



**HAL**  
open science

# Etude des noyaux a halo de $^{11}\text{Be}$ et $^{11}\text{Li}$ par reactions de cassure du coeur

S. Grevy

► **To cite this version:**

S. Grevy. Etude des noyaux a halo de  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$  par reactions de cassure du coeur. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 1997. Français. NNT : . in2p3-00014884

**HAL Id: in2p3-00014884**

**<https://in2p3.hal.science/in2p3-00014884v1>**

Submitted on 13 Feb 2019

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

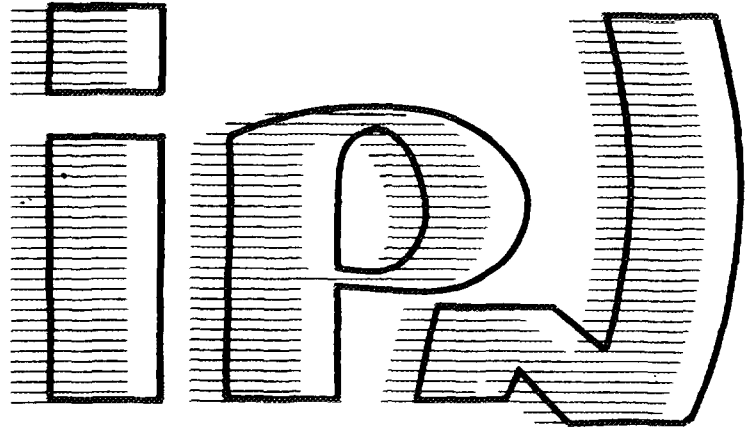
L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



FR9710038

I. P. N. - 91406 ORSAY CEDEX

**institut de physique nucléaire**  
CNRS - IN2P3 UNIVERSITÉ PARIS - SUD



Gestion IMIS  
Doc. enreg. le : 28/8/97  
N° TRN : ~~4527~~ 10038  
Destination : I.I+D.D

22 avril 1997

IPNO-97-24

**THESE**

présentée par

**Stéphane GREVY**

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE PARIS-XI ORSAY

Sujet : Etude des noyaux à halo de  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$   
par réactions de cassure du cœur.

29 - 08

22 avril 1997

IPNO-97-24

**THESE**

présentée par

**Stéphane GREVY**

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE PARIS-XI ORSAY

Sujet : Etude des noyaux à halo de  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$   
par réactions de cassure du cœur.

ORSAY

N° D'ORDRE: 4778

**UNIVERSITE DE PARIS SUD  
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THESE

présentée  
pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

par

Stéphane GREVY

Sujet :

Etude des noyaux à halo de  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$   
par réactions de cassure du cœur

soutenue le 22 avril 1997 devant la commission d'examen :

M <sup>me</sup>	Nimet Frascaria	Présidente
Mr	Jean-François Bruandet	
M <sup>r</sup>	Daniel Guerreau	Rapporteur
M <sup>me</sup>	Dominique Guillemaud Mueller	
Mr	Björn Jonson	Rapporteur

*Le tout est de tout dire,  
et je manque de temps,  
et je manque d'audace,  
et je manque de mots.*

*Paul Eluard*

## **Remerciements**

Et voilà !

C'est un grand "Ouf" de soulagement que l'on pousse lorsque l'on en arrive à cette étape de la rédaction mais c'est maintenant qu'il va falloir faire preuve d'imagination car ces quelques lignes seront sans doute les plus lues.

Je voudrais d'abord commencer par tous ceux qui ne trouverons pas leur place dans la suite : qu'ils m'excusent de cet oubli.

Cette page va être pour moi l'occasion de remercier toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont quelque chose à voir dans ce travail de thèse et ce sera aussi l'occasion, car elle n'est pas si fréquente, de faire un clin d'oeil à ma famille et à de nombreux amis. Je pourrais presque m'arrêter ici car tout le monde a déjà dû se retrouver...

Je remercie Sydney Galès de m'avoir accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay et à travers lui, je voudrais remercier l'ensemble des personnes rencontrées durant les trois années, quatre avec le DEA, presque cinq si on considère que la maîtrise occupe bien les lieux, passées à l'Institut. Je pense bien sûr aux physiciens mais je n'oublie pas la dynamique équipe d'informaticiens et tous les administratifs et techniciens...

Nimet Frascaria m'a fait le grand honneur de présider mon jury de thèse. Je tiens aussi à remercier en elle l'enseignante de maîtrise qui a su, avec Henri Sergolle, éveiller ma curiosité pour la "Physique Subatomique" ainsi que la directrice de la DRE qui m'a permis de mener à bien ce travail de thèse dans les meilleures conditions possibles.

Je remercie Björn Jonson et Daniel Guerreau d'avoir accepté d'être mes rapporteurs. Leurs remarques constructives et positives dans la phase finale de la rédaction m'ont été bien utiles pour améliorer ce manuscrit.

Je remercie Jean-François Bruandet d'avoir accepté de participer à mon jury; ses nombreux commentaires et questions témoignent de la grande attention qu'il a portée à mon travail.

Björn n'aura pas seulement été un rapporteur efficace et il sait combien cette thèse lui doit. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance. J'en profite aussi pour remercier tous nos collègues Suédois<sup>1</sup>. Merci encore pour l'accueil chaleureux que vous m'avez réservé lors de mes deux séjours à Göteborg.

Au travers de Daniel Guerreau, je tiens à remercier l'ensemble des personnes qui, dans un petit coin de Normandie, savent si bien faire fonctionner leur accélérateur. Merci aux physiciens de LISE (Marie Geneviève Saint-Laurent, Marek Lewitowicz...) et aux ingénieurs et techniciens (Rémy Anne, Robert Hue, Robert Alves Condé...). Merci aussi à Bruno Piquet et Bruno Raine qui n'ont pas compté leur temps pour tenter de me ré-expliquer sans cesse les mystères de l'acquisition GANIL. Je profite de ce détour par la Normandie pour citer nos collègues du LPC et plus particulièrement Emmanuel Liégard et Miguel Marqués.

Au fait, toutes les histoires commencent par "*Il était une fois...*". Alors ?

Alors, si j'en suis là aujourd'hui, c'est parce qu'un soir de foire aux thèses, Jacqueline Dufournet (la secrétaire du DEA CPM, qui, contrairement à un certain bruit qui circulait pendant l'année 93-94, ne signifie pas *Clarinette, Pipeau, Mandoline* mais bien *Champs, Particules, Matières*) avait besoin de volontaires pour ranger la salle... Après ce fastidieux travail, une personne nommée Dominique Guillemaud-Mueller nous a raccompagnés en voiture à l'IPN. La suite ? Dominique a changé sa casquette de "chauffeur" pour celle de "Directrice de thèse". Bien évidemment, ce travail lui doit énormément. Elle a su, dans la bonne humeur qui la caractérise, diriger mes recherches en répondant toujours à mes (trop?) nombreuses questions et me soutenir dans les différentes phases plus ou moins délicates de la thèse. A côté du travail, Dominique sait l'amitié que je lui porte et il n'est pas besoin de le préciser.

Avec Dominique, c'est bien sur toute l'équipe LISE que je voudrais remercier (je souhaite à tous les thésards de trouver une équipe si dynamique et chaleureuse) et en particulier Olivier Sorlin et Alex Mueller. Le premier pour m'avoir "hébergé" deux ans dans son bureau et n'avoir jamais compté son temps pour m'aider, le second pour les discussions fructueuses, quoique trop rares, que nous avons eues et les petites impulsions nécessaires qu'il a su donner pour faire avancer mon travail dans la bonne direction. Merci aussi aux autres membres de l'équipe, Françoise Pougheon, Corinne Donzaud et Stéphane Leenhardt. Je n'oublie pas François Naulin qui a toujours été disponible, tant pour des problèmes de Physique que pour des questions d'enseignement.

Je remercie aussi l'ensemble des membres du groupe PNIL et plus particulièrement Pierre Roussel pour les très nombreuses discussions que nous avons eues et qui, par son regard critique, m'a souvent encouragé à toujours plus remettre en cause le "communément admis"... Et bien sûr, Lucio et Georgio pour leur aide (montage de la manip, CsI, pixelisation...) et sans qui l'ambiance générale de travail n'aurait pas été... ce qu'elle était ! Ont participé aussi à cette ambiance les autres thésards du groupe (Véronique, Frédéric, François et Stéphane) ou les autres "jeunes" de passage (Cédric, Frédéric...). Enfin, Danièle Grialou, notre secrétaire de groupe, qui a toujours fait preuve de gentillesse et de disponibilité.

Passer trois ans dans un institut permet de rencontrer un grand nombre de personnes et je voudrais citer, entre autres, Frédérique Dykstra pour le soutien qu'elle m'a témoigné mais j'ai aussi une pensée pour les "compagnons de route"<sup>2</sup> qui sont le soutien le plus efficace notamment dans les phases délicates de la thèse. On s'aperçoit alors qu'on n'est pas le seul dans cette galère... J'ai eu aussi l'occasion de me déplacer énormément et il serait trop long de citer tout le monde mais je garderai en mémoire les deux éditions des "Journées Jeunes Chercheurs" d'Aussois et leurs participants...

J'ai aussi, bien sur, une pensée pour les copains et les compagnons de ces dernières années. D'abord les *Eloignés*<sup>3</sup>, mais la distance ne sera jamais un obstacle, ma *Dream Team*<sup>4</sup>, alias *BSA* (Bures Sud Association) et beaucoup d'autres<sup>5</sup>... Vive la baignade du 1<sup>er</sup> janvier, la course du jeudi, le rendez vous de Topo, les week-end de folie,.... Merci pour votre soutien constant !

Enfin, je finirais en remerciant tout simplement ma famille qui m'a permis, par son soutien et son affection, d'en être là aujourd'hui...

Encore une chose. Les histoires qui commencent par "*Il était une fois...*" se terminent généralement bien. Il s'en est fallu de deux fois rien (!?! ) pour que celle-ci connaisse un superbe Happy End. Mais, en fait, on m'a toujours dit que les meilleures histoires sont celles où un suspense imprévu vient tenir le public en haleine... Alors, rendez vous l'année prochaine, j'espère...

<sup>1</sup> : Leif, Karin, Frederik, Thomas, Martin, Göran, Mikhail.

<sup>2</sup> : Waelly, Emmanuelle, Isabelle, Lydie, Sandra, Julien, Laurent... j'en oublie c'est sur!

<sup>3</sup> : Marie-Laure, Claudia, BB, Déby, Nadège, Axel, Paf.

<sup>4</sup> : Céline, Isabelle, Carine, Cécile, Sophie 1&2, Oliv, Jéjé, Cédric, Mimi, Stéphane, Philou, Samuel...

<sup>5</sup> : Elohim, Isabelle, Mapi, David et Nath...

# Sommaire

<b>Introduction</b> .....	2
<b>Chapitre I Quelques Rappels de Physique Nucléaire</b> .....	4
<b>I - Introduction</b> .....	4
<b>II - Des noyaux stables aux noyaux exotiques</b> .....	5
1 - Quelques caractéristiques générales des noyaux.....	5
2 - Les noyaux stables.....	7
a - Généralités .....	7
b - Modèle de la goutte liquide .....	7
c - Du modèle du gaz de Fermi au modèle en couches.....	8
3 - En s'éloignant de la stabilité.....	10
<b>III - Un phénomène nouveau</b> ... ..	12
1 - Etude des rayons d'interaction.....	13
2 - Etudes de propriétés magnétiques .....	15
<b>Chapitre II Les Halos de neutrons</b> .....	17
<b>I - Introduction</b> .....	17
<b>II - Modèle du halo</b> .....	18
1 - Rappels sur le modèle de Serber .....	18
2 - Fonction d'onde du halo .....	20
3 - Distributions en moment .....	21
4 - Distributions angulaires.....	22
5 - Comparaison avec des distributions Gaussiennes .....	22
6 - Discussion sur l'utilisation du modèle de Serber.....	23
<b>III - Conditions d'apparition du halo</b> .....	24
1 - Energie de séparation .....	24
2 - Moment angulaire.....	24
3 - Le cas du $^{11}\text{Be}$ .....	26



<b>IV - Etude des sections efficaces</b> .....	27
<b>V - Distributions des fragments chargés</b> .....	30
1 - Noyaux de $^{11}\text{Be}$ et $^{11}\text{Li}$ .....	30
2 - Noyau de $^{19}\text{C}$ .....	33
<b>VI - Distributions angulaires et en moment des neutrons du halo</b> .....	33
1 - Noyaux de $^{11}\text{Be}$ et $^{11}\text{Li}$ .....	34
2 - Noyau de $^{19}\text{C}$ .....	38
<b>VII - Motivations pour une nouvelle étude des noyaux de <math>^{11}\text{Be}</math> et <math>^{11}\text{Li}</math></b> .....	38
<b>Chapitre III Dispositif Expérimental</b> .....	42
<b>I - Introduction</b> .....	42
<b>II - Production du faisceau secondaire</b> .....	43
1 - Fragmentation du projectile.....	43
2 - Sélections magnétiques par le spectromètre LISE3 .....	44
<b>III - Système de détection</b> .....	47
1 - Télescope de détection des ions lourds .....	47
2 - Hodoscope à neutrons .....	48
<b>IV - Electronique associée et acquisition des données</b> .....	51
1 - Montage électronique.....	51
a - Chaîne de traitement des événements ions lourds .....	51
b - Chaîne de traitement des événements neutrons .....	51
2 - Acquisition des données.....	53
a - Principe d'acquisition.....	53
b - Evénements courts.....	53
c - Evénements longs .....	54
3 - Visualisation et contrôle en ligne .....	55
<b>Chapitre IV Analyse des données</b> .....	56
<b>I - Introduction</b> .....	56
<b>II - Analyse des Ions Lourds</b> .....	57
1 - Identification des ions incidents .....	57

a - Jonction $\Delta E1$ .....	57
i - Etalonnage .....	57
ii - Résolution .....	58
b - Mesure du temps de vol .....	58
c - Matrice d'identification $\Delta E1$ - TOF .....	59
2 - Identification des fragments chargés après la réaction .....	60
a - Jonction $\Delta E2$ .....	60
i - Etalonnage .....	60
ii - Résolution .....	60
b - Détecteur d'implantation E3 .....	60
i - Régime de fonctionnement .....	60
ii - Etalonnage .....	61
iii - Résolution .....	65
c - Matrice d'identification $\Delta E2$ - E3 .....	66
i - Contours .....	66
ii - Bruit de fond .....	68
<b>III - Analyse des neutrons</b> .....	<b>70</b>
1 - Calibration des TDC .....	70
2 - Sélection des neutrons .....	70
a - Discrimination neutrons - $\gamma$ .....	71
i - Discrimination de forme .....	71
ii - Sélection par le temps de vol .....	72
b - Contamination par des particules chargées .....	73
i - Principe de discrimination .....	73
ii - Discrimination neutrons - particules chargées .....	73
3 - Efficacité de détection .....	76
a - Efficacité en énergie .....	76
b - Efficacité géométrique .....	78
4 - Simulation du filtre expérimental .....	79
a - Programme de simulation .....	79
b - Résultats .....	81
5 - Centrage du faisceau .....	82
6 - Fenêtres de sélection en énergie .....	84
a - Sélection des neutrons du halo .....	84
b - Elimination des voies de réactions conservant la charge du projectile .....	86
<b>IV - Programmes d'analyse</b> .....	<b>87</b>
1 - Pourquoi utiliser PAW .....	87
2 - Procédure réalisée .....	88
<b>Chapitre V Résultats et interprétation</b> .....	<b>90</b>
<b>I - Introduction</b> .....	<b>90</b>

<b>II - Résultats des données Ions Lourds</b> .....	91
1 - Sections efficaces de réaction.....	91
2 - Comparaisons et commentaires.....	92
a - Résultats du Be .....	92
b - Résultats du Li.....	94
<b>III - Résultats des données Neutrons</b> .....	95
1 - Distributions angulaires.....	95
a - Résultats du Be .....	95
b - Résultats du Li.....	100
c - Comparaisons et Interprétations .....	102
i - Comparaison des sections efficaces ions lourds et intégrées neutrons - Multiplicité neutrons.....	102
ii - Distributions des cœurs de $^{10}\text{Be}$ et $^9\text{Li}$ .....	104
iii - Distributions du halo de $^{11}\text{Be}$ .....	107
iv - Distributions du halo de $^{11}\text{Li}$ .....	115
2 - Distributions en moment parallèle .....	121
 <b>Chapitre VI Les noyaux miroir de <math>^{11}\text{Be}</math> et de <math>^{11}\text{N}</math></b> .....	125
<b>I - Introduction</b> .....	125
<b>II - Détermination des premiers états du noyau <math>^{11}\text{N}</math></b> .....	126
1 - Méthode expérimentale .....	126
2 - Résultats obtenus.....	127
<b>III - Interprétation théorique</b> .....	129
1 - Développement du modèle et apparition de l'inversion dans le $^{11}\text{Be}$ .....	129
2 - Application au noyau $^{11}\text{N}$ .....	131
 <b>Conclusions - Perspectives</b> .....	134
 <b>Références Bibliographiques</b> .....	137

*Le langage poétique ne se caractérise-t-il pas par la construction d'un "au-delà", d'un "halo" ou d'une "aura" qui charge l'émotion de significations obscures, de mystère ?*

*José Gil*

## Introduction

Les noyaux à halo de neutrons ont été découverts dans les années 80 dans la région des noyaux légers très riches en neutrons. On a, tout d'abord, observé une brusque augmentation du rayon de matière pour certains noyaux comme le  $^{11}\text{Li}$  [tan85a] ou le  $^{11}\text{Be}$  ayant une énergie de séparation du(es) dernier(s) neutron(s) de l'ordre de quelques centaines de  $keV$ . C'est ensuite en 1987 que Hansen et Jonson ont proposé [han87] l'hypothèse des halos de neutrons pour interpréter ce phénomène.

En première approximation, un noyau à halo de neutrons peut être considéré comme un système composé : un noyau "cœur" fortement lié et un ou deux neutrons très faiblement liés, donc pouvant se mouvoir à des distances relativement importantes du reste du noyau, formant ce que l'on appelle le "**halo**". Ainsi, dans ce schéma, le  $^{11}\text{Be}$  est composé d'un "cœur" de  $^{10}\text{Be}$  (énergie de séparation  $S_n = 6.8 \text{ MeV}$ ) et d'un halo de un neutron ( $S_n = 0.504 \text{ MeV}$ ) tandis que le  $^{11}\text{Li}$  est un noyau à halo de deux neutrons car composé d'un cœur de  $^9\text{Li}$  ( $S_{2n} = 6 \text{ MeV}$ ) et de deux neutrons très peu liés au reste du noyau ( $S_{2n} = 0.310 \text{ MeV}$ ). Le  $^{11}\text{Li}$  est un système plus complexe que le  $^{11}\text{Be}$  mais il est intéressant car c'est un système à trois corps ( $^9\text{Li-n-n}$ ) dit Borroméen, c'est-à-dire que chacun des sous systèmes à deux corps le composant est non lié ( $^9\text{Li-n}$ ,  $n-n$ ). Ce sont les corrélations entre les neutrons du halo qui permettent au système à trois corps d'être stable.

