sortant directement des discriminateurs des cartes filles. Une fois les décalages compensés par le programme de dépouillement, la superposition de tous les signaux temps donne une résolution temporelle globale de l'ordre de 1.8 ns.

La figure 4.10 présente les corrélations entre l'énergie et le temps de vol des particules détectées. Les contours indiqués sur la figure ont été utilisés pour l'identification des  ${}^3\text{He}$  et des tritons provenant respectivement des réactions  $d({}^{11}\text{Be}, {}^3\text{He}){}^{10}\text{Li}$  et  $d({}^{11}\text{Be}, t){}^{10}\text{Be}$ .

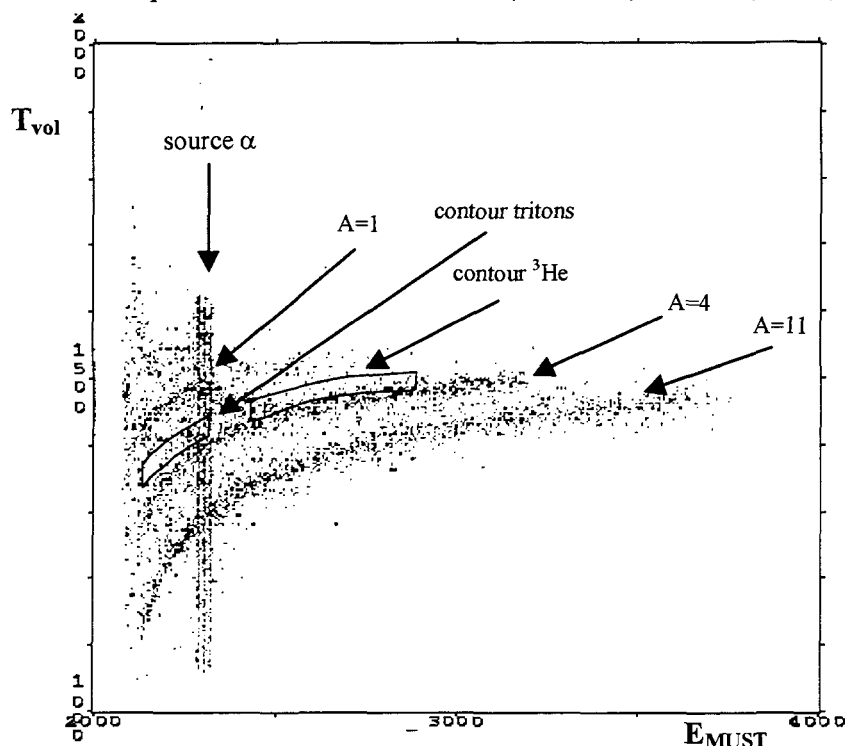


Figure 4.10: corrélation entre l'énergie et le temps de vol des particules s'arrêtant dans MUST

### IV.3.3 Positions et angles de diffusion

Pour chaque détecteur MUST, les numéros des pistes X et Y touchées donnent directement la position de la particule dans le repère du module qui l'a détectée. La précision sur cette position est donc de 1 mm, correspondant à la largeur des pistes.

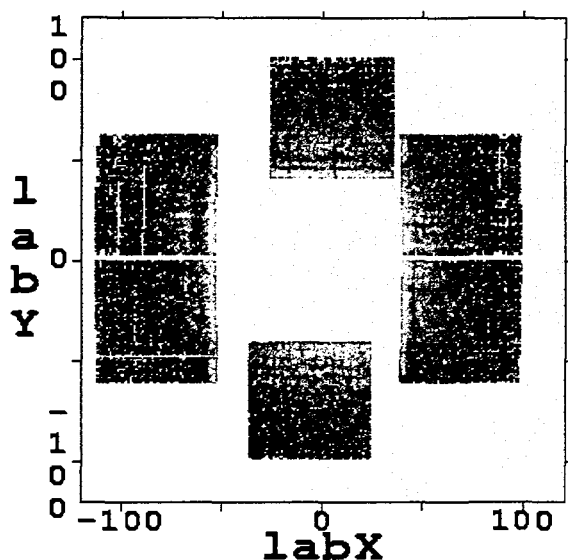


Figure 4.11: reconstruction dans le repère du laboratoire des positions (en mm) des points d'impact des particules détectées par MUST.

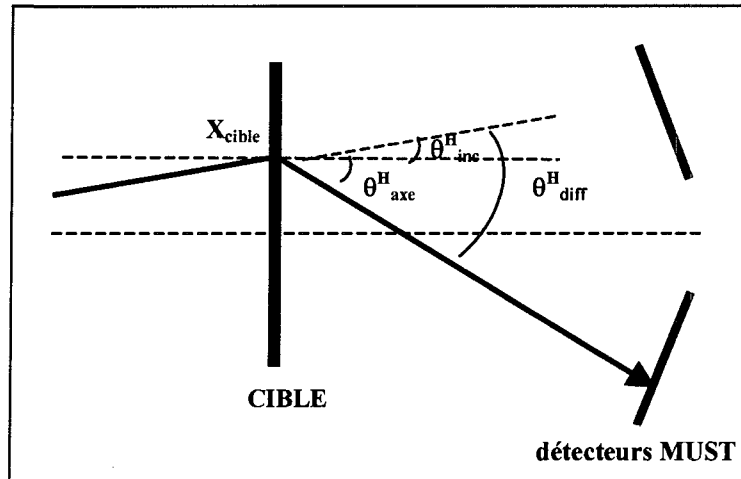
Pour déterminer l'angle d'émission de la particule, il est nécessaire de transformer ces coordonnées internes (X,Y) en coordonnées d'un repère lié au laboratoire ( $X_{\text{lab}}, Y_{\text{lab}}, Z_{\text{lab}}$ ). Les cotes théoriques de la mécanique supportant les détecteurs et les mesures de positions effectuées avant le commencement de l'expérience définissent le vecteur de translation et la matrice de rotation à appliquer pour effectuer ce changement de base. La figure 4.11 présente une image des 6 détecteurs MUST, donnée par le spectre bidimensionnel ( $X_{\text{lab}}, Y_{\text{lab}}$ ). On peut remarquer dans cette projection l'effet de la légère inclinaison donnée aux détecteurs pour que leur axe passe par le centre de la cible.

On notera également l'absence de quelques pistes défectueuses.

Pour une particule produite au centre de la cible par un faisceau ayant un angle d'incidence nul, l'angle d'émission est défini par la relation:

$$\Theta_{diff} = \arctg\left(\frac{\sqrt{X_{lab}^2 + Y_{lab}^2}}{Z}\right) \quad (4.2)$$

Afin de déterminer plus précisément l'angle de diffusion  $\Theta_{diff}$  de la particule détectée, il est nécessaire de tenir compte du point d'impact du faisceau sur la cible et de sa trajectoire d'incidence, mesurés à l'aide des détecteurs de faisceau CATS (voir paragraphe II.1.2). Le schéma suivant illustre ce principe pour la composante horizontale de l'angle de diffusion. Compte tenu des dimensions de la tache du faisceau sur la cible et de son ouverture angulaire (voir tableau 2.1, paragraphe II.1.3), la correction moyenne apportée à l'angle de diffusion déterminé par MUST est d'environ 0.4 degrés. Cette amélioration de la précision sur l'angle est cependant obtenue avec une perte de statistique due à l'efficacité globale de la reconstruction des trajectoires par les détecteurs de faisceau, qui est d'environ 70%.



**Figure 4.12: composantes horizontales de l'angle d'incidence, de l'angle de diffusion et de celui relatif à un axe théorique.**

Les sections efficaces différentielles des réactions  $(d, {}^3\text{He})$  et  $(d, t)$  ont été déterminées avec un pas angulaire de 4 degrés dans le système du laboratoire, sans utiliser les corrections données par les détecteurs de faisceau. Ceci a permis de bénéficier de la statistique maximum, tout en gardant une précision suffisante sur les distributions angulaires obtenues dans le système du centre de masse, compte tenu des facteurs de compression cinématiques rappelés dans le tableau 2.2. Par contre, cette correction s'est révélée nécessaire pour reconstruire les spectres en masse manquante du  ${}^{10}\text{Li}$  et du  ${}^{10}\text{Be}$ . En effet, une incertitude sur l'angle d'émission de la particule légère de 1 degré, à 20 degrés dans le système lié au laboratoire, induit une incertitude de 0.4 MeV sur l'énergie du  ${}^{10}\text{Li}$  et de 0.25 MeV sur celle du  ${}^{10}\text{Be}$ .

#### IV.3.4 Recherche de événements de la réaction $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$

Les  $^3\text{He}$  correspondant à l'excitation des  $^{10}\text{Li}$  au voisinage du seuil, et émis dans la plage angulaire couverte par MUST (de 8 à 26 degrés), ont une énergie cinétique comprise entre 8 et 12 MeV. Par conséquent, ils s'arrêtent dans les 300  $\mu\text{m}$  de silicium des détecteurs à pistes. Les détecteurs Si(Li), placés derrière, sont utilisés comme veto pour les événements recherchés. Les  $^3\text{He}$  produits au niveau de la cible dans cette gamme d'énergie sont identifiés à l'aide des corrélations entre l'énergie et le temps de vol, comme l'illustre le contour « $^3\text{He}$ » de la figure 4.10. Comme nous l'avons vu au paragraphe IV.3.2, la résolution globale sur la mesure des temps est de 1.8 ns, c'est-à-dire du même ordre que la différence des temps de vol entre  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$ : il y a donc un léger recouvrement entre les deux distributions.

Les noyaux de  $^{10}\text{Li}$  associés à ces événements sont émis vers l'avant à des angles inférieurs à 2.5 degrés. Ces noyaux n'étant pas liés, ils se séparent en vol en  $^9\text{Li}+n$ . L'ouverture angulaire  $\theta_{\text{max}}$  de la distribution des  $^9\text{Li}$  autour de la direction initiale des  $^{10}\text{Li}$  dépend de  $E_n$ , l'énergie relative du neutron émis dans le centre de masse du système  $\{^9\text{Li}+n\}$ , suivant la relation:

$$\tan(\Theta_{\text{max}}^{^9\text{Li}}) \approx \sqrt{\frac{m_n E_n}{m_{^9\text{Li}} T_1}} \quad (4.3)$$

où  $m$  désigne les masses des produits de la désintégration et  $T_1$  est l'énergie cinétique du  $^{10}\text{Li}$  dans le système du laboratoire. Pour une énergie  $E_n$  inférieure à 5 MeV, on s'attend donc à un élargissement inférieur à 2.3 degrés. Les deux détecteurs plastiques, placés à 80 cm de la cible avec une surface de 20x20  $\text{cm}^2$ , suffisent donc pour assurer une efficacité de 100%. Alors que les noyaux de  $^{11}\text{Be}$  et de  $^9\text{Li}$  du faisceau s'arrêtent dans le premier plastique, les  $^9\text{Li}$  issus de la désintégration du  $^{10}\text{Li}$  vont jusqu'au deuxième. Le deuxième plastique sert donc de filtre pour la recherche de ces  $^9\text{Li}$ .

L'identification des noyaux possédant assez d'énergie pour atteindre le deuxième plastique se fait par l'intermédiaire du spectre  $L_1 \& L_2$  (lumière recueillie dans chacun des plastiques). La séparation des noyaux est illustrée sur la figure 4.13. Le rebroussement visible sur la partie supérieure des bandes associées aux hydrogènes et héliums indique la présence de particules suffisamment énergétiques pour aller au-delà du deuxième plastique. Le fond, notamment dans la région des lithiums, correspond à des événements où plusieurs particules légères sont détectées simultanément par les plastiques.

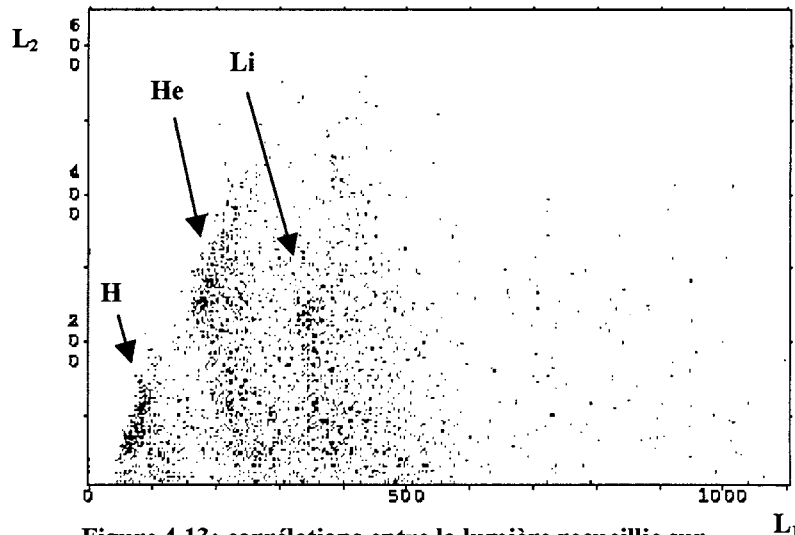


Figure 4.13: corrélations entre la lumière recueillie sur chacun des détecteurs plastiques

En résumé, pour rechercher les événements associés à la réaction  $^{11}\text{Be}(d,^3\text{He})^{10}\text{Li}$ , nous avons considéré les critères de sélection suivants:

- 1/ déclenchement du MCR par MUST.
- 2/ une seule piste X et une seule piste Y touchées.
- 3/ absence de signal provenant des Si(Li).
- 4/ sélection des  $^3\text{He}$  ayant la bonne énergie grâce au contour « $^3\text{He}$ » de la figure 4.10.
- 5/ premier et deuxième plastiques touchés. Contour sur les Li dans le spectre  $L_1\&L_2$  (figure 4.13).

Après avoir appliqué les conditions 1/ à 4/, le spectre  $L_1\&L_2$  laisse apparaître un îlot d'événements dans la région des lithiums. Ceci est illustré sur la figure 4.14. L'application de la condition 5/ terminera la sélection des événements à partir desquels nous déterminerons le spectre en masse manquante du  $^{10}\text{Li}$ .