La plupart des études sur ces noyaux se sont faites par l'intermédiaire de **réactions de dissociation** qui cassent le système en deux : d'une part le cœur et d'autre part le (ou les) neutron(s) du halo qui est(sont) arraché(s) lors du passage dans une cible de réaction, les cibles légères privilégiant la dissociation d'origine nucléaire tandis que les cibles lourdes privilégient la dissociation d'origine Coulombienne. On espérait ainsi, en récupérant l'un ou l'autre (ou les deux) participants, remonter aux caractéristiques fondamentales du halo. Si ces études nous ont beaucoup appris sur le phénomène, elles ont aussi montré que, dans cette voie de réaction particulière, les propriétés des fragments (cœur et halo) étaient affectées par les mécanismes de réaction et par des interactions dans l'état final.

L'objet de ce travail de thèse est d'étudier une nouvelle voie de réaction dans laquelle on ne conserve pas le cœur du noyau à halo intact mais au contraire dans laquelle on le détruit : **les réactions de cassure du cœur**. Ainsi, on espère que la réaction, qui a lieu à petit paramètre d'impact, ne va pas perturber le neutron du halo et que celui-ci, n'étant que "spectateur" de la réaction, va être détecté dans un état proche de celui qui était le sien à l'intérieur du noyau à halo.

La difficulté expérimentale dans ce type de réaction provient du fait qu'à la fois des neutrons du cœur et du halo sont émis. Il sera alors essentiel d'estimer l'importance des deux composantes de façon à pouvoir extraire des informations pertinentes sur le halo. Pour ce faire, nous étudierons, dans des conditions cinématiques identiques, les réactions nucléaires induites par les noyaux à halo de  $^{11}\text{Be}$  et de  $^{11}\text{Li}$  et par leurs noyaux cœurs respectifs de  $^{10}\text{Be}$  et de  $^9\text{Li}$ . Il sera ainsi possible de soustraire des données du noyau à halo les données du noyau cœur afin d'isoler les seules contributions venant des neutrons du halo.

Dans le premier chapitre de cette thèse, je reviendrai rapidement sur quelques caractéristiques fondamentales des noyaux. Nous verrons qu'il existe, à côté des noyaux stables bien connus, un ensemble de noyaux dits exotiques possédant des propriétés particulières qui en font des outils puissants pour l'étude de la matière nucléaire loin de ses conditions d'équilibre. J'insisterai sur les faits expérimentaux à l'origine de la découverte des noyaux à halo et j'essaierai de suivre une démarche proche de l'expérience afin de montrer l'évolution des données expérimentales qui ont conduit à proposer des interprétations originales de ce phénomène.

Dans le deuxième chapitre, j'insisterai sur les caractéristiques essentielles des noyaux à halo en présentant les résultats expérimentaux les plus importants concernant les noyaux de  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$ . Mon ambition ne sera pas de faire un panorama exhaustif de l'ensemble des études sur ces noyaux mais de replacer le travail réalisé dans la continuité de ce qui a déjà été fait, notamment au sein de notre collaboration. Cela m'amènera à donner les motivations des nouvelles études entreprises.

Le troisième chapitre décrit le dispositif expérimental avec une présentation du spectromètre LISE3 du GANIL, l'ensemble de détection et l'électronique utilisée, ainsi que la logique d'acquisition.

La procédure d'analyse de l'expérience fera l'objet du quatrième chapitre. Je développerai tout d'abord l'analyse des informations extraites des ions lourds puis celles obtenues des paramètres neutrons. J'expliquerai le choix de réaliser l'essentiel de cette analyse avec le logiciel PAW et reviendrai rapidement sur les procédures que j'ai mises au point.

Dans le cinquième chapitre, j'exposerai la plupart des résultats obtenus. Je donnerai tout d'abord les sections efficaces d'interaction mesurées avec les ions lourds puis j'aborderai les distributions de neutrons. Chacun des résultats présentés fera l'objet de commentaires et d'interprétations.

Enfin, le sixième et dernier chapitre sera l'occasion d'aborder la problématique des noyaux exotiques et plus particulièrement celle des noyaux à halo, par des études de spectroscopie. Je présenterai une expérience qui nous a permis de mesurer les premiers états du noyau miroir du  $^{11}\text{Be}$ , le noyau non lié riche en protons  $^{11}\text{N}$ , et j'introduirai un modèle original développé par N. Vinh Mau de la division de Physique Théorique de l'IPN d'Orsay qui permet de reproduire simultanément les niveaux des noyaux  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{N}$ .

# Chapitre I : Quelques rappels de Physique Nucléaire

## I - Introduction

Quelques siècles avant J-C, Leucippe, Démocrite et Lucrèce considéraient déjà la matière comme constituée d'éléments indivisibles et homogènes : les atomes. De tout temps, les hommes ont cherché à identifier ces constituants élémentaires et à en connaître leurs propriétés fondamentales. C'est entre 1895 et 1897 que l'idée atomique progressa le plus avec les découvertes successives des rayons X, de l'électron, de l'effet Zeeman et de la radioactivité. C'est en 1911 seulement que Rutherford proposa le modèle planétaire dans lequel l'atome est composé d'un noyau de charge  $Ze$ , concentrant la totalité de la masse, et de  $Z$  électrons tournant autour. En 1913, on admit que le noyau était composé de protons et il fallut attendre 1932 et les travaux de Chadwick pour franchir une nouvelle étape dans la recherche de l'éléментарité et comprendre que le noyau est lui-même composé d'un assemblage de protons et de neutrons. Le proton et le neutron ne sont plus, aujourd'hui, les ultimes briques de la matière mais l'étude de leurs propriétés est néanmoins indispensable à la compréhension des propriétés fondamentales de la matière.

Dans la première partie de ce chapitre, je reviendrai sur quelques caractéristiques très générales des noyaux - masse - rayon... - et j'introduirai la carte des noyaux qui nous permet de distinguer les noyaux stables de leurs isotopes ayant une durée de vie plus courte. Enfin, je présenterai les premiers résultats expérimentaux qui ont révélé des phénomènes inattendus pour les noyaux légers très riches en neutrons.

## II - Des noyaux stables aux noyaux exotiques...

### 1 - Quelques caractéristiques générales des noyaux

Le noyau est un système lié de protons et de neutrons. La force responsable de sa cohésion est l'une des quatre interactions fondamentales : l'*interaction forte*. Sa portée est de l'ordre du fermi ( $10^{-15} m$ ). La masse du noyau est légèrement inférieure à la somme de ses constituants (diminution de l'énergie totale), la différence représentant l'énergie de liaison du noyau due à l'interaction entre les nucléons. La masse d'un noyau composé de  $Z$  protons et de  $N$  neutrons est donc :

$$M(A,Z)c^2 = Zm_p c^2 + Nm_n c^2 - B(A,Z) \quad (\text{I-1})$$

où  $m_p c^2$  et  $m_n c^2$  sont respectivement la masse du proton et celle du neutron en  $MeV$ . Le terme  $B(A,Z)$  représente l'énergie de liaison du noyau responsable de sa stabilité. Quand  $B$  est positif, le noyau est dit lié alors que le noyau est dit non-lié si  $B$  devient négatif. Les travaux de Bethe et Weizsäcker (1936) ont permis d'obtenir une formule semi-empirique pour l'expression de l'énergie de liaison :

$$B(A,Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2/A^{1/3} - a_a (N-Z)^2/A \pm \Delta \quad (\text{I-2})$$

Dans cette expression,  $a_v$  (terme de volume),  $a_s$  (terme de surface),  $a_c$  (terme Coulombien) et  $a_a$  (terme d'asymétrie) sont ajustés pour reproduire au mieux les résultats expérimentaux. Le terme d'appariement  $\Delta$  est positif pour un noyau "pair-pair", négatif pour un noyau "impair-impair" et nul pour un noyau "pair-impair". Un bon accord avec les ions stables légers est trouvé pour  $a_v = 15.67 MeV$ ,  $a_s = 17.23 MeV$ ,  $a_c = 0.697 MeV$ ,  $a_a = 23.29 MeV$  et  $\Delta = 12A^{-1/2} MeV$ . Nous verrons un peu plus loin la signification exacte de ces différents termes.

Une autre caractéristique essentielle du noyau, reliée à l'énergie de liaison  $B$ , est sa durée de vie. En effet, bien que le noyau soit dit lié, c'est-à-dire que son énergie de liaison  $B$  soit positive, il peut se désintégrer pour donner naissance à un nouveau noyau plus stable que lui. On définit sa période comme étant le temps nécessaire pour que la moitié d'un ensemble de noyaux présents à l'instant initial se soit désintégrée. Ces désintégrations sont de plusieurs types et s'accompagnent de l'émission de rayonnement corpusculaire ( $\alpha, \beta$ ) ou de particules légères. Cependant, la plupart des noyaux qui nous entourent sont dits stables car leur durée de vie est de l'ordre de celle de l'univers. Nous verrons par la suite qu'il existe aussi un grand nombre de noyaux plus faiblement liés ayant alors des durées de vie beaucoup plus courtes.

La définition d'un rayon nucléaire est assez abstraite du fait que le noyau ne présente pas un bord franc. Je reviendrai sur ce point plus tard mais il est possible de définir un rayon de matière directement relié à la densité de la matière nucléaire  $\rho$ . Cette densité  $\rho$ , beaucoup plus importante que celle de la matière "ordinaire" qui nous entoure, est de l'ordre de  $10^{15} g/cm^3$ . Pour atteindre

une telle densité, il faudrait faire tenir la terre à l'intérieur d'un dé à coudre. La relation (I-3) donne la masse du noyau en fonction de la densité dont nous pouvons déduire l'expression (I-4) pour le rayon de matière du noyau:

$$M = \frac{4}{3} \pi r^3 \cdot \rho \quad (\text{I-3}) \quad \text{soit} \quad r = \sqrt[3]{\frac{3M}{4\pi\rho}} \quad (\text{I-4})$$

Si, en première approximation, on considère dans la formule I-1 la masse du proton et celle du neutron comme étant identique et l'énergie de liaison  $B$  comme négligeable devant la masse d'un nucléon, on peut écrire que la masse  $M$  du noyau est directement proportionnelle au nombre de ses constituants  $A$ . D'après la formule (I-4), le rayon nucléaire est alors proportionnel à la racine cubique du nombre de masses du noyau  $A^{1/3}$ . Nous verrons par la suite qu'un tel comportement se vérifie assez bien pour les noyaux stables mais qu'il en va tout autrement pour certains noyaux exotiques, dont les noyaux très légers riches en neutrons.

Enfin, tout comme l'atome, le noyau possède un état fondamental, celui qui minimise son énergie. Mais il peut se trouver dans un état excité sous forme d'excitations individuelles des nucléons ou sous forme d'excitations collectives (rotations, vibrations...). Le noyau étant un objet quantique, ses niveaux d'énergie sont discrets pour les états liés.

Sur la *carte des noyaux*, avec en abscisse le nombre de neutrons  $N$  et en ordonnée le nombre de proton  $Z$  (cf. fig. I-1), nous distinguons les noyaux stables, représentés en noir, de leurs isotopes plus exotiques en gris. Le nombre de noyaux stables est de l'ordre de 300. Les noyaux instables observés expérimentalement sont environ 2000 tandis que certains modèles prévoient plus de 4000 noyaux liés.

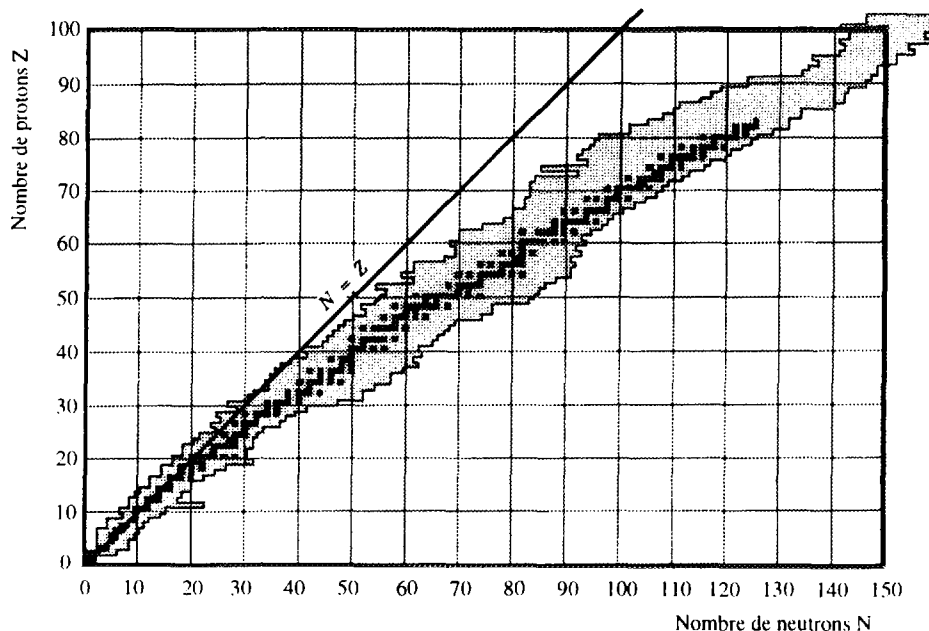


Fig. I-1 : Carte des noyaux représentant en grisé l'ensemble des isotopes ayant été observés [kra88].



## 2 - Les noyaux stables

### a - Généralités

Les noyaux stables, représentés en noir sur la carte des noyaux, sont caractérisés par une durée de vie très longue, de l'ordre de celle de l'univers. Lorsque l'on porte sur l'axe vertical perpendiculaire à la feuille l'excès de masse de ces noyaux ( $\Delta M = M(A, Z) - A \times 931.5$ ), on remarque que les noyaux stables se trouvent dans le fond de la vallée de stabilité; en effet, ce sont eux qui ont l'énergie de liaison la plus grande en valeur absolue. Ils occupent une aire allongée s'incurvant progressivement vers la droite de la ligne  $N = Z$  quand on augmente le nombre de protons afin de "diluer" l'importante répulsion coulombienne qui repousse les protons les uns des autres. Historiquement, ce sont à ces noyaux stables que les physiciens nucléaires se sont d'abord intéressés, tout simplement parce qu'ils étaient présents dans la nature.

Une étude complète du noyau nécessiterait la résolution du problème de  $N$  corps en interaction les uns avec les autres, qui n'est pas soluble analytiquement. De plus, la force nucléaire, c'est-à-dire l'interaction entre 2 nucléons, est assez mal connue. Les physiciens nucléaires ont donc cherché à "simplifier" le problème en s'appuyant sur des modèles pour expliquer, puis prédire le comportement de la matière nucléaire. Il existe plusieurs modèles, parfois très différents tant sur leurs hypothèses que sur leurs prédictions. Ceux ci sont complémentaires et il ne faut considérer leurs résultats que comme des projections d'un même noyau sur des plans différents. Nous pouvons illustrer cette remarque avec le modèle de la *goutte liquide* et celui du *gaz de Fermi* que nous allons introduire. Ces deux modèles permettent de très bien rendre compte des propriétés d'ensemble des noyaux stables.

### b - Modèle de la goutte liquide

Le modèle de la goutte liquide a été le premier, historiquement, à reproduire les propriétés macroscopiques du noyau. On peut citer en particulier ses résultats dans les domaines de la fission et de l'évaporation.

En première approximation, nous savons que l'énergie de liaison par nucléon,  $B/A$ , est à peu près constante et de l'ordre de  $8 \text{ MeV}/A$  pour les noyaux stables (*cf. fig. I-2*). Cette hypothèse d'un  $B/A$  constant est cependant en contradiction avec l'image d'une force qui permettrait au nucléon d'interagir avec tous les autres nucléons du noyau car, dans ce cas, l'énergie de liaison  $B$  serait proportionnelle à  $A(A-1)/2$ . En fait, à cause de la faible portée de l'interaction forte, le nucléon n'interagit qu'avec ses proches voisins (qui sont en nombre limité). C'est ce que l'on appelle la saturation de la force nucléaire. On retrouve ainsi les propriétés des molécules dans un liquide ayant une densité constante. C'est cette analogie qui est à la base du modèle de la goutte liquide. Dans ce modèle, le volume du noyau est directement proportionnel au nombre de ses constituants,  $V \propto A$ , et le rayon est alors proportionnel à la racine cubique du nombre de masses,  $r = r_0 A^{1/3}$ , avec  $r_0 \approx 1.2 \text{ fm}$  de l'ordre de grandeur de la portée de l'interaction nucléaire.

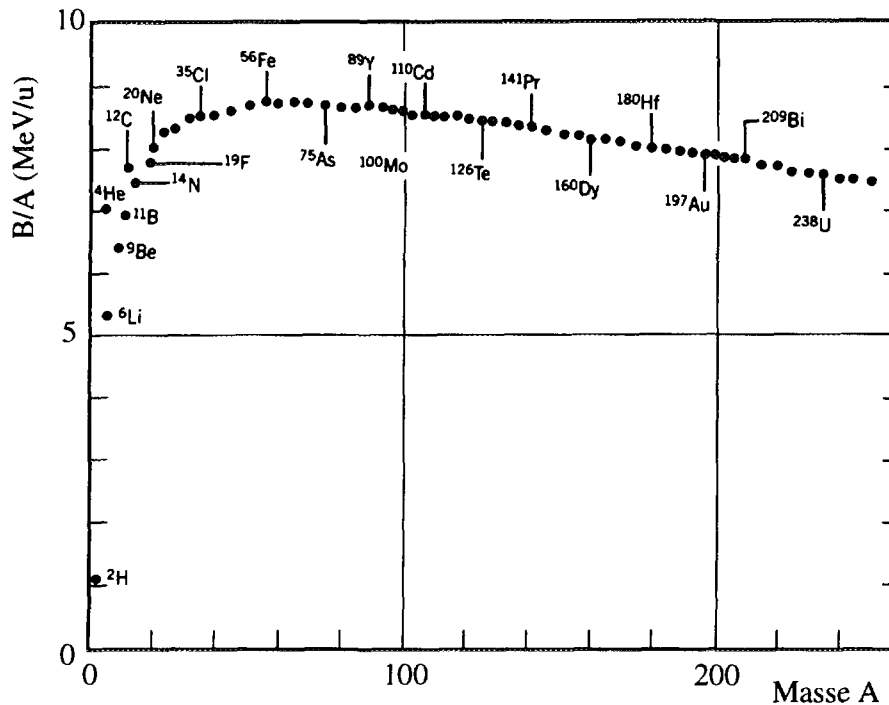


Fig. I-2 : Energie de liaison par nucléon  $B/A$  pour les noyaux stables de l'Hydrogène jusqu'à l'Uranium [kra88].