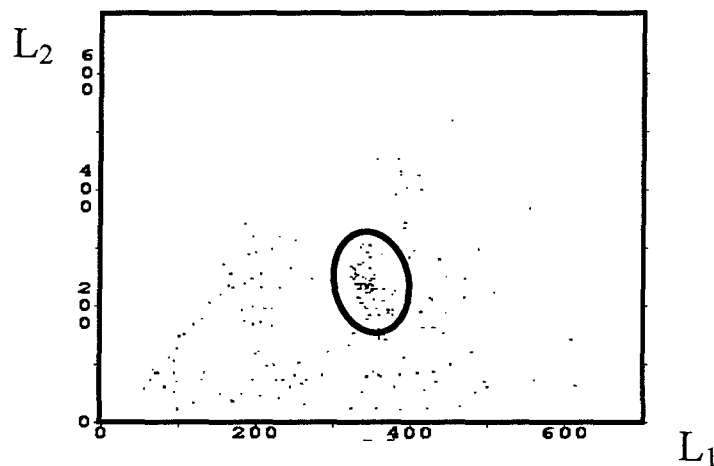


Figure 4.14: corrélations entre la lumière recueillie sur chacun des détecteurs plastiques, une fois les conditions 1/ à 4/ appliquées

#### IV.3.5 Recherche des événements de la réaction $d(^{11}\text{Be},t)^{10}\text{Be}$

La distribution en énergie des tritons émis dans la plage angulaire couverte par MUST lors de la réaction  $d(^{11}\text{Be},t)^{10}\text{Be}$ , où les  $^{10}\text{Be}$  sont dans l'un de leurs états liés, s'étend approximativement de 2.8 à 5.2 MeV. Par conséquent, ils s'arrêtent dans les 300  $\mu\text{m}$  de silicium du premier étage de MUST. Les détecteurs Si(Li) sont donc ici aussi utilisés comme veto pour les événements recherchés. De plus, nous l'avons vu au paragraphe IV.3.2, ces tritons ont un temps de vol qui diffère de plus de 2 ns de celui des particules  $\alpha$  produites par d'autres réactions. La résolution globale sur la mesure de ces temps étant de 1.8 ns, la séparation de ces deux types de particules ne pose pas de difficultés. Le contour «tritons» présenté sur la figure 4.10, qui correspond aux corrélations énergie-temps mesurées par MUST, tient compte de l'ensemble de ces critères.

Il faut cependant signaler que ces tritons de basse énergie n'ont pu être clairement observés qu'après avoir éliminé un fond présent uniquement aux petits angles. Ceci a été réalisé en ne tenant pas compte des particules détectées par les quatre pistes les plus proches du faisceau, pour chacun des modules de MUST. D'autre part, seulement 5 modules ont été

utilisés pour la détection des tritons, en raison du fond important de basse énergie observé dans l'un des détecteurs, probablement touché par le halo du faisceau. D'autre part les tritons d'énergie comprise entre 4.8 et 5.8 MeV, étaient en partie masqués par les particules  $\alpha$  de la source « 3 pics » présentée au paragraphe IV.3.1. Ceci a entraîné une perte d'efficacité pour l'observation des niveaux du  $^{10}\text{Be}$  situés autour de 6 MeV.

Les noyaux de  $^{10}\text{Be}$  associés à ces événements sont émis vers l'avant à des angles inférieurs à 2 degrés et sont détectés par le premier plastique. Nous avons constaté qu'une proportion non négligeable de ces  $^{10}\text{Be}$  atteignait le deuxième détecteur plastique, ce qui peut s'expliquer par une inhomogénéité de l'épaisseur du premier plastique de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres. La figure 4.15 présente le spectre correspondant à l'énergie déposée par les différents types de particules sur le premier plastique. Les  $^{10}\text{Be}$  issus de la réaction ont une énergie moyenne de 412 MeV lorsqu'ils sont émis dans leur état fondamental et de 405 MeV lorsqu'ils possèdent une énergie d'excitation de l'ordre de 6 MeV. Pour comparaison, l'énergie moyenne du faisceau de  $^{11}\text{Be}$ , qui est de 409 MeV correspond sur ce spectre au canal 500.

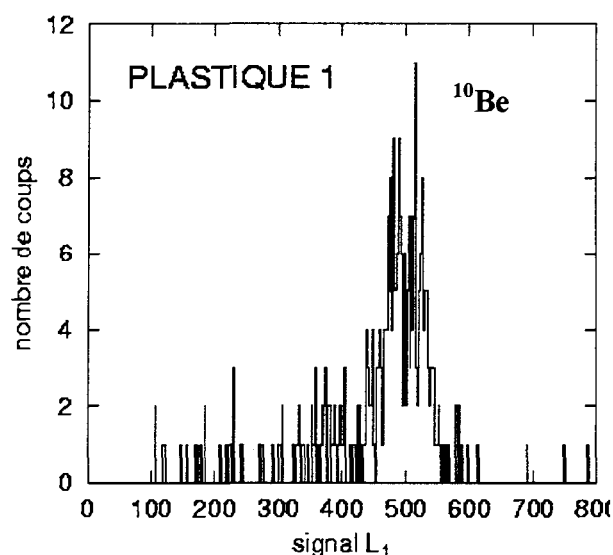


Figure 4.15: signaux détectés sur le premier plastique en coïncidence avec des événements du contour "tritons" dans MUST.

## IV.3.6 Construction des spectres en énergie de $^{10}\text{Li}$ et $^{10}\text{Be}$

### IV.3.6.1 Application de la méthode standard

#### a) Spectre du $^{10}\text{Li}$

Le spectre du  $^{10}\text{Li}$  a été déterminé par un calcul de cinématique relativiste à deux corps, à partir des mesures dans MUST de l'énergie cinétique et de l'angle d'émission de l'éjectile léger. L'énergie cinétique de  $^3\text{He}$  a été corrigée de la perte d'énergie moyenne dans la cible (environ 50 keV pour des  $^3\text{He}$  produits au centre de la cible). L'origine du spectre est placée au seuil de séparation du système  $\{^9\text{Li}+n\}$ .

Le spectre brut obtenu sans tenir compte de la correction angulaire apportée par les détecteurs de faisceau est présenté sur la partie gauche de la figure 4.16. Compte tenu de la faible statistique, ce spectre est présenté avec une largeur de canal de 0.2 MeV. Le spectre brut présente très clairement un pic de plus de 80 événements, dont le maximum se trouve situé à 0.2 MeV. La distribution angulaire de ce pic, présentée et analysée aux paragraphes IV.1.2 et IV.2.1, confirmera qu'il correspond à la distribution de la force  $2s_{1/2}$  recherchée.

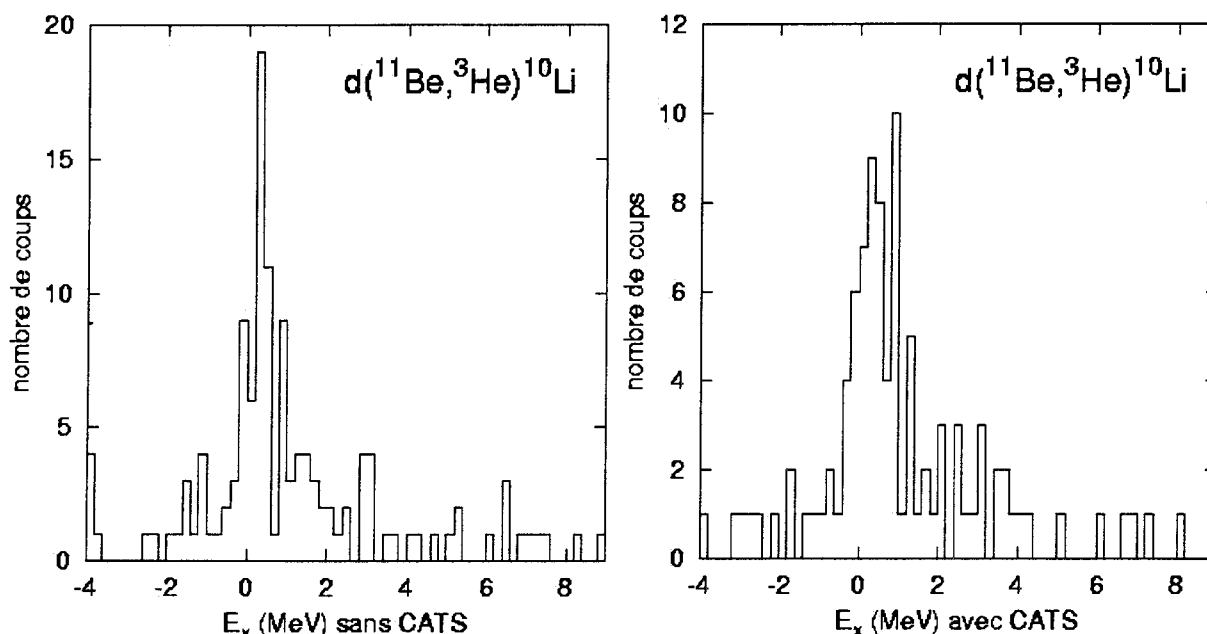


Figure 4.16: spectres en énergie du  $^{10}\text{Li}$ , obtenus sans CATS (gauche) et avec CATS (droite)

Le spectre obtenu après correction par les données des CATS est présenté sur la droite de la figure 4.16.

Pour un état très étroit, on s'attend à une largeur de 1.2 MeV dans le spectre brut et d'environ 400 keV dans le spectre corrigé. Ces valeurs ont été estimées en prenant en compte la cinématique de la réaction et les conditions expérimentales, en particulier la résolution en énergie de MUST, le straggling dans la cible, la largeur du faisceau et surtout la résolution associée à la mesure de l'angle de diffusion.

Le pic du spectre brut présente une largeur d'environ 1.2 MeV ( $\sigma = 500$  keV, entre  $-0.6$  et  $1.4$  MeV), en accord avec la largeur citée ci-dessus. On observe un peu bizarrement une légère augmentation de cette largeur (1.25 MeV) lorsqu'on prend en compte les trajectoires incidentes mesurées par CATS. Ces données se doivent donc d'être validées par la construction correcte du spectre de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$ .

#### a) Spectre du $^{10}\text{Be}$

En utilisant les critères cités au paragraphe IV.3.5, nous avons sélectionné les événements pouvant correspondre à la réaction  $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$ . Le spectre en énergie d'excitation des  $^{10}\text{Be}$  a ensuite été construit à partir des mesures de l'énergie cinétique et de l'angle de diffusion des tritons. Il faut noter que cette énergie a été compensée de la perte d'énergie moyenne dans la cible (environ 30 keV pour des tritons produits au centre de la cible).

Les résultats sont présentés sur la figure 4.17. Le spectre de gauche est construit en utilisant, lors du calcul de l'énergie d'excitation  $E_x(^{10}\text{Be})$ , l'angle déterminé par rapport au centre de la cible par la position sur MUST du triton détecté. Le spectre de droite est quant à lui obtenu en utilisant les détecteurs CATS pour prendre en compte les trajectoires des  $^{11}\text{Be}$  incidents lors de la détermination des angles de diffusion.

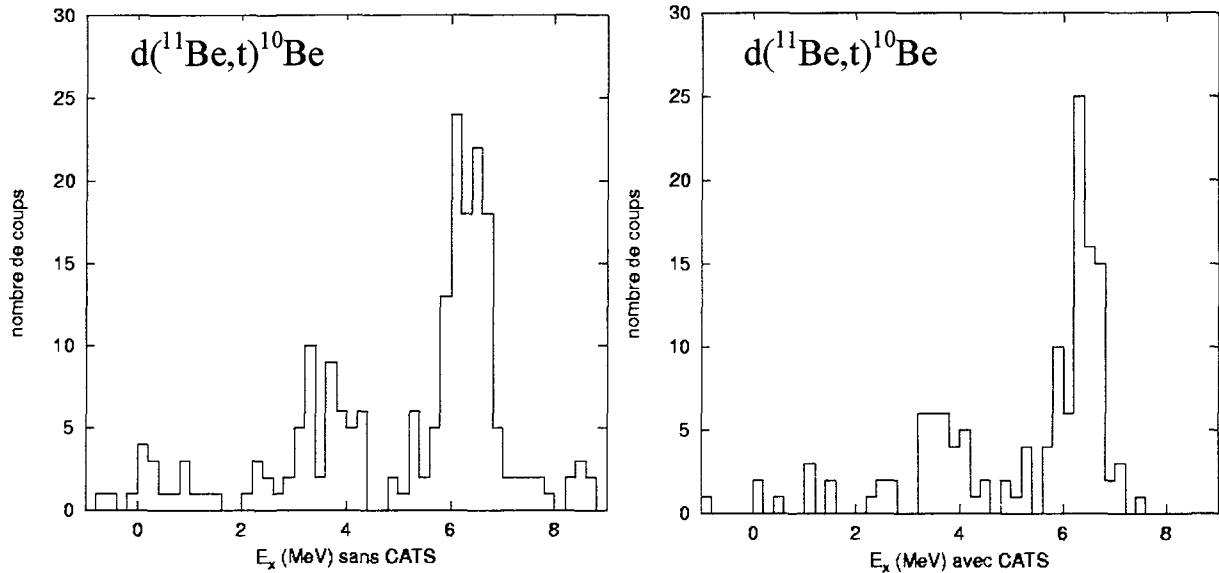


Figure 4.17: spectres d'énergie d'excitation du  $^{10}\text{Be}$  obtenus sans (gauche) et avec (droite) les détecteurs CATS.

On s'attend à priori à observer les états liés du  $^{10}\text{Be}$  vus dans la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  sous la forme de 3 pics correspondant respectivement à l'état fondamental  $0^+$ , à l'état  $2^+$  à 3.37 MeV et au multiplet de quatre niveaux autour de 6 MeV. A plus haute énergie, il est possible en principe de mettre en évidence des états non liés du  $^{10}\text{Be}$ . La résolution en énergie optimum attendue pour les deux premiers pics est de l'ordre de 0.8 MeV si l'on considère le spectre brut et 0.5 MeV pour le spectre corrigé. Une résolution plus médiocre peut révéler la présence d'une mauvaise évaluation de l'angle de diffusion.

Le spectre de gauche présente trois pics. Le plus important correspond au peuplement des états du  $^{10}\text{Be}$  se trouvant vers 6 MeV d'énergie d'excitation. Notons que les tritons associés à ce pic ont une énergie cinétique comprise entre 4 et 5.2 MeV, qui croise (voir spectre 4.10) la ligne des particules  $\alpha$  de 4.824 et 5.156 MeV provenant de la source d'étalonnage. Afin de se prémunir des coïncidences fortuites associées, nous avons effectué de fines coupures dans le spectre des énergies mesurées par MUST, ce qui est à l'origine d'une perte d'efficacité pour ce pic. Le deuxième pic correspond à l'état  $2^+$ , premier état excité du  $^{10}\text{Be}$ . Les pics associés au  $2^+$  et au « 6 MeV » ont une largeur d'environ 1.0 MeV. On observe également une accumulation de quelques coups au voisinage de la position attendue pour l'état fondamental  $0^+$ .

L'utilisation des détecteurs CATS pour la détermination de l'angle de diffusion permet une diminution de la largeur du pic associé au  $2^+$ , qui passe de 1.0 MeV à 850 keV, ce qui est supérieur à la résolution attendue. Quant au pic appelé « 6 MeV », il présente une forme asymétrique qui peut correspondre à l'excitation inégale de différents états du multiplet mais peut aussi être une conséquence des coupures signalées ci-dessus. Par ailleurs, la perte

d'efficacité associée à l'utilisation des CATS explique sans doute la quasi disparition du pic associé à l'état fondamental.

Il est important de noter aussi que par rapport à l'énergie expérimentale de 3.37 MeV, le barycentre du pic associé au  $2^+$  se trouve décalé d'environ 0.2 MeV dans le spectre non corrigé et de 0.3 MeV dans le spectre obtenu après la correction apportée par les détecteurs de faisceau. On observe également un décalage équivalent pour le pic observé vers 6.4 MeV, alors que l'énergie d'excitation maximum du multiplet est de 6.26 MeV. Ce déplacement en énergie et l'amélioration insuffisante de la résolution apportée par les CATS dans la réaction (d,t) montre donc l'existence d'un problème dans la construction des spectres en énergie, ne permettant pas de valider le spectre corrigé de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})$ , présenté dans la figure 4.16 (droite).

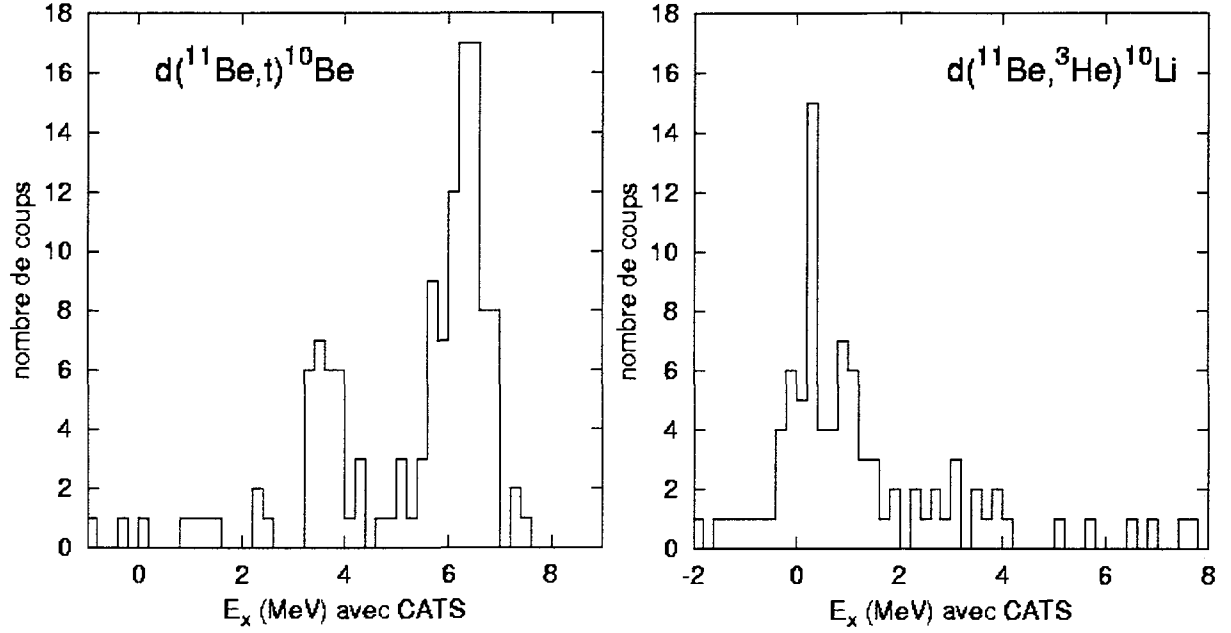
#### ***IV.3.6.2 Tentatives de correction des incertitudes sur le spectre en énergie de $^{10}\text{Li}$***

Pour obtenir un spectre de  $^{10}\text{Li}$  plus fiable, nous avons d'abord examiné les causes pouvant être à l'origine des déplacements en énergie observés dans le spectre du  $^{10}\text{Be}$ , et tenté en conséquence d'améliorer sa résolution.

- Pour expliquer un décalage de 300 keV sur l'énergie d'excitation du  $^{10}\text{Be}$ , par une erreur sur l'énergie incidente du faisceau, il faudrait que sa valeur centrale soit erronée de plus de 6 MeV. Nous avons vérifié que l'énergie du faisceau utilisée dans les calculs correspondait bien à celle déduite de la valeur affichée du Bp de la ligne: ceci a été effectué en mesurant les différences de temps de vol des  $^{11}\text{Be}$  et des autres noyaux observés lors du réglage du faisceau avant l'utilisation du dégradeur dans le spectromètre ALPHA.
- Compte tenu des étalonnages que nous avons effectués, l'écart entre l'énergie mesurée des tritons et leur énergie réelle, après correction des pertes d'énergie dans la cible mince de  $\text{CD}_2$ , est vraisemblablement inférieur à 20 ou 30 keV. Pour notre réaction  $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$  le rapport entre l'énergie d'excitation  $E_x$  de l'éjectile lourd et l'énergie cinétique de l'ion léger étant de l'ordre de 4, cet écart ne peut être à l'origine d'un déplacement supérieur à 120 keV pour l'énergie d'excitation des  $^{10}\text{Be}$ .
- L'hypothèse la plus vraisemblable pour expliquer ces déplacements est celle d'un mauvais contrôle des positions relatives des différents détecteurs. Les positions des détecteurs MUST par rapport à l'axe du faisceau, données par les cotes théoriques de la mécanique porteuse, ont été confirmées par les mesures effectuées avant l'expérience. Par contre, nous ne pouvons écarter la possibilité d'un décalage global, selon l'axe central du faisceau, de la position de cette mécanique par rapport à la position de la cible. Rappelons par ailleurs que nous ne disposons pas d'un étalonnage de la position absolue des détecteurs CATS, ce qui peut avoir des conséquences importantes sur la détermination des énergies des pics et la résolution globale obtenue.

Pour limiter l'effet de ces incertitudes, nous avons dans un premier temps examiné l'évolution de la position et de la largeur du pic  $2^+$  dans le spectre du  $^{10}\text{Be}$ , en fonction des positions X et Y des détecteurs CATS. En faisant varier légèrement ces dernières, on peut constater une nette amélioration de la résolution, comme le montre la figure 4.18 (gauche). L'écart quadratique moyen obtenu sur l'état  $2^+$  du  $^{10}\text{Be}$  est de 0.3 MeV, correspondant à une résolution à mi-hauteur de 0.7 MeV. Cette amélioration est obtenue pour un déplacement de 1

mm des positions verticales de CATS1 et CATS2, compatible avec l'incertitude sur la position de la bande centrale de ces deux détecteurs par rapport à l'axe de la ligne de faisceau.



**Figure 4.18: spectres en énergie du  $^{10}\text{Be}$  (gauche) et du  $^{10}\text{Li}$  (droite) obtenus après décalages des positions verticales des détecteurs CATS.**

Le spectre associé au  $^{10}\text{Li}$ , ainsi obtenu après cette nouvelle correction de la position et de l'incidence du faisceau est montré sur la droite de la figure 4.18. On constate que l'essentiel des coups se situe juste au voisinage du seuil, entre  $-0.2$  MeV et  $1.4$  MeV. Le spectre observé n'est pas incompatible avec l'existence de deux sous-structures au voisinage de  $0.2$  MeV et  $1$  MeV, qui pourraient correspondre aux deux états attendus de configuration  $[(1p_{3/2})^\pi(2s_{1/2})^v]$ ,  $2^-$  et  $1^-$ . Comme il a été dit au paragraphe 4.1, la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})$  peut aussi faiblement peupler les états de configuration  $[(1p_{3/2})^\pi(1d_{5/2})^v]$  à plus haute énergie: on peut noter la présence d'une certaine concentration de coups autour de  $3$  MeV qui pourrait correspondre à l'excitation de ces états. Cependant, la statistique se révèle malheureusement trop faible pour permettre des conclusions définitives sur la structure détaillée du spectre observé.

Il faut d'autre part remarquer que le décalage de  $0.3$  MeV constaté précédemment pour le pic associé à l'état  $2^+$  du  $^{10}\text{Be}$  est seulement réduit à environ  $0.25$  MeV après le décalage effectué sur les CATS, jouant sur la détermination de l'angle de diffusion. Un décalage angulaire systématique peut être obtenu en faisant varier la position de la mécanique de MUST par rapport à la cible. Nous avons observé qu'une amélioration significative de la position des pics du  $^{10}\text{Be}$  était obtenue en diminuant cette distance de  $10$  mm. Les résultats sont montrés sur la figure 4.19. Comme dans la figure précédente, on n'observe pas de pics correspondant à l'excitation de l'état fondamental. Le pic associé au  $2^+$ , d'une largeur d'environ  $600$  keV ( $\sigma = 260$  keV), se trouve alors vers  $3.4$  MeV, ce qui est en bon accord avec la valeur expérimentale et celui correspondant aux niveaux autour de  $6$  MeV est centré autour de  $6.1$  MeV.

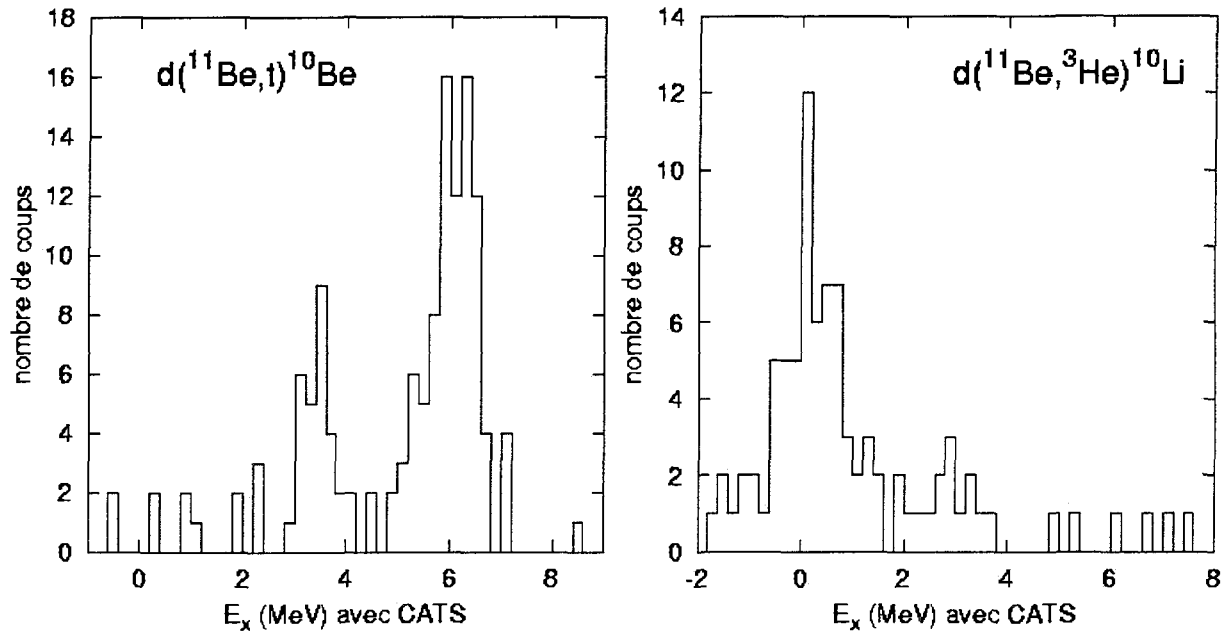


Figure 4.19: spectres en énergie du  $^{10}\text{Be}$  (gauche) et du  $^{10}\text{Li}$  (droite) obtenus après décalages des positions verticales des détecteurs CATS et variation de la distance cible-MUST.

Après une telle correction de la distance des modules MUST par rapport à la cible, le spectre du  $^{10}\text{Li}$  présente un pic principal avec une forme légèrement modifiée par rapport à celui présenté dans la figure 4.18, mais toujours en accord avec la conclusion de l'existence d'un état situé au voisinage du seuil d'émission neutron. Une discussion plus complète de ce spectre sera effectuée au paragraphe 4.5.