Cependant, considérer  $B/A$  constant revient à considérer le problème de la matière nucléaire infinie. Or la répulsion coulombienne qui croît avec le nombre de protons  $Z$  n'est pas négligeable, de même que les effets de surface qui sont très importants pour les noyaux légers. C'est ce que nous observons sur la figure I-2 où sont reportées les énergies de liaison  $B/A$  pour tous les noyaux stables allant de l'hydrogène à l'uranium. Ainsi, nous avons vu dans la formule de Bethe et Weizsäcker qu'il est important de tenir compte des termes correctifs de surfaces  $a_s$  et coulombien  $a_c$ . On arrive alors à un assez bon accord entre les mesures expérimentales et les prédictions de la formule (I-2) limitée à ses trois premiers termes (cf. fig. I-3).

### c - Du Modèle du Gaz de Fermi au Modèle en Couches

Pour certains noyaux, on peut cependant observer des différences plus significatives entre l'énergie de liaison mesurée et les prédictions du modèle de la goutte liquide; les noyaux ayant un nombre de protons ou de neutrons égal à 2, 8, 20, 28, 50... sont plus liés (cf. fig. I-3). En se basant sur une approche de la physique atomique considérant les nucléons comme des particules indépendantes soumises à un potentiel moyen, le modèle du gaz de Fermi s'appuie sur les propriétés microscopiques de la matière nucléaire pour interpréter les états individuels. Un potentiel couramment utilisé, le potentiel dit de Woods-Saxon, reproduit bien les caractéristiques du potentiel nucléaire.

C'est dans le cadre de ce modèle que l'on peut comprendre le quatrième terme de la formule empirique de Bethe et Weizsäcker, le terme d'asymétrie. Il découle des propriétés quantiques (donc microscopiques) du système et en particulier du principe de Pauli qui s'applique à la fois aux protons et aux neutrons. Mais c'est en utilisant un potentiel harmonique avec des termes prenant en compte les effets de bord et le couplage spin-orbite que l'on peut calculer une séquence d'états reproduisant bien les nombres magiques.

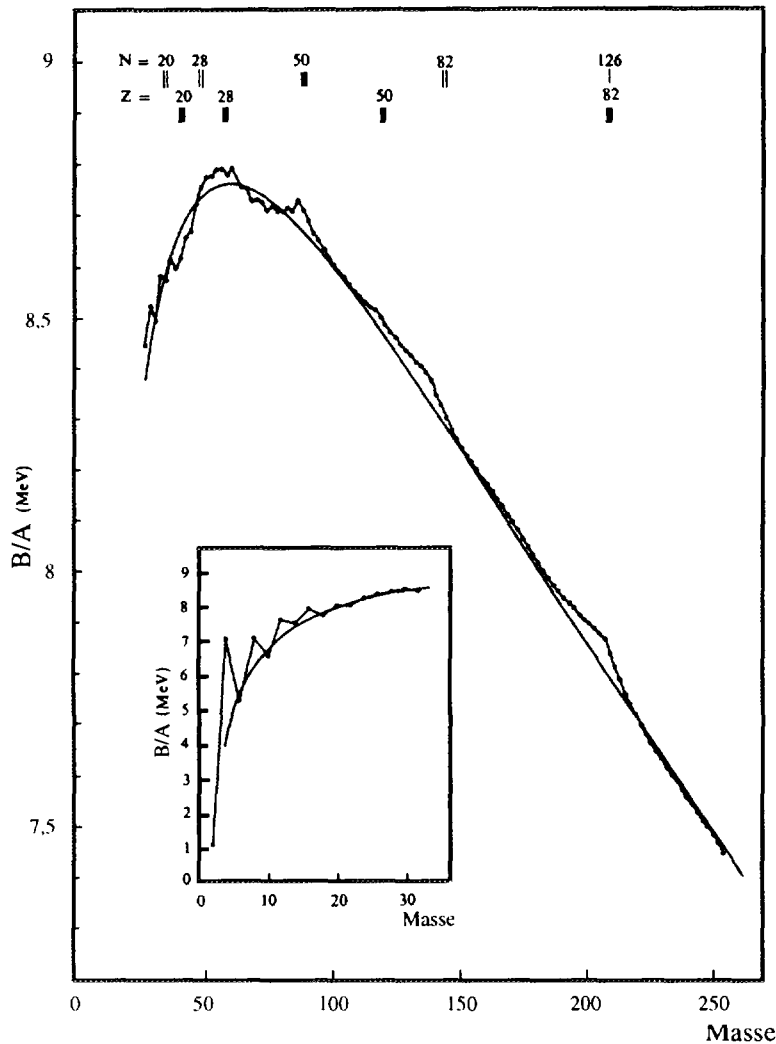


Fig. I-3 : Energie de liaison par nucléon  $B/A$  comparée aux résultats de la formule de Bethe et Weizsäcker limitée à ses trois premiers termes [val86].

Enfin, le terme correctif représenté par  $\Delta$  dans la formule de Bethe et Weizsäcker est lié à l'appariement dans le noyau. Les noyaux pairs sont plus liés car les nucléons identiques ont tendance à se coupler deux à deux pour minimiser l'énergie du noyau (*cf. encadré fig. I-3*). Un second terme correctif serait à apporter pour traduire la structure en couches des noyaux et faire apparaître les nombres magiques de fermetures de couches protons ou neutrons. Le *modèle en couches* est devenu la pierre angulaire de la physique nucléaire. Un très grand nombre de résultats expérimentaux sont venus le conforter - magie - interprétation des états individuels etc.

Il faut noter que, si ces modèles sont parmi les plus connus, on en a développé d'autres, notamment pour la description des états collectifs de rotation ou de vibration. Aujourd'hui, des méthodes de construction de potentiels moyens par itérations (type Hartree-Fock) permettent d'obtenir des potentiels et des fonctions d'onde individuelles "self-consistent" pouvant aussi tenir compte d'interactions résiduelles.

Le fait qu'il existe plusieurs modèles basés sur des approches différentes ne révèle pas une contradiction fondamentale. Ces modèles sont complémentaires comme nous avons pu nous en

rendre compte dans l'explicitation des différents termes de la formule semi-empirique de Bethe et Weizsäcker. Aussi bien pour la structure nucléaire que pour le domaine des réactions nucléaires, les différentes approches ont leurs réussites et il s'agira d'avoir recours à l'une ou à l'autre suivant la projection que l'on fait de son noyau. Bien entendu, on peut rêver d'une unification de ces différents modèles, ce serait la preuve d'une meilleure compréhension de la matière nucléaire.

Cependant, l'ensemble de ces modèles ont été développés sur les connaissances de la matière nucléaire stable et nous allons voir que, pour l'étude des noyaux exotiques, les prédictions des modèles ne rendent pas compte de toutes les propriétés observées. Ceci signifie simplement que si nous avons, d'ores et déjà, une bonne approche de la matière nucléaire, il reste encore du chemin à parcourir pour tout expliquer...

### 3 - En s'éloignant de la stabilité...

Sur la carte des noyaux présentée figure I-1, on trouve, de part et d'autre de la vallée de stabilité, les isotopes des noyaux stables, riches en neutrons à droite et déficients en neutrons à gauche. Ils contiennent, pour un nombre  $Z$  de protons, un nombre  $N$  de neutrons dans des proportions très différentes de celle de la matière stable et ils correspondent donc à une composition dite "anormale" de la matière nucléaire. Ces isotopes ont une énergie de liaison plus faible et sont de ce fait *instables*. Ils décroissent par radioactivité  $\alpha$  ou  $\beta$  vers des noyaux plus proches de la stabilité. Leur période est de plus en plus courte au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité jusqu'à atteindre la milliseconde. Les noyaux les plus exotiques (analogie aux contrées lointaines) se trouvent près des *drip-line*, lignes théoriques au-delà desquelles, si on rajoutait un nucléon au noyau, l'énergie de liaison du dernier nucléon deviendrait positive et le noyau non lié vis à vis de l'interaction forte (il se désintégrerait spontanément par émission de particule en  $10^{-21}$  s).

Les noyaux exotiques apparaissent seulement dans des conditions physiques très différentes de celles qui règnent sur terre, celles qui sont atteintes lors des réactions de synthèse des éléments lourds, les explosions de novae ou dans les corps célestes émetteurs de rayons  $X$ . En cela, leur connaissance est importante en astrophysique, notamment pour comprendre les abondances relatives des éléments chimiques dans l'univers. L'étude en laboratoire des caractéristiques de ces noyaux qui, dans certaines régions de  $N$  et de  $Z$ , ont des propriétés bien particulières, est donc nécessaire à la modélisation de la nucléosynthèse. Un exemple est donné par les noyaux doublement magiques  $^{100}\text{Sn}$  et  $^{78}\text{Ni}$ , respectivement très déficient et très riche en neutrons. Ils ont été observés très récemment à GANIL et à GSI [lew95, eng95]. C'est la sur-stabilité que leur donnent les nombres magiques du modèle en couches qui permet à ces noyaux d'exister pendant un temps très court mais suffisant pour les détecter. C'est aussi en étudiant en laboratoire les noyaux dans la région des Calcium (noyau stable:  $^{40}\text{Ca}$ ) que l'on a pu comprendre le rapport d'abondance, jusque-là non expliqué,  $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$  égal à 50. En effet, bien que le noyau de  $^{48}\text{Ca}$  soit plus exotique, ce sont des processus de capture de neutrons qui expliquent qu'il ait été plus produit que le  $^{46}\text{Ca}$  par les processus astrophysiques.

Parmi tous les noyaux exotiques dont l'existence est prédite par les modèles théoriques, les noyaux légers (*cf. fig. I-4*) très riches en neutrons jouent un rôle particulier. En effet, c'est seulement pour ces noyaux de  $Z < 10$  que l'on peut atteindre expérimentalement la limite de

stabilité nucléaire. Sur la carte ci dessous, dont certains noyaux ont été mis en évidence au GANIL, les effets de l'appariement mentionnés plus haut sont clairement observés : pour tous ces noyaux, l'isotope le plus lourd a un nombre pair  $2n$  de neutrons alors que, pour la plupart, l'isotope ayant  $2n-1$  neutrons est non lié. Pour le Bore et l'Hélium, même les isotopes à  $2n-3$  neutrons sont non liés. On peut noter ici le cas de  $^{28}\text{O}$  prédit lié ou non lié selon les modèles alors même que les trois isotopes  $^{25}\text{O}$ ,  $^{26}\text{O}$  et  $^{27}\text{O}$  sont non liés. Son caractère lié mettrait en évidence l'importance des *nombre magiques* du modèle en couches car c'est un noyau doublement magique avec 8 protons et 20 neutrons. Au cours d'une expérience réalisée au GANIL à l'automne 95, aucun événement correspondant au noyau  $^{28}\text{O}$  n'a été observé alors que la courbe de production systématique des noyaux avec  $N = 20$  à partir d'un faisceau de  $^{36}\text{S}$  laissait prévoir un taux de comptage de 15 coups en 48h. Le noyau  $^{28}\text{O}$  est donc probablement non lié ou a des propriétés particulières (période très courte ne lui permettant pas de survivre le temps du transport dans le spectromètre ?, halo géant de neutrons ne lui permettant pas de sortir de la cible avant le break-up du neutron du halo ?).

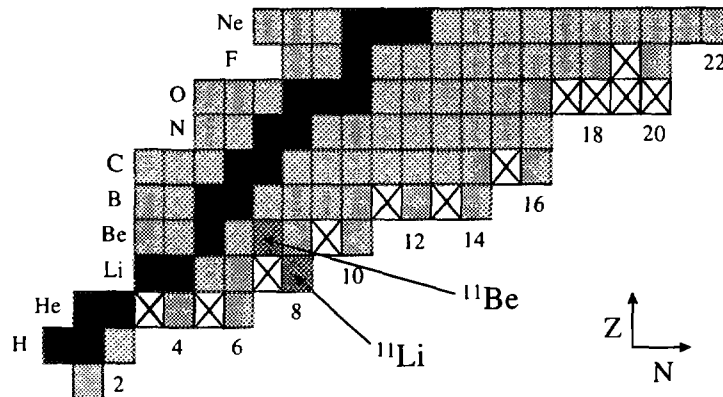


Fig I-4 : Agrandissement de la carte des noyaux légers montrant les noyaux observés expérimentalement. Les noyaux stables sont en noir et les croix représentent les noyaux non liés.

Les tableaux I-1 a et b suivant présentent les énergies de séparation mesurées [aud93] du ou des deux derniers neutrons des isotopes de Be et de Li :

(a)	$S_n / S_{2n}$ (keV)	état
$^6\text{Li}$	$5\,660 \pm 50$	stable
$^7\text{Li}$	$12\,910 \pm 50$	stable
$^8\text{Li}$	$2\,033.8 \pm 0.3$	instable
$^9\text{Li}$	$6\,096.4 \pm 1.9$	instable
$^{10}\text{Li}$	$-420 \pm 50$	non lié
$^{11}\text{Li}$	$310 \pm 40$	instable

(b)	$S_n / S_{2n}$ (keV)	état
$^9\text{Be}$	$1\,665.3 \pm 0.4$	stable
$^{10}\text{Be}$	$8\,477.6 \pm 0.4$	stable
$^{11}\text{Be}$	$504 \pm 6$	instable
$^{12}\text{Be}$	$3\,169 \pm 16$	instable
$^{13}\text{Be}$	$-2\,010 \pm 50$	non lié
$^{14}\text{Be}$	$1\,340 \pm 80$	instable

Tab I-1 a et b : Energie de séparation du(es) dernier(s) neutron(s) pour les isotopes de Be et Li.

On observe que l'énergie de liaison est assez faible pour les isotopes les plus riches en neutrons. J'ai indiqué en caractère gras les noyaux de  $^{11}\text{Li}$  et  $^{11}\text{Be}$  pour lesquels cette valeur est la plus faible et qui font l'objet de ce travail de thèse. Le ou les derniers neutrons ne sont liés au reste du noyau que par quelques centaines de keV, valeur très faible par rapport à l'énergie de liaison moyenne par nucléon qui est de 8 MeV dans les noyaux "ordinaires".

*En essayant de faire une analogie physique "avec les mains", on peut s'attendre intuitivement à un comportement particulier pour ces noyaux du fait de la faible énergie de liaison du dernier nucléon. Supposons que le dernier neutron soit rattaché au reste du noyau par un ressort de raideur  $k$ , assimilable à son énergie de liaison. Si cette valeur de raideur est faible, le ressort va pouvoir être plus étiré et le neutron aura ainsi la liberté de se mouvoir à des distances relativement importantes du coeur du noyau. C'est ce que nous nous attendons à observer pour les noyaux de  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$ .*

En comparant, pour les isotopes du Li, les valeurs de l'énergie de liaison par nucléon  $B/A$  expérimentales à celles données la formule de Bethe et Weizsäcker (cf. fig. I-5), on remarque que les différences augmentent quand on s'éloigne de la vallée de stabilité. Il apparaît donc bien que les modèles basés sur les connaissances de la matière nucléaire stable sont de plus en plus mis en défaut au fur et à mesure que le noyau devient plus exotique.

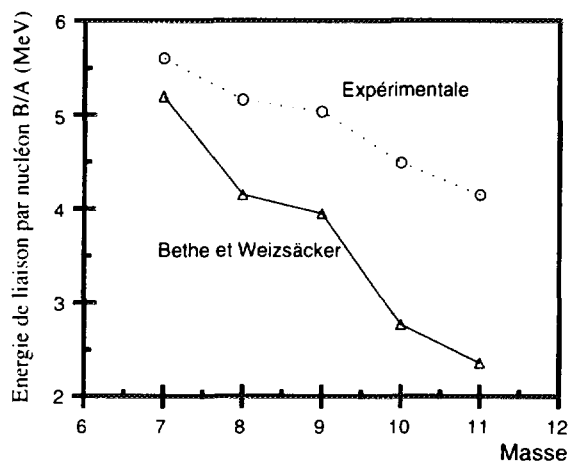


Fig. I-5 : Comparaison des valeurs expérimentales et calculées avec la formule de Bethe et Weizsäcker des énergies de liaison par nucléon  $B/A$  pour les isotopes de Li.

### III - Un phénomène nouveau...

Nous allons rappeler, ici, quelques résultats expérimentaux obtenus dans des expériences effectuées dans les années 80 avec les faisceaux secondaires radioactifs. Ce sont ces résultats inattendus qui ont été à l'origine de la découverte de ce que l'on nommera ensuite **les noyaux à halo**. Il est important de noter ici que cette physique des noyaux éloignés de la vallée de la stabilité n'a vraiment commencé que le jour où les physiciens ont pu disposer de ces noyaux en quantité suffisante pour pouvoir les étudier. Par conséquent, tous les résultats obtenus dans la dernière décennie vont de pair avec un progrès constant des moyens de production (accélérateurs), de sélection (spectromètres) et des systèmes de détection de tels noyaux. Je reviendrai sur ce point dans le chapitre consacré au dispositif expérimental.