### IV.3.7 Sections efficaces différentielles

#### IV.3.7.1 Réaction $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$

Pour construire la section efficace différentielle de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ , nous avons découpé en tranches de 4 degrés la distribution angulaire, dans le système lié au laboratoire, des  $^3\text{He}$  sélectionnés. Une telle largeur de tranches, qui nous est imposée par le faible nombre d'événements, est bien supérieure à l'incertitude sur l'angle lorsque celui-ci est déterminé sans utiliser les détecteurs CATS. Nous préférons donc utiliser pour déterminer la section efficace différentielle, les angles non corrigés des trajectoires des  $^{11}\text{Be}$  incidents et éviter ainsi la diminution du nombre d'événements du fait de l'efficacité limitée des détecteurs CATS. Les nombres d'événements par tranche angulaire, correspondant au pic de la figure 4.16 (gauche) situé entre  $-1$  et  $+2.5$  MeV, sont présentés sur le tableau suivant :

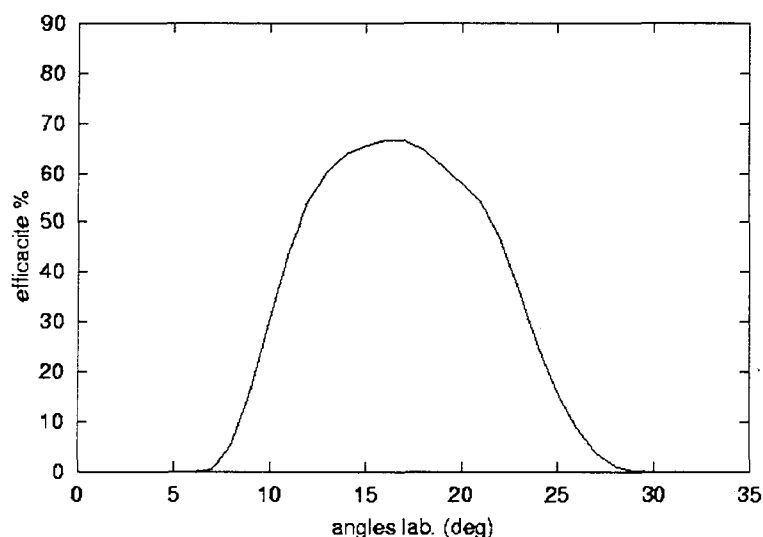
| Angles lab.<br>(deg)    | Nombre<br>d'événements |
|-------------------------|------------------------|
| $8^\circ$ - $12^\circ$  | 7                      |
| $12^\circ$ - $16^\circ$ | 19                     |
| $16^\circ$ - $20^\circ$ | 34                     |
| $20^\circ$ - $24^\circ$ | 24                     |

Tableau 4.3: nombre d'événements par tranche angulaire associés à la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ , construite sans corrections des trajectoires du faisceau.

Afin d'évaluer l'efficacité géométrique du système de détection, nous avons adapté le programme de simulation présenté au paragraphe III.3.3.3. En particulier, il diffère de la précédente version par les points suivants:

- nous avons pris en compte la disposition des détecteurs, ainsi que les caractéristiques du faisceau sur la cible, correspondant à la présente expérience.
- pour chaque  $^3\text{He}$  détecté dans MUST, on teste si la trajectoire du  $^9\text{Li}$  issu de la désintégration  $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$  est interceptée par les détecteurs plastiques. On simule cette désintégration en affectant la trajectoire du noyau de lithium d'un angle de déviation. Celui-ci est déterminé pour chaque événement à partir du tirage aléatoire de l'angle d'émission du neutron dans le système lié au  $^{10}\text{Li}$ .<sup>19</sup>
- la perte d'efficacité associée aux interpistes, soit 10% de la surface couverte par MUST, ainsi que l'absence de 24 pistes sur les 720, sont prises en compte en fin de programme par un facteur de normalisation global.

A titre d'exemple, une courbe d'efficacité géométrique obtenue par ce programme est montrée sur la figure 4.20:



**Figure 4.20: courbe d'efficacité géométrique obtenue par le programme de simulation**

La section efficace différentielle est finalement obtenue, à l'aide de la formule 3.5, en utilisant une épaisseur de cible de  $0.26 \text{ mg/cm}^2$  et  $2.464 \times 10^{10}$  noyaux de  $^{11}\text{Be}$  incidents. Le résultat est présenté sur le tableau 4.4.

<sup>19</sup> Le neutron étant supposé se trouver dans un état  $\ell=0$ , on considère qu'il est émis de manière isotrope dans le système lié au centre de masse du  $^{10}\text{Li}$ .

| angle C.M.(deg) | $(d\sigma/d\Omega)_{CM}$ (mb/sr) |
|-----------------|----------------------------------|
| 4.7             | $2.60 \pm 0.98$                  |
| 6.7             | $2.86 \pm 0.66$                  |
| 8.8             | $3.65 \pm 0.63$                  |
| 11.2            | $2.79 \pm 0.57$                  |

**Tableau 4.4: section efficace différentielle de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$  à 37.3 MeV/A**

#### IV.3.7.2 Réaction $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$

Le nombre d'événements associés aux états  $0^+$  et  $2^+$  étant très faible, nous préférons pour extraire les facteurs spectroscopiques, utiliser des sections efficaces intégrées et non des sections efficaces différentielles. Pour les raisons évoquées au paragraphe IV.3.7.1, ses sections efficaces ont été déterminées à partir des angles non corrigés de la trajectoire du faisceau.

Pour prendre en compte l'efficacité géométrique du système de détection, nous avons utilisé notre programme de simulation, tenant compte ici de l'élimination d'un détecteur, ainsi que de celle des pistes des autres détecteurs les plus proches du faisceau pour minimiser les problèmes de fond. L'émission de  $^{10}\text{Li}$  est ici remplacée par celle des  $^{10}\text{Be}$ . Compte tenu de la cinématique de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})t$  et de la couverture angulaire de MUST, les  $^{10}\text{Be}$  associés à des tritons détectés par MUST ont un angle maximal d'environ 1.6 degrés, de beaucoup inférieur à la couverture angulaire du premier plastique, qui va jusque 7 degrés par rapport au centre de la cible. Puisque nous considérons uniquement des états du  $^{10}\text{Be}$  liés par rapport à l'émission de particules, nous n'avons pas à traiter ici la désintégration en vol.

Le tableau 4.5 présente les sections efficaces intégrées associées à ces deux états.

| Etat  | Angles c.m.<br>(deg.) | $\sigma_{\text{intégrée}}$<br>(mb) |
|-------|-----------------------|------------------------------------|
| $0^+$ | 2.3-5.3               | $0.035 \pm 0.011$                  |
| $2^+$ | 2.6-6.2               | $0.137 \pm 0.026$                  |

**Tableau 4.5: sections efficaces intégrées pur le  $0^+$  et le  $2^+$**

La section efficace différentielle associée au  $2^+$  ainsi que l'analyse de ces données est présentée au paragraphe IV.4.2.

## IV.4 Analyse DWBA et facteurs spectroscopiques

### IV.4.1 réaction $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$

Il est important de vérifier que les événements constituant le pic présenté sur le spectre d'énergie du  $^{10}\text{Li}$  sont le résultat du transfert d'un proton de la couche  $1p_{3/2}$ . Pour cela, nous allons comparer la section efficace différentielle expérimentale aux résultats de calculs

DWBA effectués dans cette hypothèse. Les calculs ont été effectués avec le code DWUCK4, dans l'approximation de portée nulle.

Nous avons utilisé l'ensemble de potentiels optiques présentés sur le tableau 4.6. Il correspond aux paramétrisations globales de Daehnick et al. [Daeh80] pour la voie deuton et de Becchetti et Greenlees [Becc71] pour la voie  $^3\text{He}$ . La première est basée sur l'analyse de données de diffusion élastique de deutons sur des cibles de masses comprises entre  $A=27$  et  $A=238$ , et ce pour des énergies allant de 11.8 à 90 MeV. Quant à la deuxième, elle résulte de l'étude systématique de la diffusion élastique de noyaux de  $^3\text{He}$  sur des cibles de masses supérieures à  $A=40$  et pour des énergies allant jusqu'à 40 MeV.

| Voie          | $V_v$ | $r_v$ | $a_v$ | $W_v$ | $4W_D$ | $r_w$ | $a_w$ | $V_{so}$ | $r_{so}$ | $a_{so}$ | $r_c$ |
|---------------|-------|-------|-------|-------|--------|-------|-------|----------|----------|----------|-------|
| D             | 70.7  | 1.17  | 0.84  | -6.00 | 32.4   | 1.33  | 0.65  | 0.00     | 0.00     | 0.00     | 1.30  |
| $^3\text{He}$ | 161.2 | 1.20  | 0.72  | -38.5 | 0.0    | 1.40  | 0.88  | 2.50     | 0.72     | 1.20     | 1.30  |

Tableau 4.6: potentiels optiques utilisés pour calculer la section efficace différentielle de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$

Rappelons que cette étude est basée sur l'hypothèse que les états du  $^{10}\text{Li}$  sont ici peuplés par le transfert d'un proton de la couche  $1p_{3/2}$ . Par conséquent, nous utiliserons comme facteur de forme de la réaction la partie radiale de la fonction d'onde d'un proton de cette couche, calculée par la méthode de l'«énergie de séparation», c'est-à-dire en ajustant la profondeur du potentiel de manière à reproduire la valeur expérimentale de l'énergie de séparation du proton, soit  $S_p = -20.55$  MeV. La figure 4.21 montre la section efficace différentielle normalisée aux points expérimentaux. On peut constater un bon accord entre la forme des données expérimentales et la section efficace théorique calculée dans cette hypothèse. Suivant la méthode présentée au paragraphe I.1.5, le facteur de normalisation est égal à  $C^2S$ , où  $S$  est le facteur spectroscopique de la transition et  $C$  un coefficient de Clebsh-Gordan d'isospin<sup>20</sup>. La valeur de  $C^2S$  ainsi extraite est de 1.4.

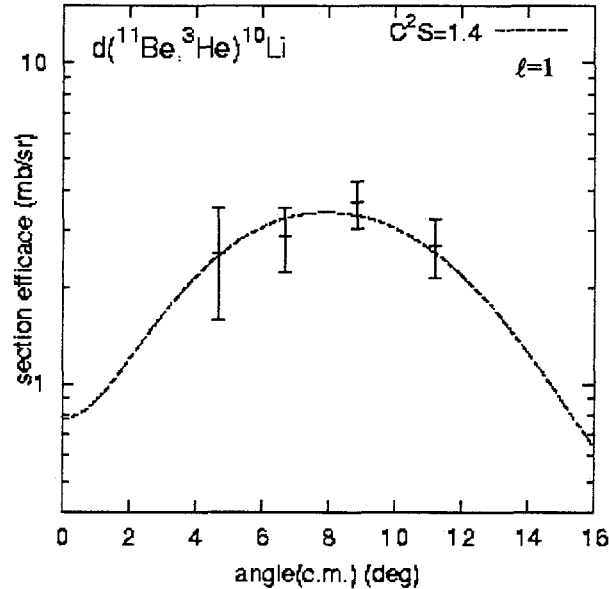


Figure 4.21: analyse de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$  au moyen d'un calcul DWBA effectué dans l'hypothèse du transfert d'un proton de la couche  $1p_{3/2}$ .

<sup>20</sup> On a ici:  $C = \langle T_{10Li} T_p t_{10Li} t_p | T_{11Be} t_{11Be} \rangle = \langle 2 \frac{1}{2} 2 - \frac{1}{2} | \frac{3}{2} \frac{3}{2} \rangle = \sqrt{0.8}$

Pour le pick-up d'un proton dans un noyau d'isospin  $T_0$ , la somme des valeurs de  $C^2S$  pour l'excitation des états de basse énergie d'isospin  $T_0 + 1/2$  est égale au nombre moyen de protons présents dans la couche [Brus77]. La valeur obtenue,  $C^2S=1.40$ , représente 70 % de la règle de somme attendue pour le pick-up d'un des deux protons du  $^{11}\text{Be}$  présents dans la couche  $p_{3/2}$ , en bon accord avec l'image naïve d'un cœur compact de protons essentiellement concentrés dans les orbitales les plus basses  $1s_{1/2}$  et  $1p_{3/2}$ .

#### IV.4.2 Réaction $d(^{11}\text{Be},t)^{10}\text{Be}$

Les sections efficaces différentielles théoriques de cette réaction ont été calculées dans le cadre de la DWBA, en utilisant les mêmes ensembles de paramètres optiques que dans l'analyse de la réaction  $(d,^3\text{He})$ . L'utilisation pour la voie triton des mêmes potentiels optiques que ceux employés pour les  $^3\text{He}$  est en effet une procédure standard, en l'absence de faisceaux de tritons permettant l'étude systématique de diffusions élastiques.

La figure 4.22 montre les sections efficaces prédites pour l'excitation de l'état fondamental  $0^+$  par un transfert  $2s_{1/2}$  et de l'état  $2^+$  par un transfert  $1d_{5/2}$ , et ce pour un même facteur spectroscopique  $C^2S$  égal à 1. On peut remarquer sur cette figure la forte sélectivité de la réaction  $(d,t)$  pour un transfert  $\ell=2$ , et la faiblesse de la section efficace  $\ell=0$  dans la tranche angulaire couverte par les modules MUST.

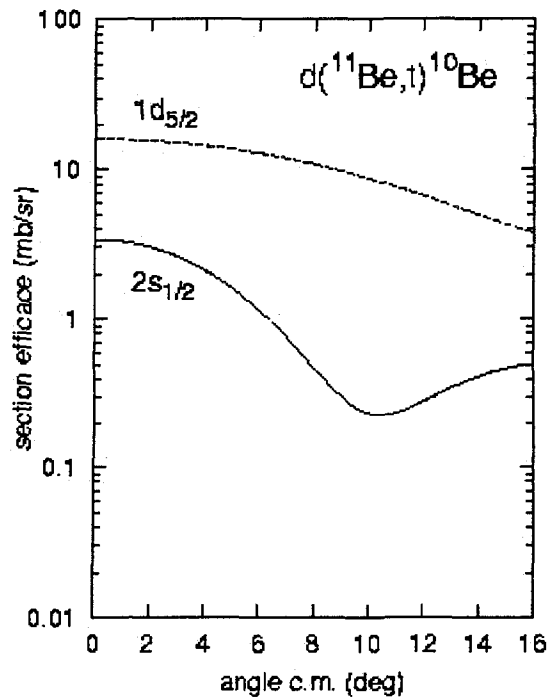


Figure 4.22: sections efficaces différentielles de la réaction  $d(^{11}\text{Be},t)^{10}\text{Be}$  correspondant au transfert des neutrons  $2s_{1/2}$  et  $1d_{5/2}$ . Ces courbes ont été obtenues des facteurs de forme SE calculés avec la géométrie ( $r_0=1.25$  fm;  $a=0.65$  fm).

Les différents calculs ont été effectués avec la géométrie ( $r_0 = 1.25$  fm,  $a_0 = 0.65$  fm). Comme lors de l'analyse de la réaction (p,d), présentée au chapitre III, nous confrontons ici les résultats obtenus avec des facteurs de forme standard (SE) à ceux utilisant les facteurs de forme de notre modèle de structure CCVIB (voir paragraphe III.5). Pour extraire les facteurs spectroscopiques  $S(0^+)$  et  $S(2^+)$  (ici, C vaut 1), nous avons intégré les sections efficaces calculées sur les plages angulaires utilisées auparavant pour l'intégration des sections efficaces expérimentales (voir tableau 4.5). Les résultats de ces extractions sont présentés dans le tableau 4.7, ainsi que le rapport des facteurs spectroscopiques expérimentaux  $R_{CE}=S(2^+)/(S(0^+)+S(2^+))$ , donnant le taux d'excitation du cœur dans la fonction d'onde de l'état fondamental de  $^{11}\text{Be}$ .

| Type de calcul | $S(0^+)$        | $S(2^+)$        | $R_{CE}$        |
|----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| SE             | $0.69 \pm 0.22$ | $0.39 \pm 0.07$ | $0.36 \pm 0.08$ |
| CCVIB          | $0.72 \pm 0.23$ | $0.25 \pm 0.05$ | $0.26 \pm 0.07$ |

Figure 4.7: facteurs spectroscopiques extraits en utilisant la géométrie ( $r_0=1.25$  fm,  $a_0=0.65$  fm). Les barres d'erreur sont de nature statistique.

Ces résultats, malgré la faible statistique ayant permis de les extraire, confirment les conclusions que nous avons tirées au terme de l'étude de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ : la configuration  $2s_{1/2}$  est dominante dans la fonction d'onde de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  d'autant plus que l'utilisation des facteurs de forme obtenus en résolvant des équations couplées modifie dans ce sens, et de manière significative, la valeur extraite du facteur spectroscopique associé au  $2^+$ .

## IV.5 Interprétation du spectre $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$

Comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, le spectre observé dans notre étude de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})$  présente un pic attribué à l'excitation des états de neutron  $2s_{1/2}$  du noyau instable  $^{10}\text{Li}$  et centré au voisinage du seuil d'émission d'un neutron. Compte tenu de la faible épaisseur choisie pour la cible de  $\text{CD}_2$ , des résolutions en énergie et en position du détecteur MUST et de la résolution en position des détecteurs de faisceau, la résolution optimale attendue sur l'énergie du système  $^9\text{Li}+n$  était d'environ 400 keV. La vérification de cette résolution, ainsi que celle de la précision sur la détermination absolue de l'énergie ne pouvait cependant se faire que de manière indirecte, en l'absence d'un pic de calibration interne généré par la même réaction, de largeur intrinsèque nulle et d'énergie bien connue. Le pic de tritons correspondant à l'excitation de l'état  $2^+$  du  $^{10}\text{Be}$  par la réaction  $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$ , étudiée parallèlement à la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ , a permis d'effectuer une telle vérification.

Un léger recalage de la position des différents détecteurs s'est avéré nécessaire pour optimiser l'énergie et la résolution de ce pic de tritons. Ce recalage, jouant sur la détermination de l'angle de diffusion, a été appliqué pour obtenir le spectre en énergie du  $^{10}\text{Li}$  présenté sur la figure 4.19. Il existe cependant une certaine incertitude sur la résolution expérimentale finalement obtenue: compte tenu des conditions cinématiques, l'effet d'une imprécision angulaire sur la détermination de l'énergie est environ deux fois plus important pour le  $^{10}\text{Li}$  que pour le  $^{10}\text{Be}$ . La résolution en énergie attendue pour un pic infiniment étroit appartenant au  $^{10}\text{Li}$  peut ici être raisonnablement estimée à 600 keV au maximum.

Le barycentre du pic observé sur la figure 4.19 (droite), évalué entre -0.6 MeV et +1.0 MeV, est situé à 130 keV, et sa largeur à mi-hauteur est d'environ 1 MeV ( $\sigma = 430$  keV). Il serait évidemment possible d'analyser ce pic par la méthode classique inspirée de la théorie de la matrice R [Lane58] en déterminant son énergie  $E_R$  et sa largeur  $\Gamma_R$  à l'aide d'un fit par une fonction de Breit-Wigner, modifiée pour tenir compte du voisinage du seuil:

$$\sigma(E) = \frac{\Gamma(E)}{(E - E_R)^2 + \frac{1}{4}\Gamma(E)^2} \quad \text{avec} \quad \Gamma(E) = \Gamma_R \sqrt{\frac{E}{E_R}} \quad (4.4)$$

Cependant, compte tenu de la résolution obtenue et de la faible statistique, il n'est pas exclu que ce pic puisse être constitué d'un doublet d'états résonants. Le couplage d'un neutron  $s_{1/2}$  avec un proton  $p_{3/2}$  génère en effet deux états de spin et parité  $J^\pi = 1^-$  et  $2^-$ . Cette existence probable de deux états, et donc de 4 paramètres, complique à priori l'analyse. D'autre part, la pertinence de ces paramètres pour décrire des états d'un neutron dans une orbitale  $s$  est discutable, comme l'ont montré K. W. McVoy et P. Van Isacker [McVo94]. L'une des motivations de cette expérience étant la détermination du potentiel d'interaction  $^9\text{Li}+n$  à utiliser dans les calculs du noyau à halo  $^{11}\text{Li}$ , nous nous contenterons ici de comparer le spectre expérimental aux prédictions du modèle de N. Vinh Mau et J. C. Pacheco, et de voir s'il est possible d'extraire de nos données une valeur de la longueur de diffusion  $a_s$ , caractérisant le potentiel  $^9\text{Li}+n$  au voisinage du seuil.

Le calcul rigoureux de la dépendance en énergie de la section efficace de cette réaction, qui comporte trois corps dans la voie de sortie, se trouvant au-delà des limites de ce travail, nous utiliserons ici une expression approchée. Nous avons vu au paragraphe I.1.1 que

l'élément de matrice correspondant au transfert d'un nucléon peut s'écrire, avec les notations du chapitre I, sous la forme:

$$T_{AB} = \langle \chi_{bB}^- \Phi_b \Phi_B | V_{\alpha\alpha} | \chi_{aA}^+ \Phi_a \Phi_A \rangle \quad (4.5)$$

On considère dans cette expression, où A, a, b et B désignent respectivement les noyaux de  $^{11}\text{Be}$ , d,  $^3\text{He}$  et  $^{10}\text{Li}$ , et x le proton transféré, que le neutron  $2s_{1/2}$  du halo du  $^{11}\text{Be}$  reste spectateur. Si nous exprimons la fonction d'onde du  $^{11}\text{Be}$  en termes d'un cœur de  $^9\text{Li}$ , d'un proton  $1p_{3/2}$  et d'un neutron  $2s_{1/2}$ , et celle du  $^{10}\text{Li}$  comme un cœur de  $^9\text{Li}$  couplé à un neutron  $2s_{1/2}$  dans le continu, le recouvrement  $\langle \Phi_B | \Phi_A \rangle$  s'écrit schématiquement sous la forme  $\langle \Phi_{^9\text{Li}} \Phi_n(E) | \Phi_{^{10}\text{Be}} \Phi_n \rangle$ . La dépendance en énergie de l'amplitude de transition est donc essentiellement déterminée par le recouvrement des fonctions d'onde radiales du neutron dans l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  (état lié) et dans le  $^{10}\text{Li}$  (état non-lié). La forme du spectre est alors donnée de manière approximative par la fonction  $S(E)$  définie comme:

$$S(E) = \left( \int u_n^{Li}(r, E) u_n^{Be}(r) r^2 dr \right)^2 \quad (4.6)$$

Dans cette formule, la fonction d'onde  $u_n^{Li}(r, E)$  est normalisée par la relation:

$$u_n^{Li}(r, E) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{\sin(kr + \delta)}{\sqrt{kr}} \quad (4.7)$$

où  $\delta$  est le déphasage. Pour évaluer  $S(E)$ , nous avons utilisé, pour le  $^{11}\text{Be}$  comme pour le  $^{10}\text{Li}$ , l'interaction {cœur - neutron de valence} calculée par N. Vinh Mau et J. C. Pacheco dans leur étude sur la structure du  $^{11}\text{Li}$  [Vinh96], déjà évoquée au paragraphe III.6.1. Dans cette approche, les couplages entre le cœur et le neutron de valence sont pris en compte en ajoutant un terme de surface  $\delta V_v$  au potentiel moyen, ici un puits de Woods-Saxon:

$$V_{eff} = V_{WS} + \delta V_v \quad \delta V_v = 16 \times \alpha_v \times \frac{\exp(2x)}{(1 + \exp(x))^4} \quad (4.8)$$

avec  $x = (r - R)/a$ .

Les fonctions d'onde radiales sont obtenues en résolvant l'équation de Schrödinger du neutron soumis au potentiel (4.8). Dans le cas du  $^{11}\text{Be}$ , nous avons utilisé  $\alpha_v = -10.56$  MeV, qui permet de reproduire la valeur expérimentale de l'énergie de séparation du neutron  $2s$ . Dans le cas du  $^{10}\text{Li}$ , nous avons effectué le calcul pour plusieurs valeurs de  $\alpha_v$  échantillonnées entre 0 et -14 MeV. Les courbes  $S(E)$ , obtenues pour quelques unes de ces valeurs sont présentées sur la figure 4.23. La longueur de diffusion correspondante  $a_s$ , est également indiquée sur la figure.

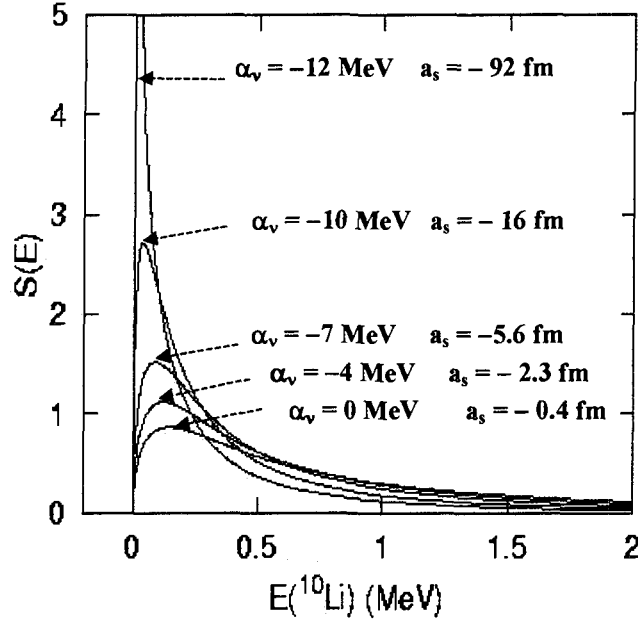


Figure 4.23: fonctions  $S(E)$ , obtenues pour différentes valeurs de  $\alpha_v$ . Le paramètre  $a_s$  est la longueur de diffusion associée

Afin de les comparer au spectre expérimental il est nécessaire de convoluer ces formes théoriques par la résolution expérimentale, puis de les normaliser aux données. La convolution a été effectuée en utilisant une résolution de 600 keV. Elle a pour effet d'élargir les pics, diminuant ainsi leur sensibilité aux valeurs de  $\alpha_v$ . Après avoir discrétisé les courbes résultantes par pas de 200 keV, nous avons déterminé le coefficient de normalisation  $x$  en minimisant un  $\chi^2$  dans la région comprise entre -1 MeV et +2 MeV. Appelons  $n_i$  le nombre d'événements contenus au canal  $i$  du spectre expérimental, et  $S(E_i)$  la valeur de  $S(E)$  pour ce même canal après discrétisation. Nous avons alors:

$$\chi^2 = \frac{1}{D} \sum_i \frac{(n_i - xS(E_i))^2}{\sigma_i^2} \quad (4.9)$$

où  $D$  désigne le nombre de degrés de liberté et  $\sigma_i = n_i^{1/2}$ . Il faut signaler que nous avons préalablement soustrait un fond de 1 coup par tranche de 200 keV (fond attribué à la présence de particules  $\alpha$ ). La variation de la valeur minimale du  $\chi^2$  en fonction des coefficients  $\alpha_v$  du potentiel de surface est tracée sur la figure 4.24. On constate que le meilleur accord entre le spectre expérimental et la courbe théorique est obtenu lorsque  $\alpha_v = -12.0$  MeV, ce qui correspond à une longueur de diffusion  $a_s = -92$  fm. Le bon accord entre le spectre expérimental et la courbe associée à cette valeur de  $\alpha_v$  (voir figure 4.26) constitue un argument supplémentaire confortant la thèse d'un pic correspondant à la force  $(2s_{1/2})^v$  dans le  $^{10}\text{Li}$ .

Cependant, la très faible statistique dont nous disposons ne nous permet pas d'exclure les valeurs de  $\alpha_v$  se trouvant au voisinage de -12 MeV: notons en particulier que les  $\chi^2$  obtenus lorsque  $\alpha_v$  est compris dans l'intervalle entre -10 MeV et -12.2 MeV diffèrent du  $\chi^2$  associé à -12 MeV de moins de 10%.