## 1 - Etude des rayons d'interaction

La première mesure que l'on peut faire avec des faisceaux secondaires radioactifs est une mesure de la section efficace d'interaction. La section efficace dite "par transmission" est obtenue en comptabilisant le nombre de noyaux ayant réagi au passage d'une cible. On prend alors en compte l'ensemble des réactions qui ont modifié la structure du noyau incident d'au moins un nucléon. Cette section efficace reflète la géométrie nucléaire et peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\sigma_I = \frac{N_d A_c}{N_i \mathcal{N}_A e_c \varepsilon} \quad (\text{I-5})$$

où  $N_i$  et  $N_d$  sont respectivement le nombre d'ions incidents et ayant réagi détectés,  $A_c$  la masse de la cible,  $\mathcal{N}_A$  le nombre d'Avogadro,  $e_c$  l'épaisseur de la cible et  $\varepsilon$  l'efficacité de détection. Il est intéressant de noter que la section efficace d'interaction diffère de la section efficace **totale** de réaction qui prend en compte tous les processus, notamment les processus élastiques. Ainsi, cette méthode ne pourra pas être utilisée avec les systèmes lourds pour lesquels le fort champ coulombien entraîne de nombreux processus élastiques. Pour toutes ces mesures de sections efficaces d'interaction, il a été démontré qu'il était possible de séparer le rayon d'interaction de la cible  $R_I(c)$  de celui du projectile  $R_I(p)$  suivant la formule I-6. Cela a été confirmé par des calculs théoriques basés sur le modèle de Glauber [sat86].

$$\sigma_I(\text{projectile, cible}) = \pi [R_I(c) + R_I(p)]^2 \quad (\text{I-6})$$

Cette expression exprime le fait que, pour qu'il y ait interaction, il suffit que la distance entre les deux noyaux soit inférieure à la somme de leurs rayons interaction. C'est ce qui est schématisé sur la figure I-6 suivante:

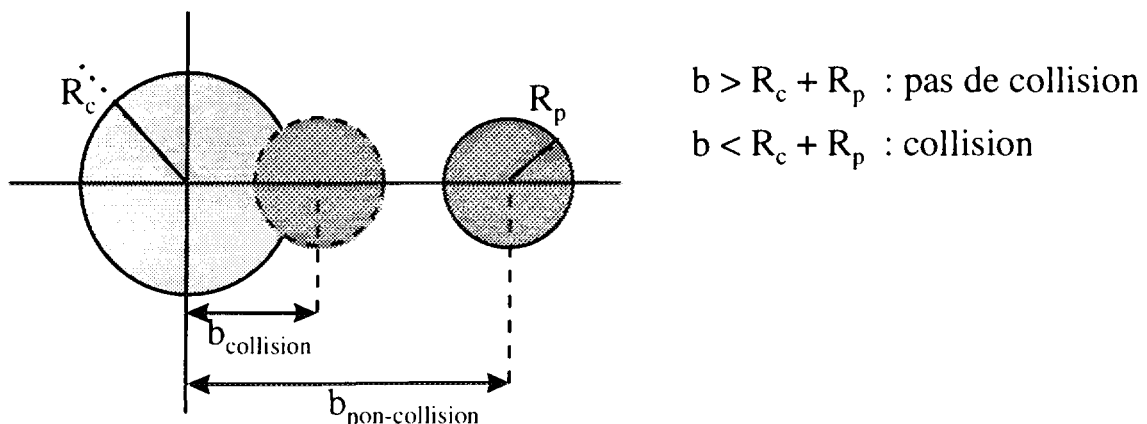


Fig. I-6 : Schéma de la réaction dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation du projectile.

La première expérience de mesure de section efficace d'interaction  $\sigma_1$  fut réalisée à Berkeley [tan85a] pour les isotopes allant de l'Hélium au Carbone. Comme on peut le voir sur la figure I-6, on observe une brusque augmentation du rayon d'interaction pour les isotopes très riches en neutrons. Ceci est en désaccord avec le comportement déduit des modèles évoqués précédemment. A titre de comparaison, nous avons tracé en pointillé l'augmentation du rayon donné par le modèle de la goutte liquide en fonction du nombre de constituants du noyau,  $r_{GL} = r_0 A^{1/3}$ . On retiendra particulièrement les cas du  $^{11}\text{Be}$  et du  $^{11}\text{Li}$  pour lesquels l'augmentation observée est respectivement de 8.6 % et 20 %. Le modèle de la goutte liquide ne reproduit ces valeurs que pour des masses de  $A=14$  et  $A=19$ . Nous pouvons remarquer que, comme c'était prévisible, les plus fortes déviations sont observées pour les noyaux ayant les plus faibles énergies de liaison mesurées ( $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$  et  $^{14}\text{Be}$ ).

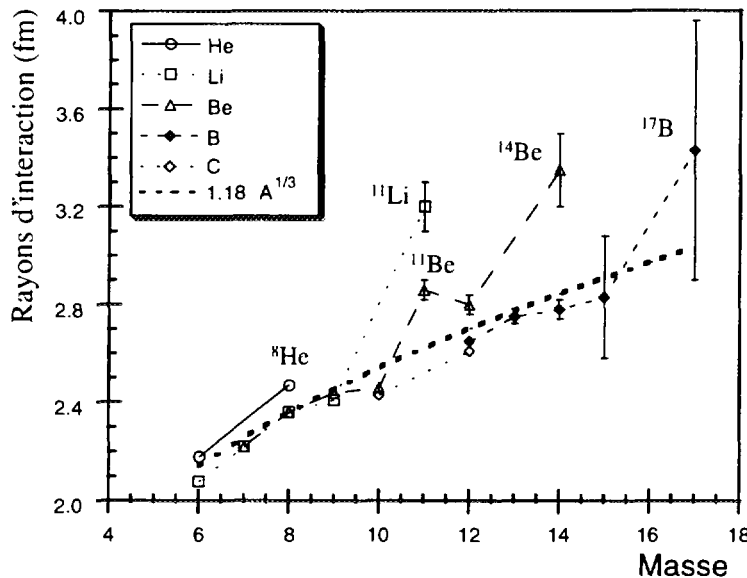


Fig. I-6 : Rayons d'interaction des noyaux légers de la couche p. On voit un accroissement anormal du rayon d'interaction par rapport à celui calculé par le modèle de la goutte liquide (ligne pointillée) pour les noyaux proches de la limite de la stabilité [tan90].

On peut mentionner qu'une autre méthode [sai89], basée sur la détection du rayonnement  $\gamma$  associé émis de façon prompt lors d'une réaction nucléaire, confirme que les rayons d'interaction des isotopes légers ayant un excès de neutrons montrent des variations importantes par rapport aux isotopes moins riches en neutrons. Les rayons carrés moyens obtenus par les deux méthodes sont comparés sur la figure I-7. Le semblant de désaccord pour le  $^{11}\text{Li}$  s'explique par le fait que, dans la seconde méthode, le dispositif expérimental possédait un "trou" à l'avant. Or, dans les réactions de dissociation, les neutrons très faiblement liés du  $^{11}\text{Li}$  sont émis préférentiellement autour de 0 degré. Ils ne pouvaient donc pas être détectés et, de ce fait, n'étaient pas pris en compte dans la mesure de  $\sigma_R$ .



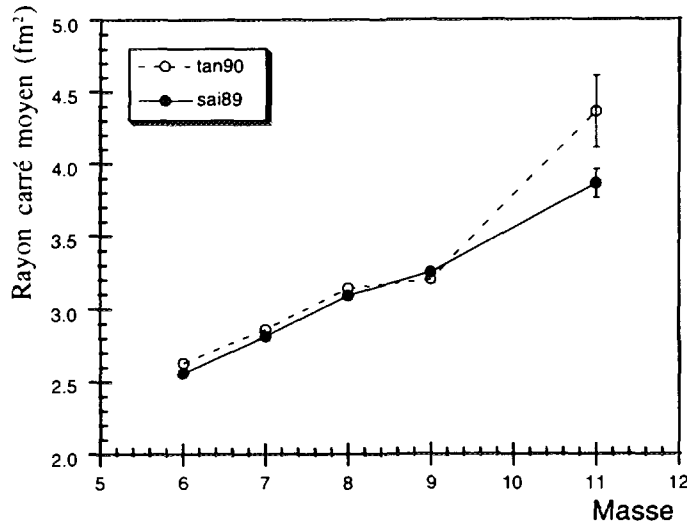


Fig. 1-7: Comparaison du rayon carré moyen ( $R^2 = 3/5 r_0^2 A^{1/3}$ ) pour les isotopes de Li avec la méthode des sections efficaces d'interaction (ronds vides et trait pointillé) et avec la méthode de détection du rayonnement  $\gamma$  associé (ronds pleins et trait continu).

Plusieurs hypothèses sont envisageables pour expliquer cette brusque augmentation du rayon d'interaction :

- une déformation du noyau qui conduirait à augmenter son rayon apparent;
- un volume occupé réellement plus important.

A ce stade, il est important de souligner la différence existant entre *rayon d'interaction* et *rayon de matière* du noyau. Ces deux notions sont trop souvent confondues et on assimile directement une augmentation du rayon d'interaction à une augmentation identique du rayon de matière. En fait, une augmentation du rayon d'interaction traduit plutôt une modification de la structure du noyau en terme de fonctions d'ondes de ses constituants. Celle-ci peut ensuite être reliée à une modification du rayon de matière mais dans des proportions beaucoup moins importantes.

## 2 - Etudes de propriétés magnétiques

Plusieurs expériences ont permis d'écarter l'hypothèse de déformation dans le cas du Li. L'étude des propriétés électromagnétiques de l'état fondamental du noyau, et plus précisément la connaissance de son spin nucléaire et de son moment magnétique, nous renseignent sur la forme de ce dernier et sur la structure en couche de ses niveaux.

Pour le  $^{11}\text{Li}$ , une mesure faite à ISOLDE par Arnold *et al.* [arn87] a donné un spin nucléaire de  $I = 3/2$  correspondant à un état  $1p_{3/2}$  et un moment magnétique  $m_I = 3.667 m_N$ , valeur très proche de celle de Schmidt  $m_{Sp} = 3.79 m_N$ . Ceci indique que le  $^{11}\text{Li}$  a pour état fondamental une configuration compatible avec une configuration sphérique  $1p_{3/2}$ . Une autre mesure, celle du moment quadripolaire, relié à la distribution de charge dans le noyau, permet de montrer que la structure en protons est la même pour le  $^9\text{Li}$  et le  $^{11}\text{Li}$  :

$$Q(^9\text{Li}) = -27.4 \pm 1.0 \text{ mb}$$

$$Q(^{11}\text{Li}) = -31.2 \pm 4.5 \text{ mb}$$

Ainsi, seuls les neutrons sont responsables de la brusque augmentation du rayon d'interaction du  $^{11}\text{Li}$ .

Dans une expérience réalisée à Saturne, Blank *et al.* [bla92] ont comparé la section efficace totale d'interaction (modification de la structure du noyau d'au moins un nucléon) avec la section efficace de changement de charge (modification de la structure en protons du noyau). Les résultats obtenus sur une cible de C à 80 MeV/u sont présentés sur la figure I-8. On observe très nettement que la section efficace de changement de charge  $\sigma_{\Delta Z}$  reste constante pour les isotopes du Li alors que la section efficace totale d'interaction  $\sigma_{\text{tot}}$  croît avec le nombre de masses. Cela confirme que la structure en protons des isotopes du Li ne change pas avec l'accroissement du nombre de neutrons et que ce sont les derniers neutrons qui sont responsable de l'augmentation du rayon d'interaction.

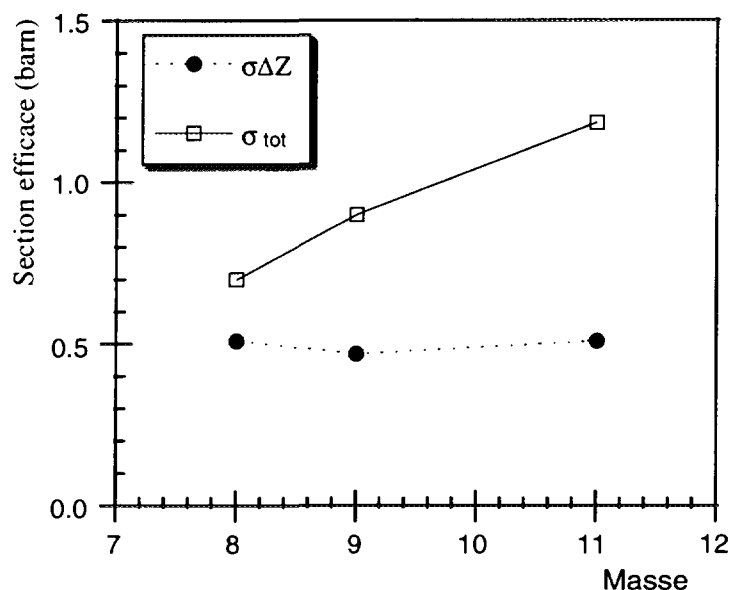


Fig. I-8 : Comparaison de la section efficace totale de réaction et de la section efficace de changement de charge pour les isotopes de Li à 80 MeV/u [bla92].

Nous venons de voir qu'il existe, à côté des noyaux stables relativement bien décrits par un ensemble de modèle, un grand nombre de noyaux dits "exotiques" ayant des durées de vie plus courtes et des propriétés particulières. Pour certains isotopes légers très riches en neutrons, on observe une brusque augmentation du rayon d'interaction due à la présence d'un ou deux neutrons très faiblement liés au reste du noyau. Dans le deuxième chapitre, nous allons nous intéresser plus particulièrement à ces noyaux que l'on appelle les **noyaux à halo de neutrons**...

## Chapitre II : Les halos de neutrons

### I - Introduction

Dans le chapitre précédent, j'ai montré qu'il existe un phénomène nouveau et inattendu pour certains noyaux très légers. Mais, volontairement, je n'ai pas parlé de "halo" préférant adopter une démarche proche de celle qui a conduit les physiciens à proposer l'hypothèse des halos de neutrons pour interpréter ces résultats.

L'objet de ce deuxième chapitre est de décrire le phénomène de halo de façon la plus exacte et la plus intéressante possible tout en restant accessible à celui qui découvrirait le sujet. Je m'appuierai sur les noyaux de  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$ , objets d'étude de cette thèse, et sur le noyau de  $^{19}\text{C}$  que nous avons aussi étudié. Les résultats concernant ce noyau ne seront que rapidement présentés car ils font l'objet d'un autre travail de thèse mais j'y reviendrai dans le chapitre d'analyse de mes propres résultats. Bien entendu, le but n'est pas de faire un panorama exhaustif de tous les travaux menés sur ces noyaux et je me concentrerai sur les travaux réalisés au sein de notre collaboration tout en faisant référence aux résultats extérieurs les plus significatifs et en restant le plus ouvert possible à la discussion.

Afin de présenter le modèle du halo de Hansen et Jonson [han87] qui a été le premier à rendre compte d'une interprétation originale du phénomène, j'introduirai le modèle de Serber [ser47] qui est à la base de cette interprétation et discuterai alors les conditions de son application au cas des halos. Je traiterai ensuite des conditions d'apparition du halo puis reviendrai sur un ensemble de résultats expérimentaux qui sont venus conforter cette image de noyau à halo. On verra à cette occasion qu'il existe un grand nombre de réactions pour les étudier, que ce soit par l'intermédiaire de sections efficaces de réaction, de distributions de fragments chargés ou de distributions de neutrons.

Ce panorama des études réalisées amènera à poser la question essentielle qui est en filigrane de ce travail de thèse : **quelle est la meilleure "sonde", ou la meilleure réaction, pour étudier les noyaux à halo ?**

## II - Modèle du halo de Hansen et Jonson

### 1 - Rappel sur le modèle de Serber

Le modèle de Serber [ser47] a été élaboré pour expliquer les distributions angulaires et en énergie très étroites obtenues dans des expériences de stripping de deuton sur cible de Be à 190 MeV. Le deuton est un système lié proton-neutron avec une énergie de liaison assez faible ( $S_n = 2.22$  MeV). On remarque que, en cela, le deuton possède une caractéristique commune avec les noyaux à halo qui ont une énergie de liaison du(es) dernier(s) neutron(s) encore plus faible, de l'ordre de quelques centaines de keV.

Serber note que les principales caractéristiques de la réaction viennent du fait que *le deuton est un système très peu lié dans lequel le proton et le neutron passent la plupart de leur temps hors de portée de leurs forces mutuelles*. Il prend alors pour la fonction d'onde du neutron une fonction de Yukawa, celle-ci ayant pour caractéristique principale de s'étendre assez loin du coeur. Il calcule la section efficace du processus de stripping et remarque que, compte tenu des énergies relatives, *seules les contributions des positions projetées dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation du deuton doivent être considérées* pour le proton et le neutron. En d'autres termes, le déplacement du neutron dans le plan de la réaction est négligeable; la seule chose à considérer est la probabilité que le proton soit, au moment de la réaction, dans un cercle de rayon égal au rayon nucléaire de la cible tandis que le neutron se trouvera en dehors de ce même cercle. D'autre part, pour un deuton d'énergie cinétique très supérieure à son énergie de liaison, le temps de collision avec une cible est faible en comparaison de la période du mouvement relatif du neutron et du proton avec le deuton. Le proton est alors arraché instantanément sans que le neutron soit affecté par la réaction, c'est *l'approximation soudaine*. La section efficace calculée pour ce processus est égale à  $\sigma = (\pi/2)R.R_d$  où  $R_d$  est le rayon du deuton et  $R$  celui de la cible considéré beaucoup plus grand que  $R_d$ . Les distributions angulaires et en énergie des neutrons sont ensuite calculées dans les deux limites suivantes :

- la limite où la cible est totalement "opaque" pour le proton et totalement "transparente" pour le neutron. On suppose donc que le neutron ne va jamais heurter la cible. Il n'y a alors aucune restriction à apporter dans le calcul en terme de distance proton-neutron ou de position relative du neutron par rapport à la cible. Ceci revient à considérer le rayon de la cible négligeable devant celui du deuton ( $R \ll R_d$ ). C'est ce que nous appellerons par la suite "*Serber transparent*".
- la limite où la cible est opaque pour les deux participants. C'est dans cette limite qu'est calculée la section efficace de stripping. Tout comme le proton, le neutron va pouvoir heurter la cible. Pour des raisons de simplification des calculs (les moyens informatiques étant extrêmement limités à l'époque, il n'était pas possible de calculer des solutions numériques aux problèmes), le rayon de courbure du noyau cible est négligé et on considère la cible comme un demi-plan dans l'espace ( $R \gg R_d$ ). C'est ce que nous appellerons par la suite "*Serber opaque*".

L'intérêt de la limite transparente est que **la distribution en moment des neutrons (due à leurs mouvements dans le noyau) est directement caractéristique de l'état fondamental du deuton, sans modification résultant des conditions d'arrachement du neutron.** En d'autres termes, la distribution en moment est directement la transformée de Fourier de la fonction d'onde du neutron dans le deuton.

La distribution angulaire et la distribution en énergie calculées dans les deux limites sont montrées sur les figures II-1 a et b. La distribution angulaire (comparable à la distribution en moments perpendiculaires,  $\theta = p_{\perp}/p_0$ ) est très piquée autour de 0 degré et la différence de largeur des distributions entre le cas opaque et le cas transparent est très faible. Pour la distribution en énergie (comparable à la distribution en moment parallèle), cette différence est plus importante.