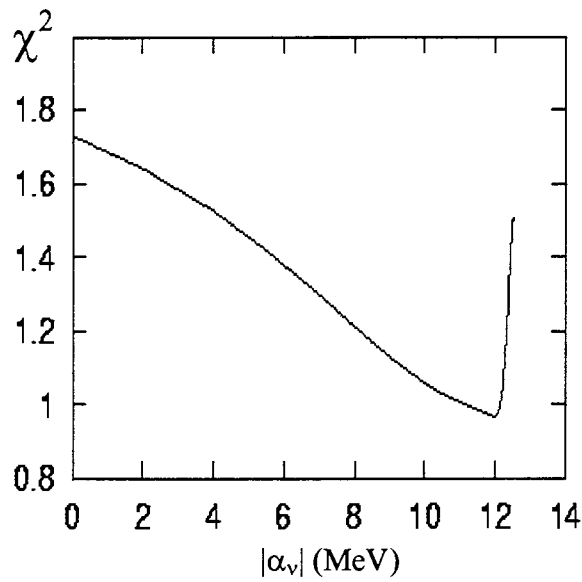


Figure 4.24:  $\chi^2$  en fonction du paramètre  $\alpha_v$

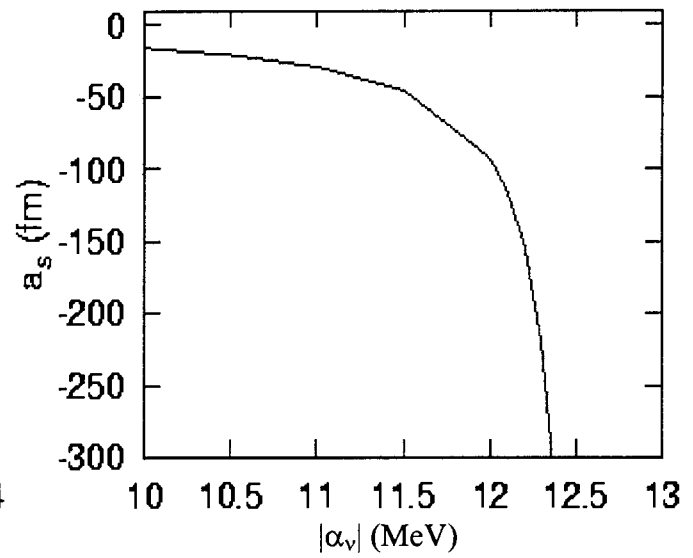


Figure 4.25: longueurs de diffusion ( $a_s$ ) en fonction du paramètre  $\alpha_v$

De plus, compte tenu de ces incertitudes, la très grande sensibilité de la longueur de diffusion  $a_s$  par rapport à la valeur de  $\alpha_v$  utilisée, notamment au voisinage de  $-12$  MeV (voir figure 4.25), rend incertaine l'extraction d'une valeur fiable de  $a_s$ . Ainsi, si  $a_s$  vaut  $-16.5$  fm pour  $\alpha_v = -10$  MeV, elle vaut  $-150$  fm lorsque  $\alpha_v = -12.2$  MeV.

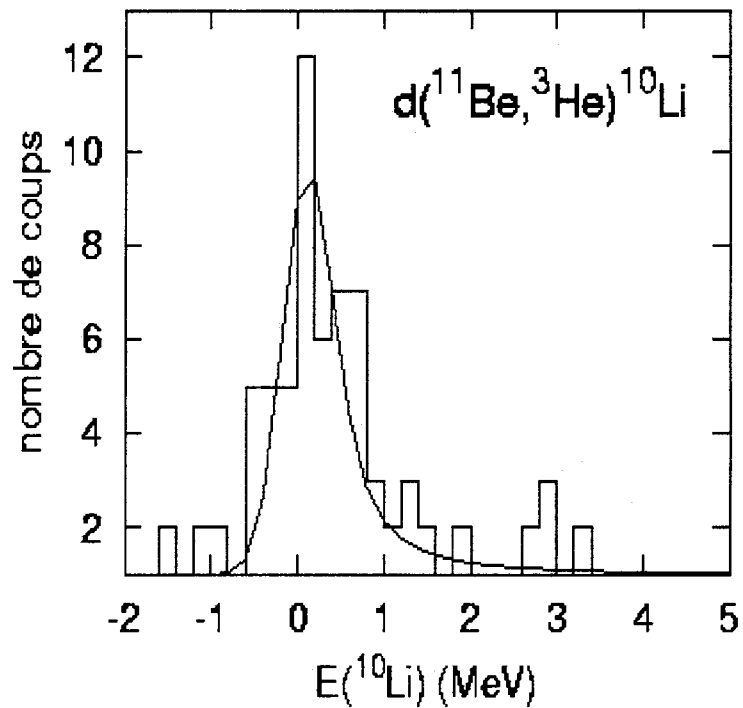


Figure 4.26: comparaison entre le spectre expérimental et la courbe théorique obtenue avec  $\alpha_v = -12.0$  MeV.

En conséquence, nous retiendrons les points suivants:

- Un pic légèrement asymétrique, d'une largeur de 1 MeV, dont le barycentre est situé à 130 keV au-dessus du seuil  $\{^9\text{Li}+n\}$  est observé dans le spectre en masse manquante du  $^{10}\text{Li}$ , obtenu lors de l'étude de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})$ . Son existence constitue une preuve expérimentale directe de l'inversion de parité des premiers niveaux dans le  $^{10}\text{Li}$ .
- Cette conclusion s'appuie sur la prépondérance de la composante  $(2s_{1/2})^v$  dans l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  et sur la sélectivité des réactions de transfert d'un nucléon. L'hypothèse d'un transfert de proton  $1p_{3/2}$  a été validée en comparant la section efficace différentielle expérimentale aux prédictions d'un calcul DWBA effectués dans cette hypothèse.
- L'analyse du spectre expérimental dans le cadre d'un *modèle potentiel* a montré que sa forme est bien reproduite lorsqu'on se place dans l'hypothèse d'un état  $(2s_{1/2})^v$  dans le  $^{10}\text{Li}$ . Cependant, la très faible statistique ainsi que la forte dépendance au potentiel utilisé de la longueur de diffusion  $a_s$  n'ont pas permis l'extraction d'une valeur fiable pour cette dernière. Notons tout de même que les résultats impliquent une longueur de diffusion probablement inférieure à  $-20$  fm, en accord avec les conclusions de Thoennessen et al. [Thoe99].

## V Conclusions et perspectives

Ce travail constitue le point de départ d'un programme consacré à l'étude des noyaux exotiques par réactions de transfert. Les deux expériences présentées ici ont été induites par un faisceau secondaire radioactif de  $^{11}\text{Be}$ , produit par fragmentation au GANIL. Elles ont été étudiées dans le but d'apporter des éclaircissements sur la structure des noyaux à halo  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$ . L'état fondamental  $\frac{1}{2}^+$  du  $^{11}\text{Be}$  est couramment décrit par le couplage d'un neutron  $2s_{1/2}$  au cœur de  $^{10}\text{Be}$  dans son état fondamental  $0^+$ . L'étude de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  avait pour objectif de mesurer l'intensité de la composante de cœur excité [ $^{10}\text{Be}(2^+) \otimes 1d_{5/2}$ ], test sensible des différents modèles théoriques. D'autre part, l'étude de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$  avait pour but de mesurer la répartition en énergie des états de neutron  $2s_{1/2}$  du noyau instable  $^{10}\text{Li}$ , afin de déterminer l'énergie et la nature ( $p_{1/2}$  ou  $s_{1/2}$ ?) de son état fondamental, paramètres essentiels des différents modèles sur la structure de  $^{11}\text{Li}$ .

Dans la première expérience, les noyaux de  $^{10}\text{Be}$  issus de la réaction  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  étaient analysés par le spectromètre SPEG, tandis que les deutons étaient identifiés par CHARISSA, un ensemble de dix détecteurs silicium. Trois pics ont été observés, associés aux transferts vers l'état fondamental  $0^+$  du  $^{10}\text{Be}$ , vers son premier état excité  $2^+$ , et vers le multiplet d'états se trouvant aux alentours de 6 MeV d'énergie d'excitation. Deux méthodes différentes aux résultats concordants nous ont permis de déterminer les sections efficaces différentielles expérimentales associées au peuplement de ces trois pics. L'analyse des résultats a été effectuée dans le cadre de la DWBA, basée sur l'hypothèse d'un transfert direct. Un des ingrédients essentiels de ce type d'analyse est le facteur de forme de la transition considérée qui correspond ici à la partie radiale de la fonction d'onde du nucléon transféré. Nous avons effectué dans un premier temps une analyse standard dans laquelle ces facteurs de forme sont calculés en ajustant la profondeur d'un puits de Woods-Saxon de façon à reproduire la valeur expérimentale de l'énergie de séparation du nucléon transféré. Les facteurs spectroscopiques extraits de cette analyse donnent en principe l'intensité des configurations [ $^{10}\text{Be}(0^+) \otimes 2s_{1/2}$ ] et [ $^{10}\text{Be}(2^+) \otimes 1d_{5/2}$ ] dans la fonction d'onde de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ . Les résultats, obtenus avec différentes paramétrisations pour la construction des potentiels optiques, donnent un taux d'excitation du cœur  $\geq 30\%$ .

Cependant une telle méthode n'est pas forcément adaptée dans le cas d'un noyau comme le  $^{11}\text{Be}$ , pour lequel les interactions résiduelles ne peuvent être ignorées, comme l'atteste l'inversion de parité de ses deux premiers niveaux. En particulier, il est intéressant de se demander dans quelle mesure les couplages dus à la forte collectivité du cœur peuvent induire des modifications dans la forme de ces fonctions d'onde radiales, et par là même dans la valeur des facteurs spectroscopiques extraits. Pour évaluer ces effets, les facteurs de forme ont été calculés dans un modèle de couplage particule-vibration, en résolvant les équations couplées correspondantes.

L'utilisation des facteurs de forme de ce modèle dans le cadre d'une analyse DWBA conduit à l'extraction d'un taux d'excitation du cœur beaucoup plus faible que celui déduit de la méthode standard, en raison de la modification importante de la fonction d'onde associée au transfert d'un neutron de la couche  $1d$ . Nos calculs en voies couplées prédisent pour l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  un taux d'excitation du cœur de 0.16. Les sections efficaces théoriques, qui dépendent également du choix des potentiels optiques, sont en bon accord avec les

données expérimentales obtenues en utilisant un ensemble de paramètres déduit d'une analyse systématique de la diffusion élastique de nucléons sur des noyaux de la couche 1p [Wats69]. Des calculs en voies de réaction couplées (CRC) ont d'autre part été effectués. Ils ont montré qu'avec ces paramètres, l'effet de mécanismes en deux étapes ( $p,p'd$ ) et ( $p,d,d'$ ) sur les sections efficaces de transfert pouvait être négligé, malgré la forte collectivité du noyau  $^{10}\text{Be}$ , préservant ainsi le bon accord entre expérience et théorie. Le taux d'excitation du cœur déduit de notre calcul est en bon accord avec la prédiction du calcul de modèle en couches effectué sur une base étendue  $p$ - $s$ - $d$  par Brown et al. [Brow98a]. Il est également cohérent avec les résultats théoriques de N. Vinh Mau [Vinh96] et F.M. Nunes [Nune96] qui utilisent respectivement des couplages de type vibrationnel et rotationnel.

Notons finalement qu'une composante  $2s$  fortement majoritaire est nécessaire pour expliquer les résultats de trois autres expériences: la mesure du moment magnétique du  $^{11}\text{Be}$  [Geit99], l'étude des réactions de knock-out avec un faisceau de  $^{11}\text{Be}$  [Auma00] et la mesure de la section efficace totale de réaction du  $^{11}\text{Be}$  [Tani85][Al-K96][Tost00].

La seconde partie de ce travail est consacrée à l'étude de la structure du  $^{10}\text{Li}$ . La réaction  $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$  est un outil adapté pour l'étude de la répartition de la force  $2s_{1/2}$  dans ce noyau. L'identification de  $^3\text{He}$ , ainsi que la mesure de son énergie cinétique et de son angle de diffusion, ont été obtenues grâce au détecteur MUST, spécialement conçu pour l'étude de réactions directes en cinématique inverse induites par un faisceau radioactif. Les noyaux de  $^9\text{Li}$  issus de la désintégration des  $^{10}\text{Li}$  ont été identifiés à l'aide d'un télescope de plastiques scintillants. Le spectre en énergie obtenu à partir des mesures ainsi effectuées présente, dans les limites de la résolution expérimentale et d'une statistique faible, un pic asymétrique dont le maximum est situé vers 130 keV au dessus du seuil de séparation  $^9\text{Li}+n$ . La section efficace différentielle expérimentale associée à cette réaction est bien reproduite par des calculs DWBA effectués dans l'hypothèse du transfert d'un proton  $1p_{3/2}$ . Le caractère hautement sélectif des réactions de transfert d'un nucléon, ainsi que les résultats obtenus précédemment quant à la prépondérance de la composante  $2s_{1/2}$  dans l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ , impliquent que le pic observé correspond bien à la répartition de la force  $2s_{1/2}$  dans le  $^{10}\text{Li}$ . L'analyse de ces résultats dans le cadre d'un modèle potentiel n'a pas permis l'extraction d'une valeur fiable pour la longueur de diffusion  $a_s$ , du fait de la faible statistique et de la grande sensibilité de  $a_s$  au potentiel utilisé. Cependant, elle a montré que la forme du spectre était bien reproduite dans l'hypothèse d'un neutron  $(2s_{1/2})^v$  dans le  $^{10}\text{Li}$ . En conséquence, nous concluons à l'existence d'un état résonant  $\ell = 0$  près du seuil de séparation, ce qui constitue une preuve expérimentale de l'inversion de parité dans ce noyau, comme le suggéraient plusieurs résultats expérimentaux [Amel90][Bert98].

Nous avons également analysé les résultats de la réaction  $d(^{11}\text{Be}, t)^{10}\text{Be}$  dont les données, acquises au cours de cette deuxième expérience, ont permis de mieux cerner les erreurs systématiques liées à l'étude du  $^{10}\text{Li}$ . D'autre part, l'analyse DWBA de la section efficace expérimentale, en particulier celle liée à la transition vers le  $2^+$ , est en bon accord avec les conclusions tirées au terme de l'étude de l'expérience  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ : prépondérance de la composante  $2s_{1/2}$  dans l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  et nécessité d'aller au-delà de la DWBA standard pour extraire des facteurs spectroscopiques pertinents.

Indépendamment de leur intérêt propre, ces deux premières expériences étudiant la structure de noyaux exotiques à l'aide de réactions de transfert peuvent inspirer les conclusions suivantes:

- Les réactions de transfert d'un nucléon constituent un puissant outil spectroscopique, en excitant sélectivement les états {cœur + nucléon} ou {cœur + trou}, et en permettant de déterminer les moments angulaires transférés et les facteurs spectroscopiques. La possibilité d'appliquer ces réactions à l'étude de noyaux éloignés de la ligne de stabilité est maintenant démontrée, et cela pour des intensités de l'ordre de  $10^4$ - $10^5$  particules par seconde.

- De nombreuses difficultés expérimentales existent, dues aux caractéristiques de la cinématique inverse et à la statistique, toujours trop faible. Les efforts expérimentaux en cours, avec la construction de nouveaux appareillages (SPIRAL, VAMOS, EXOGAM, MUST2,...) vont permettre d'étendre l'utilisation des réactions de transfert à l'étude de noyaux de plus en plus éloignés de la stabilité.