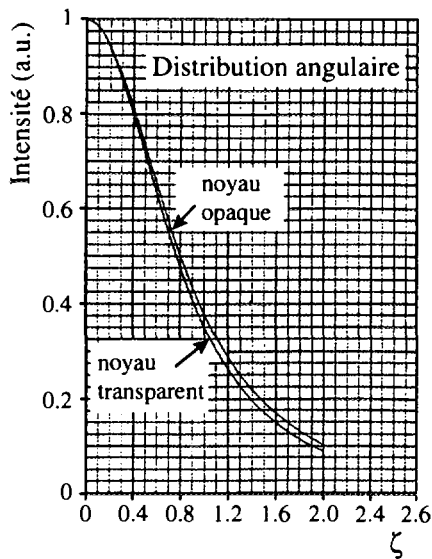


Fig II-1 a: Distribution angulaire pour la limite opaque et la limite transparente tracées en fonction de  $\zeta = \theta/\theta_0$  ( $\theta_0$  est l'angle d'émission quand  $p_{\perp} = p_0$ )

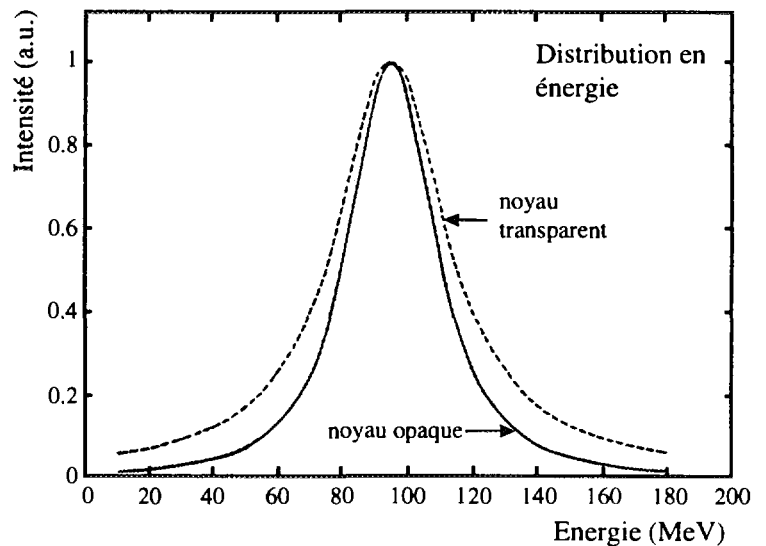


Fig II-1 b: Distribution en énergie pour la limite opaque (ligne continue) et la limite transparente (ligne pointillée).

Serber remarque que considérer un noyau totalement "opaque" n'a pas de réalité physique et que le nucléon a un libre parcours moyen suffisamment grand pour traverser le noyau cible sans interagir. Mais ces effets vont se compenser numériquement pour le proton et pour le neutron. Dans ce cas, on peut penser qu'un potentiel optique traitant la diffusivité du noyau serait sans doute adapté.

*L'idée essentielle à retenir pour les noyaux à halo est que, dans la limite où le neutron peut être arraché du noyau sans perturbation, sa distribution en moment dans le laboratoire est alors directement la transformée de Fourier de sa fonction d'onde à l'intérieur du noyau à halo. En mesurant la distribution angulaire des neutrons issus du halo, on peut directement obtenir les caractéristiques de sa fonction d'onde.*

## 2 - Fonction d'onde du halo

Le modèle du halo a été proposé en 1987 par Hansen et Jonson [han87] et reprend le formalisme de Serber que nous venons de rappeler pour le stripping du deuton. L'augmentation du rayon d'interaction du  $^{11}\text{Li}$  est interprété comme provenant de la grande extension spatiale de la fonction d'onde de ses deux derniers neutrons résultant de leur faible énergie de liaison. Le  $^{11}\text{Li}$  est alors considéré comme étant composé d'un coeur "dur" de  $^9\text{Li}$  (énergie de séparation du dernier neutron de  $4.06\text{ MeV}$ ) autour duquel gravitent deux neutrons formant le halo. Une image de ce phénomène est proposée figure II-2. Il ne faut pas oublier que cette image n'est qu'une vue de l'esprit ne tenant pas compte du fait que les nucléons sont des objets obéissants à la mécanique quantique. Par conséquent, il est nécessaire de raisonner en terme de fonction d'onde. Dans ce modèle, la fonction d'onde du halo est une fonction de Yukawa de la forme :

$$\Psi_0(r) = (2\pi\rho)^{-1/2} \exp(-r/\rho)/r \quad (\text{II-1})$$

$$\rho = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu S}} \quad (\text{II-2})$$

L'extension de cette fonction d'onde est caractérisée par la longueur de décroissance  $\rho$ , reliée à l'énergie de séparation  $S_n$  dans le cas d'un halo à 1 neutron et à celle  $S_{2n}$  dans le cas d'un halo à 2 neutrons (mentionnée  $S$  dans la formule II-2). Dans ce dernier cas, on suppose que l'énergie de liaison du deuton est négligeable et que ce dernier est ponctuel.

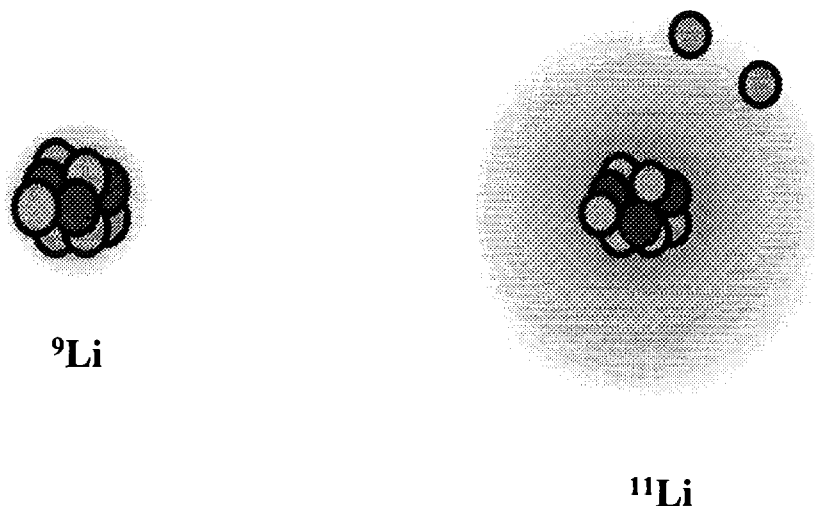


Fig. II-2: Représentation schématique du noyau à halo de  $^{11}\text{Li}$  et de son noyau cœur.

Ce modèle prévoit, à basse énergie, une très grande section efficace de dissociation pour le neutron du halo sur une cible lourde due à la grande polarisabilité du noyau. Par ailleurs, il est possible de vérifier l'hypothèse d'une large extension spatiale par l'étude des distributions en moment ou angulaire des neutrons issus du halo. En effet, le principe d'incertitude de Heisenberg

impose des conditions couplées pour l'extension spatiale et la distribution en impulsion du nucléon à l'intérieur du noyau :

$$\Delta x \cdot \Delta p \approx \hbar$$

Par conséquent, une large extension spatiale  $\Delta x$  doit s'accompagner d'une distribution en moment  $\Delta p$  étroite pour les neutrons du halo. En considérant le schéma de la figure II-3 ci dessous, on comprend que, dans la limite "Serber transparent", un faible  $\Delta p$  se traduit dans le laboratoire par une distribution des neutrons très piquée à l'avant. En effet, l'addition du moment du faisceau  $p_0$  (suivant la direction  $z$ ) à celui du neutron donne une distribution plus large pour les neutrons du cœur, qui ont un  $\Delta p$  important, et plus étroite pour les neutrons du halo, qui ont un  $\Delta p$  faible :

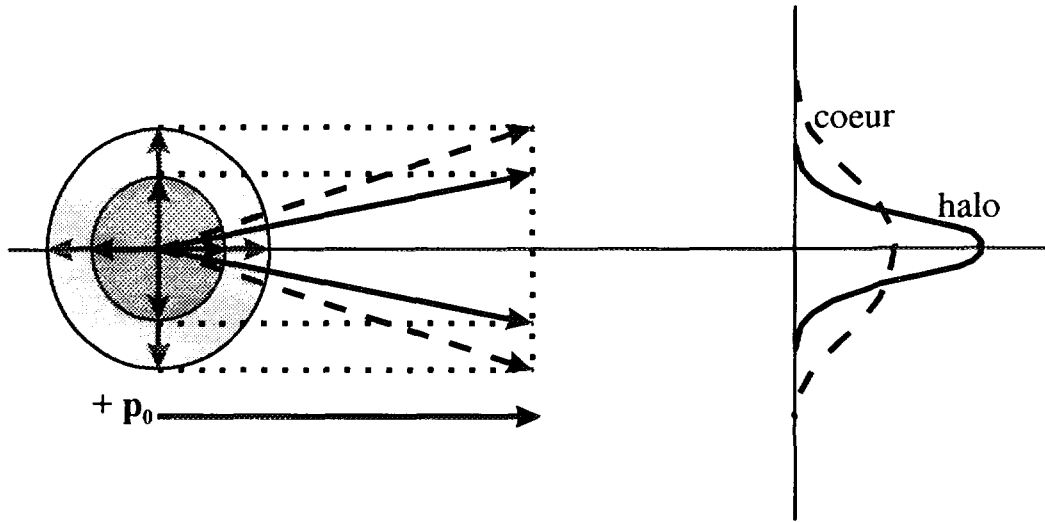


Fig. II-3 : Représentation dans le laboratoire de la composition du moment du faisceau et de celui du nucléon pour un noyau "normal" (trait pointillé) et pour un noyau à halo (trait plein)

### 3 - Distributions en moment

A partir de la fonction d'onde (cf. formule II-1), il est aisé de déterminer par transformée de Fourier l'expression de la distribution en moment des neutrons du halo. Il s'agit d'une distribution Lorentzienne :

$$\Phi(\vec{p}) = \frac{1}{\left(\frac{\Gamma^2}{4} + \vec{p}^2\right)^2} \quad (\text{II-3})$$

$$\Gamma = \frac{2\hbar}{\rho} = \sqrt{8\mu S} \quad (\text{II-4})$$

$$\vec{p}^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 \quad (\text{II-5})$$

$\Gamma$  (en MeV/c) représente la "largeur" de la distribution en moment. C'est avec ce paramètre que nous comparerons les largeurs des différentes distributions obtenues. Dans le modèle du halo,  $\Gamma$  est directement relié à l'énergie de séparation du(es) dernier(s) neutron(s). Une faible énergie de séparation se traduira par une "largeur" en moment étroite (*cf. formule II-4*).

De l'expression (II-3), on dérive les expressions des distributions en moment transverse (intégration sur  $p_z$ ) et parallèle (intégration sur  $p_x$  et  $p_y$ ) par rapport à l'axe du faisceau :

$$\frac{d\sigma}{p_{\perp} dp_{\perp}} = \frac{1}{\left(\frac{\Gamma^2}{4} + p_{\perp}^2\right)^{3/2}} \quad (\text{II-6}) \quad p_{\perp}^2 = p_x^2 + p_y^2 \quad (\text{II-7})$$

$$\frac{d\sigma}{dp_z} = \frac{1}{\left(\frac{\Gamma^2}{4} + p_z^2\right)} \quad (\text{II-8})$$

#### 4 - Distributions angulaires

De la même façon, on dérive l'expression de la distribution angulaire pour les neutrons du halo dans le repère du laboratoire ( $p_o$  étant le moment du faisceau) :

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta} = \frac{1}{\left(\frac{\Gamma_{\theta}^2}{4} + \vartheta^2\right)^{3/2}} \quad (\text{II-9}) \quad \Gamma_{\theta} = \frac{\Gamma}{p_o} \quad (\text{II-10})$$

Il est important de noter que d'éventuels effets de limitation d'acceptance des dispositifs expérimentaux (spectromètre ou dispositif de détection) ne sont pas pris en compte dans ces calculs mais qu'ils peuvent aussi modifier la forme des distributions expérimentales. Nous verrons dans le chapitre V consacré aux résultats obtenus que ces effets peuvent être importants, notamment dans le cas des distributions en moments parallèles.

#### 5 - Comparaison avec des distributions Gaussiennes

Des travaux n'utilisent pas les expressions Lorentziennes (II-6 à II-9) que nous avons définies et les distributions sont alors paramétrisées par des Gaussiennes de largeur  $\sigma$  :

$$\Phi(\vec{p}) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} e^{-\frac{\vec{p}^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{II-11})$$



Comme il est important de pouvoir comparer les largeurs  $\Gamma$  des Lorentziennes et  $\sigma$  des Gaussiennes, nous allons exprimer ces deux paramètres en fonction de la largeur à mi-hauteur FWHM (Full Width at Half Maximum). Cette correspondance a été établie par K. Riisager [rii94] :

- La distribution Gaussienne est séparable

$$\Phi(\vec{p}) = \Phi(p_x, p_y, p_z) = \Phi(p_x)\Phi(p_y)\Phi(p_z)$$

la largeur reste donc identique quelque soit le nombre d'intégrations réalisées. Nous avons pour les deux distributions en moment parallèle et perpendiculaire :

$$\text{FWHM} = 2.35 \sigma \quad (\text{II-12})$$

- La distribution Lorentzienne n'est pas séparable donc sa largeur à mi-hauteur dépend du nombre d'intégrations réalisées sur  $\Phi(\vec{p})$ . Ainsi,

↳ distribution en moments  $\Phi(\vec{p})$  (aucune intégration):

$$\text{FWHM} = \sqrt{2^{1/2} - 1} \Gamma = 0.644 \Gamma \quad (\text{II-13})$$

↳ distribution en moment perpendiculaire  $\Phi(p_{\perp})$  (une intégration sur  $p_z$ ):

$$\text{FWHM} = \sqrt{2^{2/3} - 1} \Gamma = 0.766 \Gamma \quad (\text{II-14})$$

↳ distribution en moment parallèle  $\Phi(p_z)$  (deux intégrations sur  $p_x$  et sur  $p_y$ ):

$$\text{FWHM} = \Gamma \quad (\text{II-15})$$

## 6 - Discussion sur l'utilisation du modèle Serber

Le modèle de Serber, sur lequel s'appuie le modèle du halo, est un modèle de mécanisme de réaction qui, s'il est applicable, permet d'obtenir les distributions en moment des neutrons du halo avec les propriétés qui sont les siennes "à l'intérieur du noyau à halo" par simple transformée de Fourier de sa fonction d'onde. Il est important de se poser la question : "Dans quelle mesure peut-on utiliser ce modèle dans le cas des noyaux à halo ?"

La limite "Serber transparent" où la cible est totalement opaque pour l'un des participants et totalement transparente pour le second, celui que l'on détecte, est bien sûr erronée. Serber lui-même le mentionne dans son article mais les corrections qu'il calcule pour le moment parallèle et pour le moment transverse du neutron du deuton sont très faibles. Qu'en est-il pour un noyau à

halo où les deux participants sont de masse très différentes ? On peut estimer ces corrections en considérant une fonction d'onde supposée être celle du neutron du halo, lui appliquer une "coupure expérimentale" censée représenter la partie de la fonction d'onde du neutron arrachée lors de la collision avec la cible, puis regarder les effets de cette coupure sur les distributions en moment parallèle et transverse du neutron du halo ou des fragments chargés par un calcul de transformée de Fourier. Je discuterai dans le chapitre V les résultats de tels calculs qui montrent qu'en tenant compte de faibles corrections, il est tout à fait raisonnable de se placer dans les conditions d'application de Serber dans le cas des noyaux à halo.

### III - Conditions d'apparition du halo

Comme on l'a vu, le phénomène de halo est lié à un comportement singulier d'un ou deux neutrons du noyau. Avant de voir les différentes méthodes utilisées pour son étude, nous allons nous intéresser aux conditions de son apparition en terme d'énergie de séparation et de moment angulaire.

#### 1 - Energie de séparation

La première condition, que nous avons déjà mentionné, est une faible énergie de séparation  $S$  du ou des deux derniers neutrons du noyau. C'est seulement dans ce cas qu'il peut se trouver à des distances relativement importantes du cœur. On estime en général qu'un système peut développer un halo si l'énergie de séparation du dernier neutron est inférieure à la limite donnée par la formule suivante :

$$S_{max} \cong 2 \text{ MeV } A^{-2/3} \quad (\text{II-16})$$

ou  $A$  est le nombre de masse du noyau [fed94].

#### 2 - Moment angulaire

La seconde condition essentielle concerne le moment angulaire du neutron du halo. Fedorov, Jensen et Riisager ([fed93], [fed94]) ont étudié les propriétés générales des systèmes peu liés avec un potentiel attractif à courte portée. Un certain nombre de conditions générales pour le développement d'un état à halo peuvent être obtenues sans connaître le détail du potentiel.

Les noyaux à halo d'un neutron, comme le  $^{11}\text{Be}$ , sont caractérisés par la différence de position entre le cœur,  $r_1$ , et le neutron,  $r_2$ , ce qui signifie que  $r_{12} = r_1 - r_2$  est une variable pertinente. Dans le cas des noyaux à halo de deux neutrons comme le  $^{11}\text{Li}$ , les coordonnées Jacobiennes sont utilisées :

$$x = \frac{1}{\sqrt{2}}(r_2 - r_3) \quad y = \sqrt{\frac{2A_c}{A}} \left( \frac{r_2 + r_3}{2} - r_1 \right)$$

où  $A_c$  et  $A$  sont respectivement la masse du cœur et celui du noyau à halo,  $r_1$  la position du cœur tandis que  $r_2$  et  $r_3$  sont celles des neutrons du halo. La variable radiale  $\rho$  est définie comme  $\rho = r_{12} \sqrt{A_c/A}$  pour le halo d'un neutron et  $\rho^2 = x^2 + y^2$  pour le halo de deux neutrons. Le rayon carré moyen total du noyau est donné par la relation suivante :

$$\langle r^2 \rangle_{tot} = \frac{A_c}{A} \langle r^2 \rangle_{coeur} + \frac{1}{A} \langle r^2 \rangle \quad (\text{II-17})$$

L'équation de Schrödinger est résolue avec une énergie de séparation  $E$  et une portée du potentiel carré équivalent  $R_{cn}$ . Dans le cas d'un halo d'un neutron, les auteurs obtiennent, quand l'énergie de liaison tend vers 0, les lois d'échelle asymptotiques suivantes pour le rayon carré moyen avec un neutron dans un état  $s$ ,  $p$  ou  $d$  :

$$\frac{\langle r^2 \rangle}{R_{cn}^2} \equiv \begin{cases} 10.44 \text{ MeV fm}^2 / (-ER_{cn}^2) & l=0 \\ 3.65 \text{ MeV}^{1/2} \text{ fm} / (-ER_{cn}^2)^{1/2} & l=1 \\ 1.4 & l=2 \end{cases} \quad (\text{II-18})$$

L'équation II-18 montre que, lorsque l'énergie de séparation diminue, le rayon carré moyen ne diverge que pour les états  $s$  et  $p$  tandis qu'une valeur finie est trouvée pour les états de plus haut moment angulaire. Cela provient du fait que la probabilité de trouver une particule au-delà de la barrière centrifuge décroît exponentiellement avec le moment angulaire.

Dans le cas d'un halo de deux neutrons, l'hypermoment  $K$  défini par la méthode des harmoniques hypersphériques est un nombre quantique raisonnable. Pour une description de cette méthode, on peut se référer à l'annexe de [fed94]. Le paramètre  $R_{cn}$  doit être remplacé par un  $\rho_0$  défini comme :

$$\rho_0^2 = \frac{2}{3} \mu_{cn} R_{cn}^2 + \frac{1}{3} \mu_{nn} R_{nn}^2 \quad (\text{II-19})$$

les lois d'échelle asymptotiques deviennent alors :

$$\frac{\rho^2}{\rho_0^2} \equiv \begin{cases} -7 (-Er_0^2/3 \text{ MeV fm}^2) & K=0 \\ 9.0 & K=1 \\ 3.0 & K=2 \end{cases} \quad (\text{II-20})$$

où  $K = 0, 1$  et  $2$  correspondent à un système avec le halo de deux neutrons dans respectivement un état  $s$ , une superposition d'états  $s$  et  $p$  et un état  $p$ .

Il ressort alors que, pour pouvoir développer un halo, les neutrons doivent se trouver dans un état  $s$  ou un état  $p$  [rii94]. On peut voir figure II-5 la contribution des neutrons du halo au rayon carré moyen total du noyau pour la masse 11.

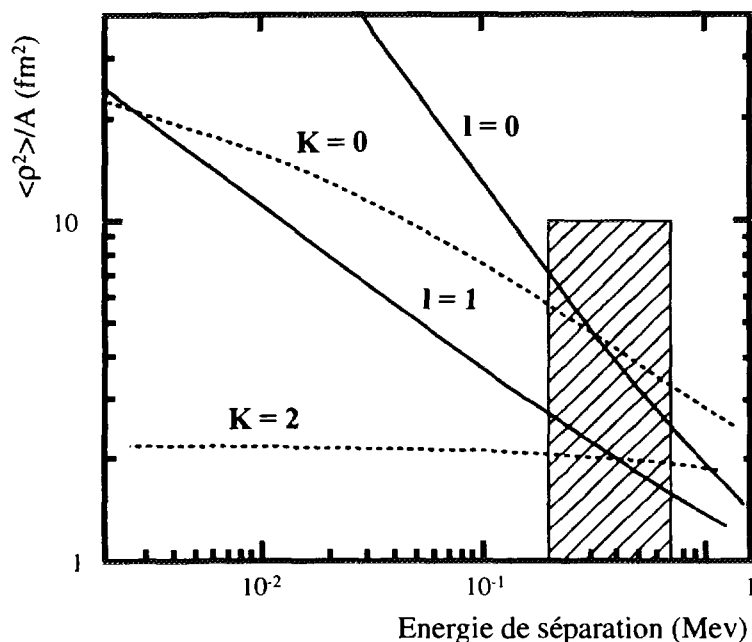


Fig. II-5 : Contribution du(es) neutron(s) du halo au rayon carré moyen total du noyau en fonction de l'énergie de séparation pour la masse 11. Les lignes solides sont les résultats pour les halos de 1 neutron, les lignes pointillées pour les halos de 2 neutrons. L'aire hachurée marque la région où les noyaux à halo ont été trouvés.

### 3 - Le cas du $^{11}\text{Be}$

L'énergie de séparation  $S_n$  du dernier neutron du  $^{11}\text{Be}$  est de  $504 \pm 6 \text{ keV}$  soit 25 % supérieur à la limite de  $400 \text{ keV}$  donnée par la formule II-16 pour la masse  $A = 11$ . De plus, le modèle en couches prévoit pour ce dernier neutron un état fondamental  $1p_{1/2}$  pouvant alors difficilement développer un phénomène de halo compte tenu de l'énergie de séparation relativement importante.

En réalité, expérimentalement, l'état fondamental est un état  $2s_{1/2}$  intrus tandis que c'est le premier état excité à  $320 \text{ keV}$  qui est un état  $1p_{1/2}$ . C'est cette inversion des premiers niveaux qui permet au  $^{11}\text{Be}$  de développer un phénomène de halo. Comment peut-on l'expliquer ?

La plupart des calculs sont faits en prenant un potentiel Hartree-Fock dont on renormalise la profondeur pour chaque état de façon à faire apparaître l'inversion des niveaux  $2s_{1/2}$  et  $1p_{1/2}$ . Pour essayer de mieux comprendre ce qui pouvait être à l'origine de ce phénomène, N. Vinh Mau de la division de Physique Théorique de l'IPN d'Orsay a développé un modèle où sont traités les couplages entre les vibrations du cœur du noyau à halo et le neutron célibataire. Ce modèle appliqué aux noyaux cœurs de  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$  et  $^{14}\text{C}$  montre, comme on le verra dans le chapitre VI, que les effets de couplage avec un neutron supplémentaire provoquent l'inversion des états  $s$  et  $p$  dans le noyau de  $^{11}\text{Be}$  uniquement et permet de bien reproduire qualitativement les spectres en énergie des noyaux  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{13}\text{C}$  et  $^{15}\text{C}$ .

Il nous est apparu intéressant de voir si un tel modèle où les couplages entre le cœur et le neutron célibataire sont explicitement pris en compte pouvait décrire d'autres noyaux voisins et en particulier le noyau miroir du  $^{11}\text{Be}$ , le noyau non lié riche en protons  $^{11}\text{N}$  ( $S_p = -1.97 \text{ MeV}$ ). La description de l'expérience permettant de mesurer les premiers états du noyau  $^{11}\text{N}$  ainsi que l'application du modèle aux deux noyaux  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{N}$  seront décrits plus en détail dans le chapitre VI de cette thèse.

## IV - Etude des sections efficaces

Depuis les premières mesures de section efficace totale d'interaction réalisées à Berkeley [tan85a], de très nombreuses autres mesures ont été faites. Ce sont des mesures exclusives où l'on identifie le fragment en voie de sortie et qui permettent d'évaluer l'importance relative des voies de réaction. La figure II-6 montre la comparaison des sections efficaces de trois noyaux à halo ( $^{6,8}\text{He}$  et  $^{11}\text{Li}$ ) et de leur cœur correspondant ( $^4\text{He}$  et  $^9\text{Li}$ ). On a ajouté, sur la figure, les sections efficaces de dissociation du noyau à halo correspondant à l'enlèvement des neutrons du halo. Ces mesures ont été faites sur cible de Carbone à  $800 \text{ MeV/u}$ .

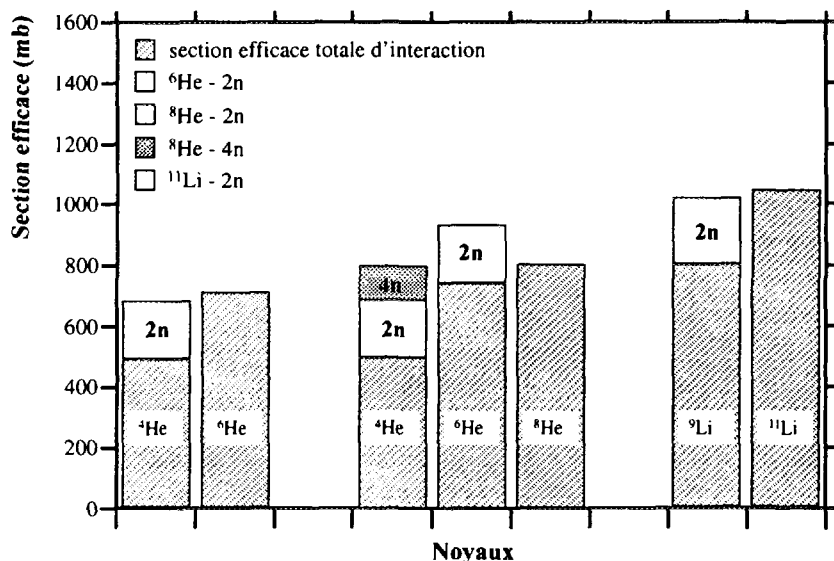


Fig. II-6 : Comparaison des sections efficaces totales d'interaction des noyaux à halo ( $^{6,8}\text{He}$  et  $^{11}\text{Li}$ ) et des noyaux cœur ( $^4\text{He}$  et  $^9\text{Li}$ ). Les sections efficaces de dissociation du noyau à halo sont également portées. Les données sont issues de [tan85a], [tan85b], [kob89] et [oga91].

Ces mesures ont permis de mettre en évidence une loi d'additivité justifiant l'hypothèse de séparabilité dans l'image "cœur + halo" du noyau à halo. On voit en effet que la somme de la section efficace d'interaction du noyau considéré comme cœur et de la section efficace de dissociation du noyau à halo correspond bien à la section efficace totale d'interaction du noyau à halo. Par "réaction de dissociation", nous entendons les réactions qui laissent **intact** le cœur du noyau à halo (cf. fig. II-7) : noyau à halo + cible  $\rightarrow$  cœur + neutron (ex :  $^{11}\text{Be} + \text{cible} \rightarrow ^{10}\text{Be} + n$ )

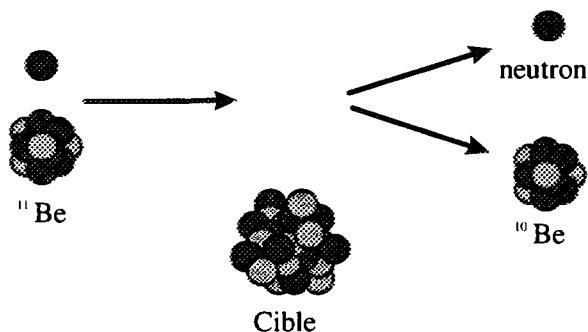


Fig. II-7 : Représentation schématique de la réaction de dissociation qui laisse le cœur du noyau à halo intact.

Cette voie de réaction particulière dans laquelle le neutron dissocié ne peut être que celui du halo a été une voie privilégiée jusqu'à maintenant dans l'étude des noyaux à halo. Cette dissociation peut être Coulombienne ou nucléaire. Plus exactement, le travail de thèse de S. Dogny a montré qu'il existe trois processus principaux dont l'importance relative varie avec la charge de la cible [dog92] :

- dissociation par excitation Coulombienne;
- dissociation nucléaire avec diffraction du neutron;
- dissociation nucléaire avec absorption du neutron.

L'évolution des parties Coulombienne et nucléaire, déduites des mesures de dissociation aux énergies GANIL du  $^{11}\text{Be}$ , sont représentées sur la figure II-8.

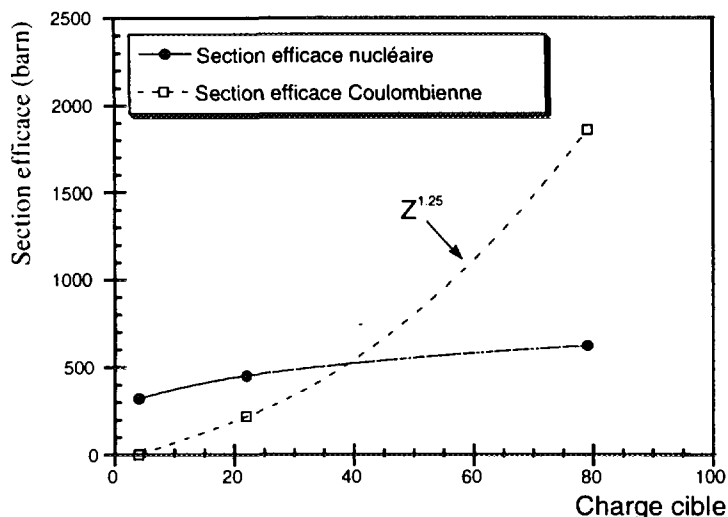


Fig. II-8 : Contribution nucléaire et Coulombienne de la section efficace de dissociation du  $^{11}\text{Be}$  pour les cibles de Be, Ti et Au. Le calcul de la partie nucléaire est inspiré de [kob89].

La partie Coulombienne a été estimée par Hansen et Jonson [han87] dans le cadre du modèle du halo à :

$$\sigma_{dc} \approx \frac{Z_c^2}{S v^2} \quad (\text{II-21})$$

où  $Z_c$  et  $v$  sont respectivement la charge de la cible et la vitesse du projectile. On voit sur la figure II-8 que la dissociation Coulombienne est totalement absente pour les cibles de  $Z$  faible et prépondérante pour les cibles de  $Z$  élevé. L'évolution trouvée pour la dissociation Coulombienne est en  $Z_c^{1.725}$ .

La mesure de la contribution nucléaire à la section efficace à différentes énergies permet de déterminer "empiriquement" la distribution de densité de matière. En effet, suivant la mesure (énergie et cible), on peut avoir accès différemment à la densité de matière. La mesure de la section efficace totale d'interaction du  $^{11}\text{Li}$  à  $800 \text{ MeV/u}$  sur cible de Carbone est, par exemple, sensible à la distribution de densité autour de  $3 \text{ fm}$  [kob92]. Les figures II-9 a et b montrent les distributions de matière obtenues par cette méthode pour les noyaux de  $^{11}\text{Li}$  et  $^{11}\text{Be}$ . La comparaison de la distribution de densité du  $^{11}\text{Be}$  obtenue par cette méthode (bande hachurée) avec celle du  $^{11}\text{B}$  ( $\beta = 0$ ) obtenue par diffusion d'électrons montre que, même des déformations extrêmes associées à une distribution de type  $^{11}\text{B}$ , ne permettent pas de reproduire la distribution expérimentale du  $^{11}\text{Be}$ . Par contre, la distribution de densité calculée avec un modèle Hartree-Fock dans lequel a été ajoutée une dépendance en énergie de liaison des neutrons de valence reproduit bien les données expérimentales. Ceci confirme, encore, que l'accroissement de la section efficace totale d'interaction du  $^{11}\text{Be}$  ne peut être comprise dans le cadre d'une déformation.

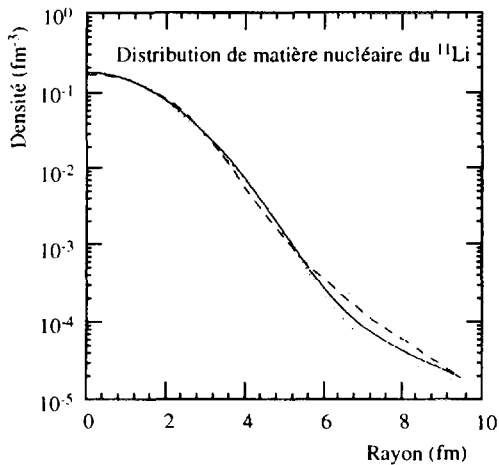


Fig. II-9a : Distribution de densité du  $^{11}\text{Li}$ : à partir des données expérimentales de section efficace (trait) et avec un calcul de type Hartree-Fock [kob92].

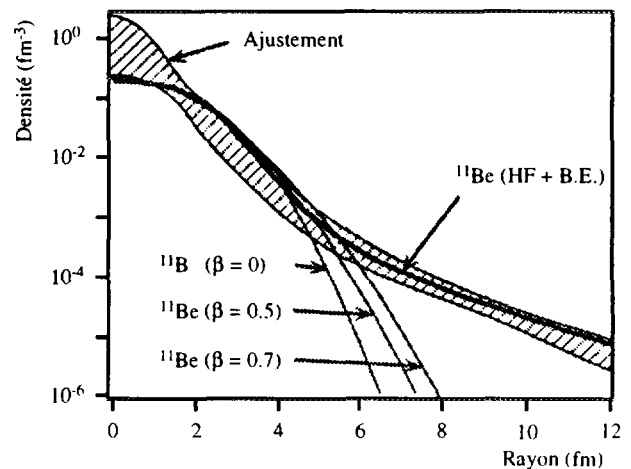


Fig. II-9b : Distributions de densité du  $^{11}\text{Be}$ : La partie hachurée représente un ajustement des données par une Gaussienne avec une traîne de type Yukawa, le trait épais un calcul HF et les autres traits sont des densités calculées à partir de celle du  $^{11}\text{B}$  en y ajoutant des déformations [fuk91].

Il est intéressant ici de comparer les distributions de densité pour les noyaux de  $^{11}\text{Li}$  et de  $^9\text{Li}$  calculées par Bang et Thompson avec les équations à 3 corps de Faddeev [ban92]. La figure II-10 suivante montre les résultats avec deux fonctions d'onde (M1 et L5D) différentes où l'on voit bien la longue traîne de matière pour le halo.

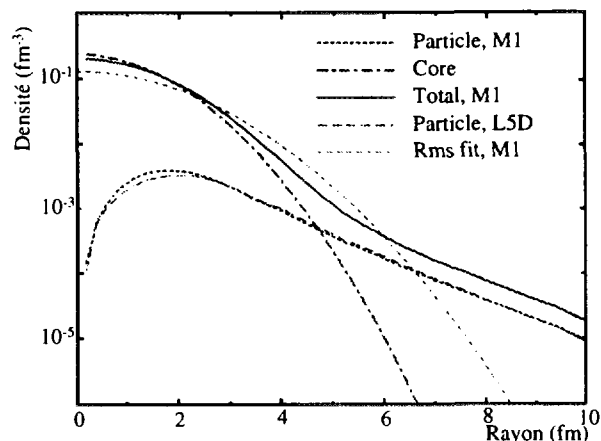


Fig. II-10 : Distributions de densité calculées avec les équations de Faddeev pour le cœur  $^9\text{Li}$  (trait mixte), les neutrons de valence (trait pointillé) et pour le  $^{11}\text{Li}$  (trait plein) avec une fonction d'onde M1. Les autres lignes sont des calculs avec une fonction d'onde M5 et Gaussienne.

## V - Distributions de fragments chargés

### 1 - Noyaux de $^{11}\text{Be}$ et $^{11}\text{Li}$

Les premières expériences donnant des informations sur la structure des noyaux à halo ont porté sur l'étude des distributions en moment des fragments chargés issus de la dissociation de noyaux sur une cible secondaire. Ces distributions ne sont donc pas directement celles des neutrons mais l'analyse des processus de fragmentation du projectile au travers de la distribution en moments des fragments chargés a montré [fuj80], [huf81] que, pour la voie de réaction où l'on enlève un nucléon, la distribution en moment de ce nucléon dans le noyau projectile peut être déduite de la distribution en moment du fragment chargé correspondant.

Une mesure de la distribution en moment transverse des fragments chargés associés à un neutron lors de la dissociation des noyaux de  $^{11}\text{Be}$  et de  $^{11}\text{Li}$  a été réalisée par Kobayashi *et al.* [kob92] au BEVALAC à 800 MeV/u. Les résultats sont montrés sur la figure II-11 où est représentée la distribution des fragments chargés pour le  $^{11}\text{Li}$  et  $^{11}\text{Be}$  dans les voies de réaction exclusives :



Les distributions sont beaucoup plus étroites que celles attendues avec des noyaux dont le dernier neutron serait lié plus fortement au noyau. Les auteurs interprètent la forme de ces distributions comme la superposition de deux Gaussiennes dont la largeur dépend du mécanisme



de réaction. Ils se basent pour cela sur le modèle de Goldhaber [gol74] qui est une interprétation statistique simple du processus de fragmentation du projectile et qui relie la largeur en moment à l'énergie de liaison du(des) nucléon(s) enlevé(s) au projectile :

$$\sigma^2 = \frac{\sigma_0^2 F(P-F)}{P-1} \quad (\text{II-22})$$

$$\text{avec } \sigma_0^2 = \frac{M\varepsilon(P-1)}{P} \quad (\text{II-23})$$

$M$ ,  $F$  et  $P$  sont respectivement la masse d'un nucléon, du fragment et du projectile.  $\varepsilon$  est ici l'énergie de liaison du(des) nucléon(s) enlevé(s) au projectile.