- Cependant, l'extraction d'informations quantitatives fiables sur des noyaux exotiques peut nécessiter certaines précautions liées à l'analyse des données expérimentales. En particulier, l'utilisation des facteurs de forme standards pour des noyaux présentant des déformations importantes peut conduire à l'extraction de facteurs spectroscopiques inexacts. Il est dans ce cas préférable de tester la validité d'un modèle théorique en comparant directement les données aux sections efficaces calculées avec les fonctions d'onde prédites par ce modèle. D'autre part, afin de contraindre le choix des potentiels utilisés pour la description des voies d'entrée et de sortie de la réaction, il peut s'avérer important de mesurer aux énergies adéquates la diffusion élastique dans chacune de ces voies.

Au cours de la période que j'ai passée au sein du groupe SNR (Structure Nucléaire par Réaction) de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay pour effectuer ces travaux, j'ai également participé à l'étude des réactions de transfert d'un proton  $d(^7\text{Be},n)^8\text{B}$  et  $d(^8\text{B},n)^9\text{C}$ , induites par des faisceaux secondaires radioactifs du laboratoire RIKEN (Japon). Ces expériences à but astrophysique ont permis de déterminer les sections efficaces des réactions  $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$  et  $^8\text{B}(p,\gamma)^9\text{C}$  aux énergies stellaires, nécessaires pour la compréhension de phénomènes liés au flux de neutrinos solaires ou encore aux processus de nucléosynthèse dans certaines étoiles. D'autre part, nous avons effectué très récemment l'étude de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ . Elle a eu lieu au GANIL avec les détecteurs MUST et CATS, et doit permettre une meilleure connaissance des états du  $^{11}\text{Be}$  à haute énergie d'excitation.

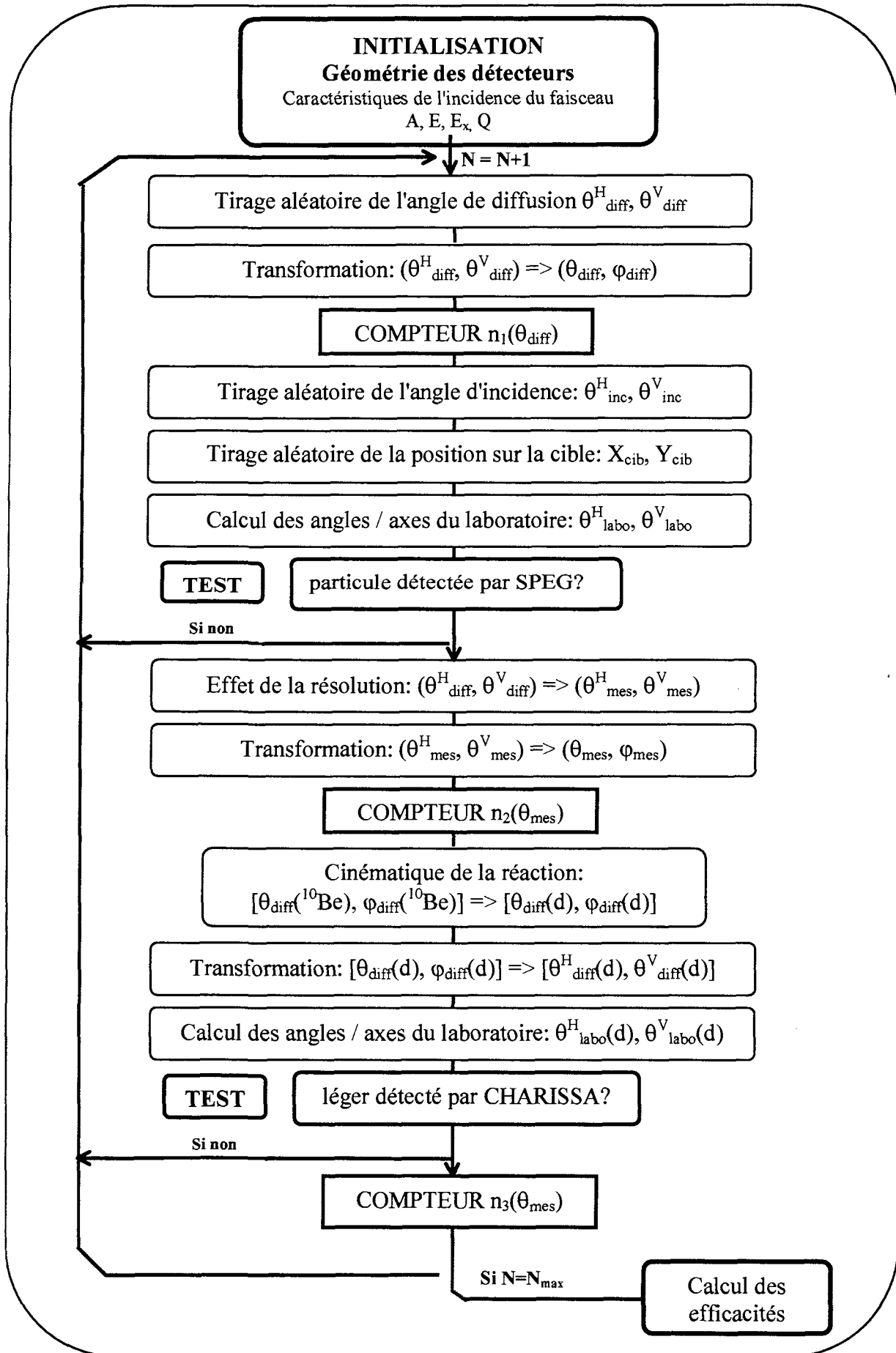
Parmi les nombreuses expériences en projet, impliquant des réactions de transfert induites par faisceaux secondaires, je citerai tout d'abord la réaction  $d(^9\text{Li},p)^{10}\text{Li}$ . En favorisant le peuplement des états de neutron  $\ell=1$  dans le  $^{10}\text{Li}$ , cette réaction permettra d'étudier les résonances de parité positive et d'établir ainsi une connaissance plus complète du spectre à basse énergie de ce noyau. Par ailleurs, il sera particulièrement intéressant d'étudier près des frontières de la stabilité les changements de structure autour des nombres magiques  $N=20$ ,  $N=28$  et  $N=40$ . Par exemple, il sera possible d'utiliser les réactions de transfert pour étudier les états à une particule, ou à un trou, du  $^{68}\text{Ni}$  ( $Z=28$  et  $N=40$ ), ainsi que l'éventuelle disparition du nombre magique  $N=28$  pour les noyaux de  $^{46}\text{Ar}$  et  $^{44}\text{S}$ . Il sera également possible d'utiliser les réactions de transfert pour étudier la structure "en clusters" de noyaux comme le  $^6\text{He}$ . La réaction de transfert  $^6\text{He}(p,t)\alpha$ , en cinématique inverse avec un faisceau secondaire de  $^6\text{He}$  et une cible cryogénique d'hydrogène solide, est actuellement en préparation au GANIL [Rous00].

Ces investigations futures vont bénéficier des progrès considérables effectués sur le plan expérimental. Le projet SPIRAL permettra dans un avenir très proche la production de

faisceaux radioactifs intenses, d'énergie et de qualité optiques parfaitement adaptées à ces expériences. L'utilisation avec MUST des systèmes de détection prévus pour fonctionner avec SPIRAL permettra une amélioration importante des conditions expérimentales. Les réactions où l'éjectile lourd est émis dans des états liés proches en énergie bénéficieront du couplage MUST-EXOGAM: la mesure par ce multidétecteur Germanium  $4\pi$  des  $\gamma$  émis lors de la désexcitation de l'éjectile permettront de contourner la difficulté liée à une résolution en énergie d'excitation limitée. Après sélection des différentes raies, on pourra mesurer les distributions angulaires associées aux états peuplés lors de la réaction. Ainsi, il sera possible par exemple de séparer les deux états liés du  $^{11}\text{Be}$  dans la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ . De façon générale, l'éjectile lourd, ou son résidu après désintégration si celui-ci est non-lié, pourront être détectés avec le futur spectromètre VAMOS à grand angle solide. Nous disposons donc d'un outil spectroscopique puissant, les réactions de transfert, et de dispositifs expérimentaux adaptés pour l'étude de la structure des noyaux exotiques situés de plus en plus loin de la stabilité.

## **VI APPENDICES**

## VI.1 Appendice I: structure du programme de simulation

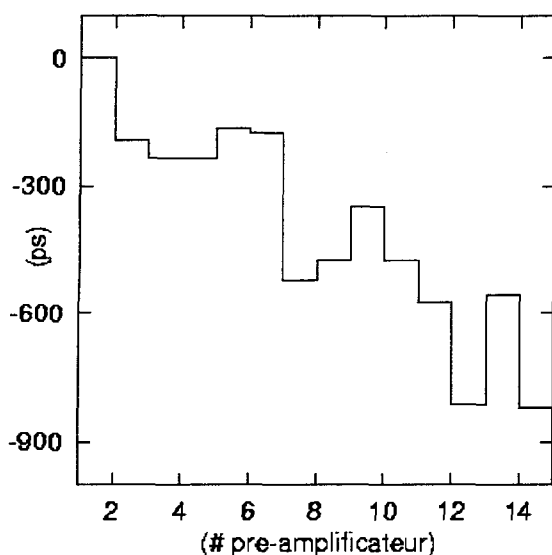


## VI.2 Appendice 2: ajustement des signaux temporels de MUST

L'une des méthodes utilisées pour ajuster les signaux temporels provenant des différentes voies X de MUST consiste à mesurer les retards relatifs en injectant au niveau des préamplificateurs des voies X un signal provenant d'un générateur d'impulsions. On relève alors les positions des pics sur les spectres temporels de chaque piste et les résultats sont stockés en mémoire afin d'être chargés par le DSP au début de l'expérience. Le DSP peut alors caler en ligne, pour chaque module, les temps provenant des voies de même parité. Le calage temporel des groupes de pistes ainsi obtenus s'effectue après correction du gain du TAC de chacun de ces groupes.

La résolution obtenue avec cette méthode est limitée par le fait que les signaux provenant du générateur d'impulsion poursuivent des chemins d'injection différents pour atteindre les préamplificateurs. Pour étudier ce problème, et essayer de trouver une solution globale, applicable à tous les détecteurs MUST, nous avons effectué une **expérience test au TANDEM d'Orsay** sur deux d'entre eux. Nous avons envoyé un faisceau de protons de 10 MeV sur une cible d'or, puis mesuré les protons diffusés élastiquement, qui déposent environ 2.7 MeV dans le premier étage du détecteur. La très grande statistique cumulée nous a permis de comparer la position des pics temporels piste par piste.

Au départ, la superposition brute des signaux temporels donne une largeur de l'ordre de 2 ns. Après ajustement des signaux des différentes pistes X avec les coefficients correctifs obtenus avec le générateur d'impulsions (voir ci-dessus), la résolution temporelle se trouve diminuée à près de 1.2 ns. Le relevé piste à piste de la position du pic de temps de vol des protons obtenu après ces ajustements, nous donne directement les corrections systématiques nécessaires à la compensation des différences de chemins d'injection des signaux du



Ecart entre les pics temporels des voies X pour une même colonne de préamplificateurs

générateur. Du fait de la géométrie de ces chemins d'injection, nous espérons trouver pour ces corrections systématiques une loi simple, fonction de la position des préamplificateurs sur les différentes colonnes de la carte mère. La figure ci-dessous montre qu'il existe effectivement une augmentation globale du retard en fonction de la position du préamplificateur sur la colonne, avec des fluctuations de quelques centaines de ps. Malheureusement, après avoir répété la procédure avec un faisceau de protons de 16 MeV, nous avons constaté que ces corrections systématiques extraites dépendent fortement de l'énergie déposée. Ceci est lié à la dépendance par rapport à l'énergie déposée du temps nécessaire au signal pour atteindre le seuil des discriminateurs des cartes filles (qui ne sont pas des DFC).

Les ajustements effectués à l'aide d'un générateur d'impulsions permettent donc d'améliorer la résolution temporelle de plusieurs centaines de ps. Cependant, les corrections systématiques, nécessaires pour prendre en compte les différences de temps d'injection des

signaux du générateur sur les préamplificateurs des voies X, s'avèrent difficiles à appliquer du fait de leur dépendance par rapport à l'énergie déposée par la particule détectée.

## VII REFERENCES

- [Ajze90] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A506 (1990) 1.
- [Al-K96] J. S. Al-Khalili and J. A. Tostevin, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3903.
- [Amel90] A. I. Amelin et al., Sov. J. Nucl. Phys. 52, 782 (1990).
- [Auma00] T. Aumann et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 35.
- [Aust77] N. Austern, Nucl. Phys. A292 (1977) 190-194.
- [Auto70] D. L. Auton, Nucl. Phys. A 157, 305 (1970).
- [Ball69] G. C. Ball and J. Cerny, Phys. Rev. 177 1466 (1969).
- [Bang85] J. M. Bang, F. G. Gareev, W. J. Pinkston and J. S. Vaagen, Phys. Rep. 125 (1985) 255.
- [Becc69] F. D. Becchetti, Jr. And G. W. Greenlees, Phys. Rev. 182 (1969) 1190.
- [Becc71] F. D. Becchetti, Jr. And G. W. Greenlees, in Polarization phenomena in nuclear reactions, ed. H. H. Barschall and W. Haeberli (The University of Wisconsin Press, Madison Wis., 1971) p. 682.
- [Bert98] G. F. Bertsch, K. Hencken and H. Esbensen, Phys. Rev. C 57, 1366 (1998).
- [Bhat97] T. Bhattacharya and K. Krishan, Phys. Rev. C 56 (1997) 923.
- [Bian89] L. Bianchi, B. Fernandez, J. Gastebois, A. Gillibert, W. Mittig and J. Barrette, Nucl. Instr. Methods A 276 (1989) 509.
- [Blum99] Y. Blumenfeld et al., Nucl. Instr. and Meth., A421, 471 (1999).
- [Bohl97] H. G. Bohlen et al., Nucl. Phys. A 616, 254c (1997).
- [Bohr75] A. Bohr and B. R. Mottelson, Nuclear Structure, vol. II (Benjamin, New York, 1975).
- [Bona00] A. Bonaccorso et F. Carstoiu, Phys. Rev. C 61 034605 (2000).