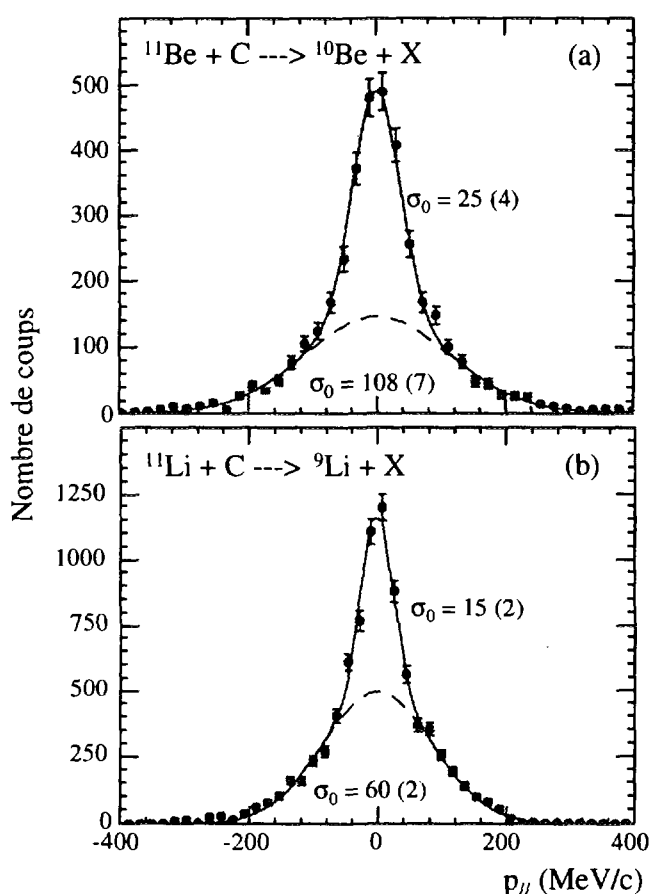


Fig. II-11 : Distribution en moment perpendiculaire des fragments de  $^{10}\text{Be}$  et  $^9\text{Li}$  issus de la dissociation du  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$ . Les lignes représentent des Gaussiennes (largeur réduite  $\sigma_0$ ): en traits pleins les composantes étroites (neutrons de valence) et en traits pointillés les composantes larges (neutrons des couches internes) [kob92].

La composante étroite est interprétée comme la résultante de l'arrachement des neutrons externes alors que la composante large est attribuée à des neutrons plus liés au noyau. On retrouve dans ce modèle un accord satisfaisant entre les largeurs  $\sigma_0$  et les énergies de séparation expérimentales. C'est ce que l'on voit sur la figure II-12. Cependant, l'interprétation des moments transverses est un sujet de discussions important. Il a été montré que ceux-ci sont très affectés lors de la réaction et qu'interviennent également des phénomènes de diffusions multiples et de

déflexion Coulombienne [orr92]. Les moments parallèles sont plus porteurs d'informations [gre75] puisque, en première approximation, les effets Coulombiens vont se compenser pour les fragments entrants et sortants de la cible.

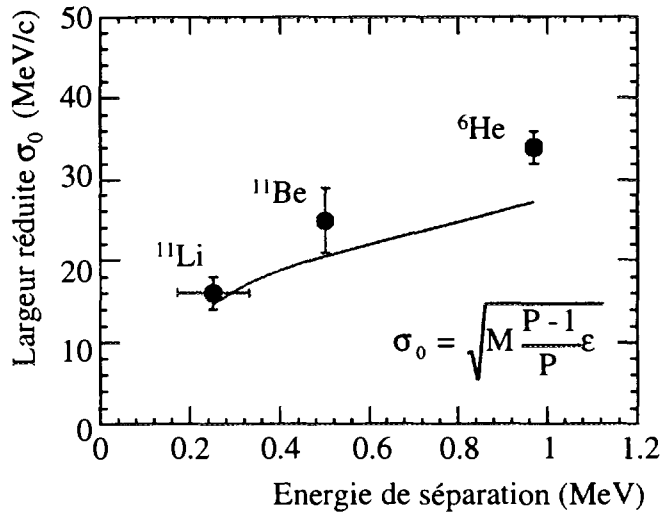


Fig. II-12 : Largeur en moment réduite ( $\sigma_0$ ) de la composante étroite en fonction de l'énergie de liaison d'un neutron du  $^{11}\text{Be}$ , et de deux neutrons du  $^{11}\text{Li}$  et de  $^6\text{He}$ . La courbe représente le modèle [kob92].

Auprès du séparateur de fragments A1200 de MSU (Michigan State University), Kelley *et al.* ont mesuré la distribution en moment parallèle des fragments de  $^{10}\text{Be}$  issus de la dissociation du  $^{11}\text{Be}$  [kel95]. Les distributions sont comparées à celles calculées dans le cadre d'un potentiel de type Wood-Saxon pour un neutron lié au noyau par 500 keV et situé dans une orbital  $1s_{1/2}$ . Les largeurs extraites des distributions (*cf. fig. II-13*) sont très similaires, aux incertitudes près, pour les cibles légères et lourdes. Une valeur moyenne a été calculée de  $\Gamma = 44 \pm 2 \text{ MeV/c}$ .

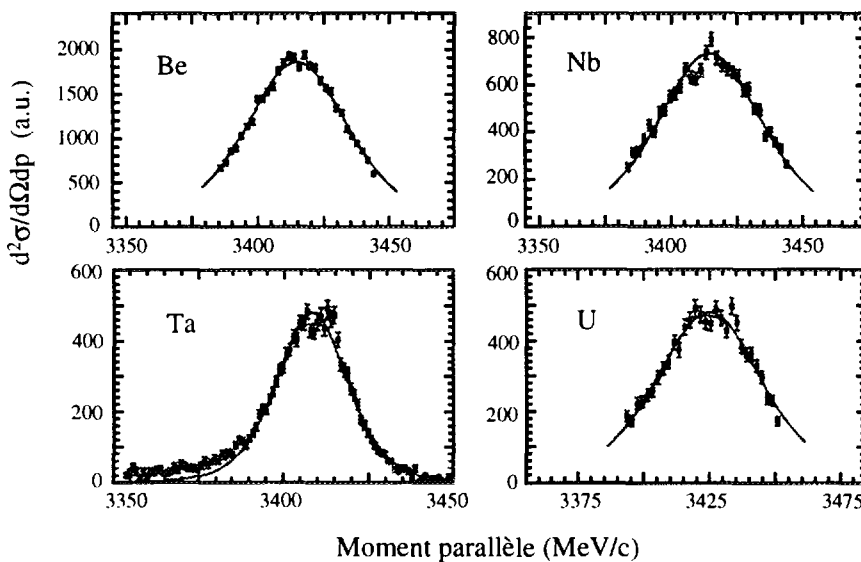


Fig. II-13: Distributions en moment parallèle des fragments de  $^{10}\text{Be}$  issus du breakup du  $^{11}\text{Be}$  sur différentes cibles. Les données sont corrigées de l'efficacité de transmission au plan focal du spectromètre. Les courbes représentent les distributions en moment calculées dans le cadre d'un potentiel de type Wood-Saxon avec un neutron lié au noyau par 500 keV et situé dans une orbital  $1s_{1/2}$  [kel95].

## 2 - Noyau de $^{19}\text{C}$

Beaucoup plus récemment, toujours à MSU, une expérience a mis en évidence le caractère halo du  $^{19}\text{C}$  [baz95]. Selon les prédictions actuelles, c'est le système le plus lourd susceptible de développer un halo de neutron, son énergie de séparation étant de  $242 \pm 95 \text{ keV}$ . D. Bazin *et al.* ont mesuré les distributions en moment parallèle des noyaux de  $^{18}\text{C}$  et  $^{17}\text{C}$  après le break-up d'un neutron sur cible de Be des noyaux de  $^{19}\text{C}$  et  $^{18}\text{C}$  respectivement (cf. fig. II-14). La largeur à mi-hauteur de la distribution de  $^{19}\text{C}$  est de  $44.3 \pm 5.9 \text{ MeV/c}$  (soit un  $\Gamma$  de  $46.9 \pm 8.8 \text{ MeV/c}$ ) en très bon accord avec la valeur calculée à partir de l'énergie de séparation (cf. formule II-4) :  $\Gamma_s = 41 \pm 12 \text{ MeV/c}$ . Pour le noyau de  $^{18}\text{C}$ , la largeur est de  $110.3 \pm 12.4 \text{ MeV/c}$ .

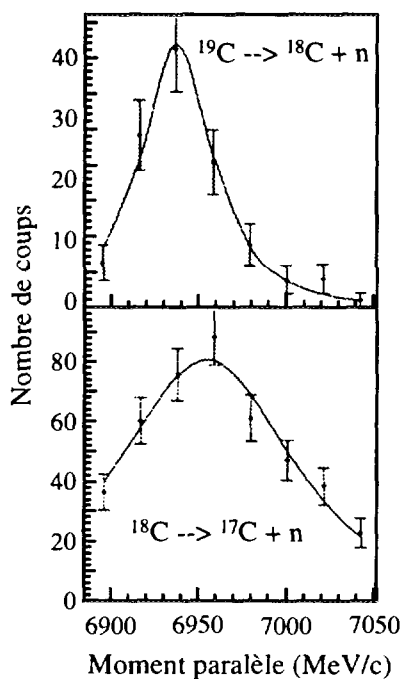


Fig. II-14 : Distributions en moment parallèle des fragments de  $^{18}\text{C}$  et  $^{17}\text{C}$  issus de la dissociation des noyaux de  $^{19}\text{C}$  et  $^{18}\text{C}$ . Les lignes représentent un ajustement des données par une fonction Lorentzienne, transformée de Fourier d'une fonction d'onde de type Yukawa.

## VI - Distributions angulaire et en moment des neutrons du halo

Les mesures précédentes concernaient les fragments chargés issus des réactions de dissociation. Mais il est aussi possible d'obtenir des informations **directement** sur le(s) neutron(s) constituant le halo. Pour cela, il suffit de détecter ces neutrons en coïncidence avec des fragments chargés. C'est ce qui a été entrepris au sein de notre collaboration (Orsay-GANIL-Göteborg-Aarhus...) dans une série d'expériences commencées en 1990, série dont fait partie ce travail de thèse. Un dispositif expérimental du type de celui décrit dans le chapitre III permet d'obtenir les distributions angulaire et en moment parallèle pour les neutrons issus de réactions de dissociation de noyaux à halo sur cibles légères et lourdes.

## 1 - Noyaux de $^{11}\text{Li}$ et de $^{11}\text{Be}$

La première expérience réalisée en 1990 [ann90] avait pour but l'observation des neutrons issus du halo après réaction d'un faisceau de  $^{11}\text{Li}$  à 29 MeV/u sur des cibles de Béryllium, Nickel et Or. La figure II-15 montre la distribution inclusive des neutrons après réaction sur la cible de Béryllium. La différence de section efficace de réaction entre le  $^9\text{Li}$  et le  $^{11}\text{Li}$  est clairement visible ainsi que le caractère beaucoup plus étroit de la distribution des neutrons issus du  $^{11}\text{Li}$ .

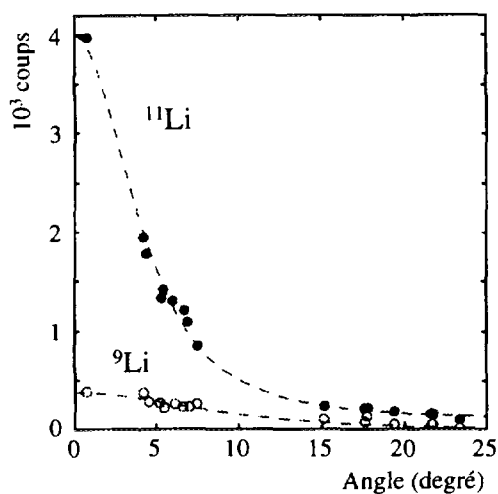


Fig. II-15 : Distribution inclusive de neutrons pour les noyaux de  $^{11}\text{Li}$  et  $^9\text{Li}$  sur cible de Be à 29 MeV/u. Les données sont normalisées au même nombre d'ions incidents et le bruit de fond n'est pas soustrait. [ann90].

La figure II-16 présente la section efficace différentielle des neutrons du  $^{11}\text{Li}$  en coïncidence avec un fragment de  $^9\text{Li}$  pour les trois cibles de Be, Ni et Au. Deux faits sont frappants : d'une part, la forme de ces distributions, très bien reproduites par une loi Lorentzienne, est la même pour les trois cibles alors que le mécanisme de dissociation prépondérant doit changer (cf. IV: Sections efficaces). D'autre part, la valeur extraite pour la largeur  $\Gamma$  est très faible ( $\Gamma = 26 \text{ MeV}/c$ ), très différente de ce que prévoit le modèle du halo à partir de la formule II-4 ( $\Gamma_S = 61.5 \text{ MeV}/c$ ).

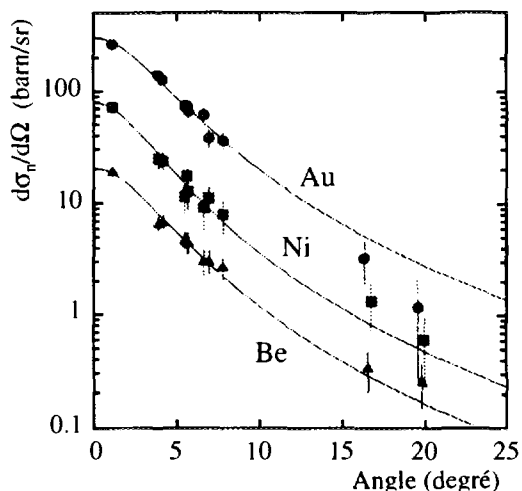


Fig. II-16 : Sections efficaces différentielles pour les neutrons issus de la collision d'un faisceau de  $^{11}\text{Li}$  dans des cibles de Be, Ni et Au à 29 MeV/u. Les lignes représentent un ajustement des données par une fonction Lorentzienne, transformée de Fourier d'une fonction d'onde de type Yukawa [ann90].

Cette mesure est pourtant en accord avec celle de Sackett *et al.* qui ont réalisé la même mesure à MSU avec un dispositif ayant une meilleure granularité aux petits angles [sac93]. Comment peut-on comprendre une telle valeur ?

En fait, cette largeur étroite n'est pas caractéristique de la fonction d'onde du halo du  $^{11}\text{Li}$  car nous sommes dans un cas particulier où se manifestent des "interactions dans l'état final". Barranco *et al.* ont proposé d'étendre, pour le  $^{11}\text{Li}$ , l'explication avancée pour le noyau de  $^{11}\text{Be}$  [bar93] :

En effet, dans la fragmentation du noyau  $^{11}\text{Be}$  dans la voie de réaction donnant comme fragment un  $^9\text{Li}$ , la **résonance du noyau instable  $^{10}\text{Li} = ^9\text{Li} + n$  joue un rôle clef**. Le cœur de  $^{10}\text{Be}$ , en perdant un proton, devient un  $^9\text{Li}$  qui interagit ensuite avec le neutron célibataire. De la même façon, quand un des deux neutrons du halo du  $^{11}\text{Li}$  est absorbé ou diffracté par la cible, la dissociation du second se fait au travers de l'état résonant du  $^{10}\text{Li} = ^9\text{Li} + n$  et il en résulte une distribution très étroite pour le neutron. On observe ainsi exactement la même distribution de neutrons pour les noyaux de  $^{11}\text{Be}$  et de  $^{11}\text{Li}$  quand on sélectionne un fragment de  $^9\text{Li}$  en voie de sortie. C'est ce que nous pouvons vérifier sur la figure suivante (*cf. fig. II-17*). Ces distributions ont été obtenues au GSI de Darmstadt avec le détecteur de neutrons LAND [nil95b] :

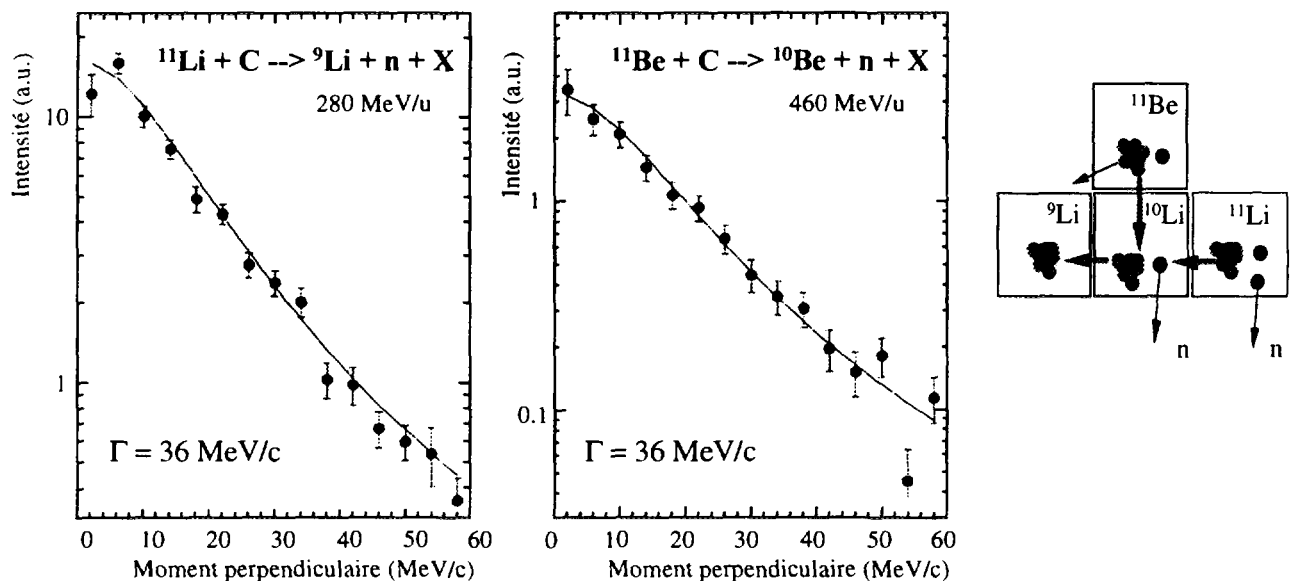


Fig. II-17 : Distributions en moments perpendiculaires pour les neutrons issus de la dissociation du  $^{11}\text{Li}$  (à gauche) et du  $^{11}\text{Be}$  (à droite) sur cible de C. Les courbes sont des Lorentziennes.