- [Brow98a] B. A. Brown, communication privée, 1998.
- [Brow98b] B. A. Brown, in *Proceedings of the International School on Heavy Ion Physics, 4<sup>th</sup> course: Exotic Nuclei*, edited by R. A. Broglia and P. G. Hansen (World Scientific, Singapore, 1998).
- [Brus77] P. J. Brussaard and P. W. M. Glaudemans, *Shell-model applications in nuclear spectroscopy*, North-Holland, 1977.
- [Butt64] P. J. Buttle and L. J. B. Goldfarb *Proc. Phys. Soc. (London)*, 83, 701, 1964.
- [Cagg99] J. A. Caggiano et al., *Phys. Rev. C* 60 (1999).
- [Cort97] M. D. Cortina-Gil et al., *Phys. Lett. B* 401 9 (1997).
- [Cowi99] R. L. Cowin et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 423 (1999) 75-91.
- [Desc97] P. Descouvemont, *Nucl. Phys. A* 626, 647 (1997).
- [Esbe95] H. Esbensen, B. A. Brown and H. Sagawa, *Phys. Rev. C* 51 (1995) 1274.
- [Esbe97] H. Esbensen, K. Hencken and G. F. Bertsch, *Phys. Rev. C* 56, 3054 (1997).
- [Fabr80] E. Fabrici, S. Micheletti, M. Pignanelli, F. G. Resmini, R. De Leo, G. D'Erasmus, A. Pantaleo, *Phys. Rev. C* 21, 844 (1980).
- [Fish68] T. R. Fisher et al., *Phys. Rev.* 176, (1968) 1130.
- [Fort78] S. Fortier, E. Hourani, M. N. Rao. and S. Galès *Nucl. Phys. A* 311 (1978) 324.
- [Fort80] S. Fortier et al., *Nucl. Phys. A* 346 (1980) 285.
- [Fort99] S. Fortier et al., *Phys. Lett. B* 461 (1999) 22-27.
- [Galè77] S. Galès et al., *Nucl. Phys. A* 288 (1977) 201.
- [Geit99] W. Geithner et al., *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 3792.
- [Hans87] P. G. Hansen and B. Jonson, *Europhys. Lett.* 4:409 (1987).
- [Hans95] P. G. Hansen, A. S. Jensen and B. Jonson, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 45, 591 (1995).
- [Hüfn75] Hüfner et al., *Phys. Rev. C* 12, 1888 (1975).

- [Jack70] D. F. Jackson, Nuclear Reactions, Methuen & Co LTD, London, 1970.
- [John70] R. C. Johnson and P. J. R. Soper, Phys. Rev. C1, 976 (1970).
- [John99] R. C. Johnson, J. S. Al-Khalili, N. K. Timofeyuk and N. Summers, ENPE99, Exp. Nuclear Phys. in Europe, Seville, 1999 (AIP conf. Series, vol. 495, 1999).
- [Joub91] A. Joubert et al., IEEE Part. Accelerator Conf. 1, 594 (1991).
- [Koch72] D. C. Kocher and W. Haeberli, Nucl. Phys. A 196 (1972) 225.
- [Kryg93] R. A. Kryger et al., Phys. Rev. C47, R2439 (1993).
- [Kunz] P. D. Kunz, code DWUCK4, University of Colorado. Non-publié.  
code DWUCK5, University of Colorado. Non-publié.
- [Lane58] A. M. Lane and R. G. Thomas, Revs. Mod. Phys. 30, 257 (1958).
- [Lapo98] V Lapoux, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 1998.
- [Lens98] H. Lenske, communication privée, 1998.
- [Leo87] W. R. Leo, Tech. for Nucl. And Part. Phys. Exp., Springer-Verlag (1987).
- [MacC98] M. Mac Cormick, W. Mittig, P. Roussel-Chomaz, M.D. Cortina-Gil, C. Spitaels, J.F. Libin GANIL report R 98 02 (1998).
- [Maré98] F. Maréchal, Thèse de doctorat, Université Paris XI (1998).
- [McVo94] K.W. Mc Voy, P. Van Isacker, Nucl. Phys. A576 (1994) 157-164.
- [Messi60] A. Messiah, Mécanique Quantique, tome 2, Dunod, Paris, 1960.
- [Nune96a] F.M. Nunes, Thompson, Johnson, Nucl. Phys. A 596 (1996) 171-186.
- [Nune96b] F. M. Nunes et al., Nucl. Phys. A 609 (1996) 43-73,  
F. M. Nunes, communication privée, 1998.
- [Otsu93] T. Otsuka, N. Fukunishi and H. Sagawa, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1385.
- [Otti98] S. Ottini, Thèse de Doctorat, Université de Paris XI (1998).
- [Otti99] S. Ottini-Hustache et al., Nucl. Instr. and Meth. A431, 476 (1999).
- [Pere63] C. M. Perey and F. G. Perey, Phys. Rev. 132 (1963) 755.

- [Pere76] C. M. Perey and F. G. Perey, At. Nucl. Data Tables 17 (1976) 2.
- [Popp85] Poppelier N.A.F.M., Wood L.D. and Glaudemans P.W.M., Phys. Lett. B157 (1985) 120.
- [Ragn90] I. Ragnarsson, Proc. Conf. Science of intense radioactive beams, Los Alamos (April 1990).
- [Rama87] S. Raman et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables 36, 1 (1987).
- [Rous00] P. Roussel-Chomaz, communication privée, 2000.
- [Reid68] R. V. Reid, Jr., Ann. of Phys. 50 (1968) 411.
- [Satc83] G. R. Satchler, Direct Nuclear Reactions, Oxford Press, N. Y., 1983.
- [Shri00] A. Shrivastava, communication privée, 2000.
- [Snel69] J. L. Snelgrove and E. Kashy, Phys. Rev. 187 (1969) 1259.
- [Stoc66] R. Stock and T. Tamura, Phys. Lett. 22 (1966) 304.
- [Suzu95] T. Suzuki, T. Otsuka, A. Muta, Phys. Lett. B 364 (1995) 69-74.
- [Tani85] I. Tanihata et al., Phys. Lett. B 160 (1985) 380.
- [Thoe99] M. Thoennessen et al., Phys. Rev. C59 (1999).
- [Thom88] I. J. Thompson, Computer Physics Reports 7 (1998) 167-212.
- [Thom94] I. J. Thompson and M. V. Zhukov, Phys. Rev. C 49, 1904 (1994).
- [Timo99] N. K. Timofeyuk and R. C. Johnson, Phys. Rev. C 59 (1999) 1545.
- [Timo00] N. K. Timofeyuk, communication privée, 2000.
- [Tost00] J. A. Tostevin, Proc. 2<sup>nd</sup> Intl. Conf. on fission and neutron-rich nuclei, St. Andrews, Scotland, 1999, ed. J. Hamilton, W. R. Phillips and H. K. Carter (World Scientific, Singapore, 2000) p. 429.
- [Vand85] J. Van de Wiele, code CCZR, IPN Orsay, non publié.
- [Vand89] J. Van de Wiele, Rapport Annuel de l'IPN d'Orsay 1989 p. 78.

- [Vand96] J. Van de Wiele, A. Vdovin and H. Langevin-Joliot, Nucl. Phys. A 605 (1996) 173-190.
- [Vand98] J. Van de Wiele, code CCVIB, IPN Orsay, non publié.
- [Vand00] J. Van de Wiele, cours *Description des réactions nucléaires*, Ateliers de Physique Nucléaire, IPN Orsay, 2000, à paraître.
- [Varn91] R. L. Varner et al., Phys. Rep. 201 (1991) 57.
- [Vinh95] N. Vinh Mau, Nucl. Phys. A 592 (1995) 33-44.
- [Vinh96] N. Vinh Mau and J.C. Pacheco, Nucl. Phys. A 607 (1996) 163-177.
- N. Vinh Mau, communication privée, 1999.
- [Wale76] G. Wales and R. C. Johnson, Nucl. Phys. A274, 168 (1976).
- [Warb66] E. K. Warburton et al., Phys. Rev. 148 (1966) 1072.
- [Warb92] E. K. Warburton and B. A. Brown, Phys. Rev. C 46 (1992) 923.
- [Wats69] B. A. Watson, P. P. Sing and R. E. Segel, Phys. Rev. 182 (1969) 977.
- [Wilc75] K. H. Wilcox et al., Phys. Lett. 59B, 142 (1975).
- [Winf96] J. S. Winfield, program DEUTEFFY, LPC-Caen report # 96-04, (1996).
- [Winf00] J. S. Winfield et al., à paraître dans Nucl. Phys. A.
- [Wing92] J. A. Winger, B. M. Sherrill and D. J. Morissey, Nucl. Instr. and Meth. B70, 380 (1992).
- [Wurz96] J. Wurzer and H. M. Hoofmann, Z. Phys. A354, 135 (1996)
- [Youn94] B. M. Young et al., Phys. Rev. C49, 279 (1994).
- [Zins95] M. Zinser et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1719.
- [Zins97] M. Zinser et al., Nucl. Phys. A 619, 151 (1997).
- [Zwie79] B. Zwieglinski, W. Benenson, R. G. H. Robertson, Nucl. Phys. A 315 (1979) 124.

## Résumé

La structure des noyaux exotiques  $^{11}\text{Be}$  et  $^{10}\text{Li}$  a été étudiée à l'aide de réactions de transfert d'un nucléon réalisées au GANIL en cinématique inverse avec des faisceaux secondaires de  $^{11}\text{Be}$ .

Nous avons étudié la réaction  $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$  à 35.3 MeV/u. Les  $^{10}\text{Be}$  étaient analysés par le spectromètre SPEG et les deutons identifiés par l'ensemble de détection CHARISSA. Les sections efficaces différentielles correspondant au transfert d'un neutron vers les états  $0^+_1$  et  $2^+_1$  du  $^{10}\text{Be}$  ont été mesurées jusqu'à  $16^\circ_{\text{CM}}$  et comparées à des calculs DWBA et CRC. Nous avons montré que le taux de cœur excité  $^{10}\text{Be}(2^+)$  dans la fonction d'onde de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  est surestimé lorsqu'on effectue une analyse standard avec des facteurs de forme obtenus par la méthode de l'énergie de séparation. L'étude des effets des couplages cœur-neutron sur ces facteurs de forme a été réalisée en résolvant des équations couplées dans le cadre d'un modèle vibrationnel. Ce modèle prédit un taux d'excitation du cœur de 16% et conduit à des sections efficaces théoriques en accord avec les données expérimentales.

L'expérience  $^{11}\text{Be}(d,^3\text{He})^{10}\text{Li}$ , réalisée à 37 MeV/u, avait pour objectif de caractériser la force  $(2s_{1/2})^v$  dans le noyau non-lié  $^{10}\text{Li}$ . La mesure de l'énergie et de l'angle des  $^3\text{He}$  par MUST, ensemble de détecteurs silicium à pistes, a permis de déterminer le spectre en énergie des  $^{10}\text{Li}$ . Il en résulte un pic asymétrique dont le maximum se trouve à  $-S_n = 130$  keV, ce qui constitue une preuve expérimentale directe de l'inversion des couches  $2s$  et  $1p_{1/2}$  dans ce noyau, question jusqu'ici controversée malgré de nombreux efforts expérimentaux. L'étude de la réaction  $(d,t)$  lors de cette même expérience a confirmé les résultats sur la structure du  $^{11}\text{Be}$  obtenus en  $(p,d)$ .

Ce travail démontre l'intérêt des réactions de transfert induites par faisceaux secondaires pour sonder la structure en couches des noyaux exotiques, constituant ainsi le point de départ d'un programme consacré à ce type d'investigations.

**Mots Clés:** structure nucléaire, noyaux exotiques, halo de neutrons,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Li}$ , inversion de parité, réactions de transfert, faisceaux radioactifs, DWBA.

## Abstract

The structure of the neutron rich light nuclei  $^{11}\text{Be}$  and  $^{10}\text{Li}$  has been investigated by means of one nucleon transfer reactions. The experiments have been carried out at GANIL in inverse kinematics using  $^{11}\text{Be}$  secondary beams.

The  $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$  reaction has been studied at 35.3 MeV/u. The  $^{10}\text{Be}$  ejectiles were analyzed by the spectrometer SPEG, and coincident deuterons were detected in the position sensitive silicon detector CHARISSA. Transfer cross sections to  $0^+_1$  and  $2^+_1$  states in  $^{10}\text{Be}$  were measured up to  $\theta_{\text{CM}} = 16^\circ$  and compared to DWBA and CRC predictions. The effects of neutron-core couplings on reaction form factors have been studied by solving coupled equations in the framework of a vibrational model. It is shown that the rate of core excitation  $^{10}\text{Be}_{2^+}$  in the  $^{11}\text{Be}_{\text{gs}}$  wave function is overestimated by a standard analysis with form factors given by the usual Separation Energy prescription. The former model predicts a rate of core excitation of 16% and leads to theoretical cross sections which are in good agreement with the experimental data.

The aim of the  $^{11}\text{Be}(d,^3\text{He})^{10}\text{Li}$  experiment, realized at 37 MeV/u, was to measure the distribution of the  $2s$  neutron strength in the unbound nucleus  $^{10}\text{Li}$ . The energy spectrum was deduced from the  $^3\text{He}$  energy and angle, measured by the silicon strip detector array MUST. An asymmetric peak is clearly observed near the threshold, with a maximum at  $-S_n = 130$  keV. This constitutes a direct proof of the inversion of  $2s$  and  $1p_{1/2}$  shells in  $^{10}\text{Li}$ , which was until now a controversial question in spite of many experimental efforts. On the other hand, the analysis of the  $^{11}\text{Be}(d,t)^{10}\text{Be}$  reaction studied in the same experiment confirms the results obtained in the  $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$  reaction concerning the  $^{11}\text{Be}_{\text{gs}}$  structure.

This work shows the interest and feasibility of studies of the shell properties of exotic nuclei using transfer reactions induced by radioactive beams and constitutes the beginning of a program devoted to this kind of experiment.

**Keywords:** nuclear structure, exotic nuclei, neutron halo,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Li}$ , parity inversion, transfer reactions, radioactive beams, DWBA.