Cette mesure a été à nouveau réalisée très récemment au GSI [nil96] et le résultat de  $\Gamma = 36 \text{ MeV/c}$  pour le  $^{11}\text{Li}$  comme pour le  $^{11}\text{Be}$  est confirmé. La différence de largeur entre les résultats de GANIL et ceux de GSI s'explique par l'énergie incidente des noyaux dix fois supérieure à GSI.

Une seconde expérience a été réalisée en 1992 dans le but d'étudier le noyau de  $^{11}\text{Be}$ , halo d'un seul neutron, afin d'essayer de mieux comprendre les différents mécanismes mis en jeu lors de sa dissociation [ann93]. Les figures II-18 a et b présentent la comparaison de la section efficace différentielle inclusive et exclusive pour les cibles d'Au et de Be. Outre le fait de voir que les processus de dissociation sont très différents (cf. IV: Sections efficaces) pour les deux cibles, la comparaison avec une fonction Lorentzienne de ces distributions a permis d'extraire une valeur de largeur pour la distribution en moment  $\Gamma \approx 63 \text{ MeV}/c$ , valeur en accord avec celle issue du modèle du halo qui donne  $\Gamma = 58.4 \text{ MeV}/c$  pour une énergie de liaison  $S_n = 504 \text{ KeV}$ .

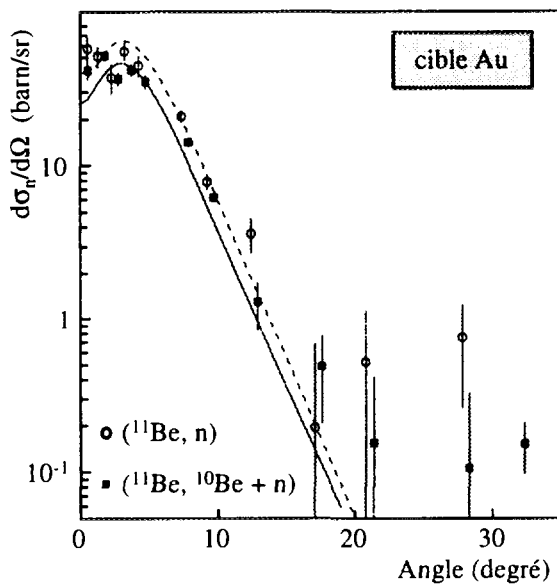


Fig. II-18 a : Distributions angulaires inclusives et exclusives de neutrons issus de la réaction de  $^{11}\text{Be}$  sur cible d'Au. Les lignes correspondent à deux calculs d'excitation Coulombienne [ann93]

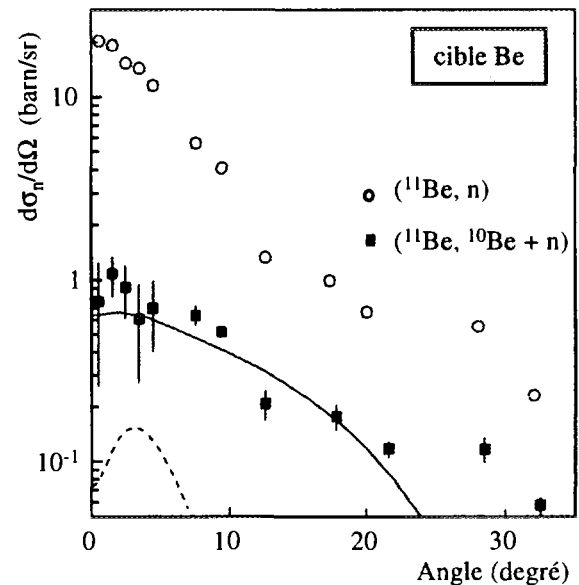


Fig. II-18 b : Distributions angulaires inclusives et exclusives de neutrons issus de la réaction de  $^{11}\text{Be}$  sur cible de Be. Le trait plein est un calcul de diffraction et le trait pointillé un calcul d'excitation Coulombienne [ann93].

Nous venons de voir que les distributions obtenues sont très dépendantes de la charge  $Z$  de la cible, donc du mécanisme de réaction. De plus, la distribution inclusive sur cible de Be laisse apparaître deux composantes; une première, large, qui pourrait être liée aux neutrons venant du cœur et une seconde plus étroite pouvant venir des neutrons du halo. Ce résultat semble suggérer que l'on puisse obtenir la "vraie" distribution en moment des neutrons du halo en "soustrayant" des données  $^{11}\text{Be} \rightarrow X + n$  avec  $X \neq ^{10}\text{Be}$  où les neutrons observés viennent non seulement du halo mais aussi du cœur la contribution des neutrons venant **du cœur uniquement**. Cette contribution peut être obtenue avec la réaction  $^{10}\text{Be} \rightarrow X + n$  pour laquelle les neutrons ne peuvent venir que du cœur de  $^{10}\text{Be}$ .

Cette voie de réaction (noyau à halo  $\rightarrow X + n$ ;  $X \neq \text{cœur}$ ) a été appelée "restricted-inclusive channel". L'anti-coïncidence avec le  $^{10}\text{Be}$  est demandée pour être sûr de ne pas être gêné par les réactions de dissociation affectées par les mécanismes de réaction. Une première analyse de ce canal de réaction a été faite pour les noyaux de  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$  (cf. fig. II-19 a et b) avec les données des expériences précédentes bien que le dispositif expérimental n'ait pas été optimisé pour cette voie de réaction. Malheureusement, nous ne disposons d'aucune donnée pour le  $^{10}\text{Be}$  et d'une seule mesure de calibration pour le  $^9\text{Li}$ . Deux valeurs de largeur  $\Gamma$  ont pu néanmoins être extraites :

$$\Gamma = 60 \pm 5 \text{ MeV/c} \quad \text{pour le } ^{11}\text{Be}$$

$$\Gamma = 41 \pm 4 \text{ MeV/c} \quad \text{pour le } ^{11}\text{Li}$$

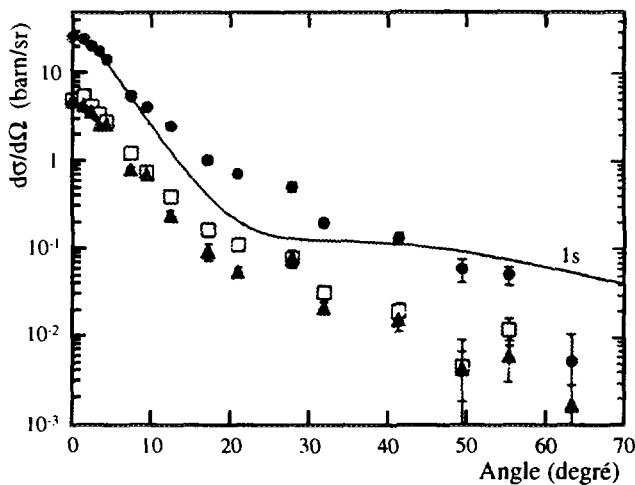


Fig. II-19 a : Distributions angulaires des neutrons issus de la cassure d'un  $^{11}\text{Be}$  sur cible de Be dans la voie "cassure du cœur". (carrés : coïncidence avec des Li, triangles : coïncidence avec des He, ronds : anti-coïncidence  $^{10}\text{Be}$  ("restricted-inclusive channel")) [ann94]. La courbe représente la prédiction du modèle du halo avec le neutron dans un état 1s.

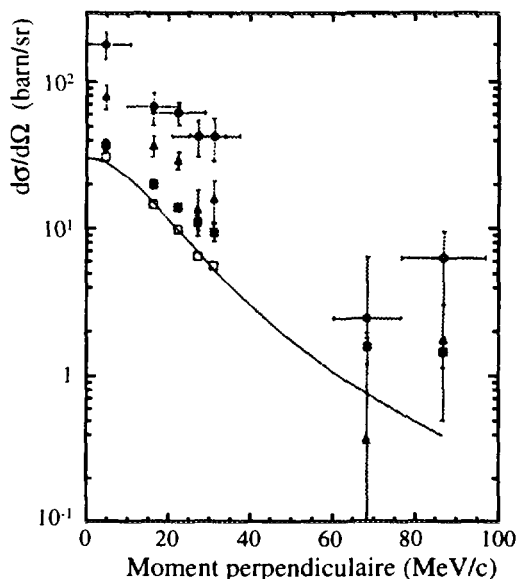


Fig. II-19 b : Distributions en moment perpendiculaire des neutrons issus de la cassure d'un  $^{11}\text{Li}$  sur cible de Be, Ni et Au (carrés pleins, triangles et cercles respectivement) à 28 MeV/u en anti-coïncidence avec un  $^9\text{Li}$  ("restricted-inclusive channel"). Les données avec soustraction de la composante du cœur de  $^9\text{Li}$  sont représentées par les carrés ouverts [nil95].

Des mesures des distributions angulaires de neutrons issus du  $^{11}\text{Li}$  et du  $^{11}\text{Be}$  ont aussi été réalisées à GSI dans la voie de dissociation et en coïncidence avec un fragment chargé de  $Z$  inférieur à celui du projectile (comparable à la voie *restricted-inclusive*) mais sans soustraction de la composante du cœur. Ces mesures ont été faites à des énergies à peu près 10 fois supérieures à celles de GANIL: 460 MeV/u pour le  $^{11}\text{Be}$  et 280 MeV/u pour le  $^{11}\text{Li}$  :

Pour le  $^{11}\text{Be}$ , la voie de dissociation donne un  $\Gamma = 98 \pm 5 \text{ MeV}/c$  tandis que la voie de cassure du cœur donne  $\Gamma = 67 \pm 5 \text{ MeV}/c$  en coïncidence avec un fragment de  $^7\text{Li}$ . Pour la dissociation Coulombienne, le désaccord est important mais l'on sait que les mécanismes de réaction jouent un rôle majeur dans cette voie. Les résultats en coïncidence avec un  $^7\text{Li}$  sont, aux incertitudes près, en accord avec la mesure de GANIL en voie *restricted inclusive*.

Pour le  $^{11}\text{Li}$ , nous avons déjà commenté le résultat de la dissociation où la largeur  $\Gamma$  de  $36 \text{ MeV}/c$  reflète une interaction dans l'état final. Dans la voie de cassure du cœur, les largeurs obtenues sont  $\Gamma = 43 \pm 3 \text{ MeV}/c$  sur cible légère (C) et  $\Gamma = 36 \pm 4 \text{ MeV}/c$  sur cible lourde (Pb). La largeur pour la cible de C est en accord avec celle trouvée à GANIL sur cible de Be.

## 2 - Noyau de $^{19}\text{C}$

Le noyau à halo de  $^{19}\text{C}$  a été étudié par la collaboration à l'automne 94 au GANIL avec le multi-détecteur de neutrons franco-belge DEMON (DEtecteur MOdulaire de Neutrons) [mar96]. La distribution angulaire de neutrons a été obtenue dans la voie de réaction de "core breakup" ( $Z < Z_{\text{projectile}}$ ) à  $30 \text{ MeV}/u$  sur cible de Tantale. La largeur extraite pour la distribution en moment des neutrons du halo est de  $\Gamma = 55 \pm 16 \text{ MeV}/c$ . Cette valeur est, en considérant les incertitudes, en bon accord avec celle extraite à MSU à partir des distributions en moment parallèle du noyau de  $^{18}\text{C}$ .

## VII - Motivations pour une nouvelle étude des noyaux de $^{11}\text{Be}$ et $^{11}\text{Li}$

Les deux tableaux II-1 et II-2 regroupent les largeurs  $\Gamma$  des distributions en moment que nous venons de discuter pour les noyaux à halo de  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$  :

On observe dans le cas du  $^{11}\text{Be}$ , le plus simple car le halo n'est composé que d'un seul neutron, une grande diversité entre les différentes mesures. La largeur de MSU,  $\Gamma = 44 \pm 2 \text{ MeV}/c$  est la plus faible de toutes. La mesure de la collaboration Orsay-GANIL-Göteborg qui extrait une valeur moyenne de  $\Gamma = 60 \pm 5 \text{ MeV}/c$  est assez en accord avec celle de GSI qui obtient pour la voie de "core break-up"  $\Gamma = 67 \pm 5 \text{ MeV}/c$ . Il est néanmoins important de rappeler que pour les données de GANIL et de GSI dans la voie de cassure du cœur il n'y a pas eu de soustraction de la composante des neutrons venant du cœur. Par contre, en voie de dissociation, la valeur de



$\Gamma = 98 \pm 5 \text{ MeV}/c$  obtenue par GSI est assez étonnante et en total désaccord avec celle obtenue à GANIL dans cette voie :  $\Gamma \approx 63 \text{ MeV}/c$ .

Dans le cas du  $^{11}\text{Li}$ , les valeurs de  $\Gamma$  sont globalement bien en accord entre GANIL et GSI. On a cependant vu qu'il a des effet très importants d'interaction dans l'état final dans la voie de dissociation.

voie de réaction	largeur $\Gamma$ (MeV/c)	cibles	énergie (MeV/u)	lieu	observation
$^{10}\text{Be}$	$\approx 63$	Au	41	GANIL	neutrons
$^{10}\text{Be}$	$98 \pm 5$	Pb	460	GSI	neutrons
$\neq ^{10}\text{Be}$	$60 \pm 5$	Be	41	GANIL	neutrons
$^7\text{Li}$	$67 \pm 5$	C	460	GSI	neutrons
$^{10}\text{Be}$	$44 \pm 2$	Be, U	63	MSU	$p//$ fragments chargés

Tab. II-1 : Largeurs de distributions mesurées pour le noyau à halo de  $^{11}\text{Be}$

voie de réaction	largeur $\Gamma$ (MeV/c)	cibles	énergie (MeV/u)	lieu	observation
$^9\text{Li}$	$\approx 26$	Be, Au	28	GANIL	neutrons
$^9\text{Li}$	$33 \pm 4$	Pb	280	GSI	neutrons
$^9\text{Li}$	$36 \pm 6$	C	280	GSI	neutrons
$\neq ^9\text{Li}$	$42 \pm 4$	Be	28	GANIL	neutrons
$\neq ^9\text{Li}$	$43 \pm 3$	C	280	GSI	neutrons
$\neq ^9\text{Li}$	$36 \pm 4$	Pb	280	GSI	neutrons

Tab. II-2 : Largeurs de distributions mesurées pour le noyau à halo de  $^{11}\text{Li}$

L'ensemble de ces résultats pour le  $^{11}\text{Be}$  et le  $^{11}\text{Li}$  dans la voie de dissociation et dans celle de cassure du cœur montre que, si l'on a progressé dans la compréhension du *phénomène de halo*, nous sommes encore loin de tout expliquer. En fait, il est très difficile d'obtenir des informations

sur la structure du halo tant les mécanismes de réactions semblent modifier les propriétés des neutrons du halo. C'est surtout pour les réactions de dissociation (noyau à halo + cible → cœur + neutron du halo) que l'on y est le plus sensible. Il est bon de remarquer ici que c'est aussi le cas où nous sommes le plus loin de la limite "transparente" de Serber supposant le cœur absorbé par la cible et le neutron "transparent" à la cible. Il est évident que laisser le cœur du noyau à halo intact suppose que la collision avec la cible se fait à des paramètres d'impact assez grands et que, dans ce cas, la limite "Serber transparent" n'est plus valable. Si une image de la dissociation est celle représentée sur la figure II-7, c'est une excitation du cœur chargé qui suffit à "détacher" le neutron très faiblement lié mais, ce faisant, le neutron peut subir les effets de l'interaction et on ne se trouve plus dans le cas de l'approximation soudaine.

De plus, il est important de noter que cette analyse de la dissociation basée sur le modèle de Serber néglige totalement l'aspect diffractif qui a été discuté par P. Roussel *et al.*, notamment pour la dissociation du  $^{11}\text{Li}$  [rou93], qui va se traduire par une figure de diffraction pour la distribution angulaire conduisant alors à une interprétation différente du phénomène. On peut cependant remarquer que si ces effets diffractifs existent, les dispositifs expérimentaux mis en œuvre (*cf. chapitre III*) n'ont pas une granularité suffisante pour les mettre en évidence.

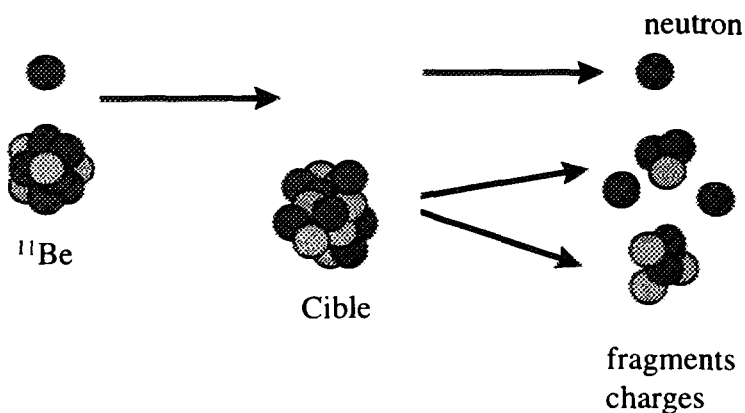


Fig. II-20 : Représentation schématique de la réaction de fragmentation qui casse le cœur du noyau à halo.

Dans "Annual Review of Nuclear and Particle Science 1995", Hansen, Jensen et Jonson reviennent sur les différents résultats trouvés pour le  $^{11}\text{Be}$  dans les voies de dissociation. Ils notent que "le désaccord (entre les différentes valeurs de largeur) semblait suggérer que notre compréhension théorique (par le modèle du halo) était incomplète surtout depuis que plusieurs papiers théoriques [ber92, sag94, bar95] affirmaient que les distributions en moments parallèles étaient insensibles aux mécanismes de réactions et reflétaient bien la fonction d'onde originale du système à halo. Dans un récent papier [han95], il est proposé que les distributions étroites pour le  $^{11}\text{Be}$  soient causées par deux mécanismes différents: un processus Coulombien pour les cibles lourdes (Ta, U) et un processus nucléaire pour les cibles plus légères (Be, Nb)".

Il est clair alors que la question de l'interprétation des différentes mesures reste totalement ouverte en ce qui concerne le  $^{11}\text{Be}$ . Le  $^{11}\text{Li}$  semble, paradoxalement, poser moins de problèmes, mais beaucoup de questions restent posées, comme, par exemple, les éventuelles corrélations pouvant exister entre les deux neutrons du halo.

Par contre, les réactions du canal "restricted-inclusive" où le cœur du noyau à halo est détruit (*cf fig. II-20*), c'est à dire où le paramètre d'impact de la réaction est inférieur à la somme des rayons du cœur et de la cible, se rapproche de l'hypothèse selon laquelle le neutron du halo est très peu perturbé par la réaction. Tout d'abord, le neutron du halo a une probabilité de se trouver loin du cœur au moment de l'impact, et donc a une forte probabilité de "ne pas subir" la réaction. Ensuite, on peut ici appliquer l'"approximation soudaine" et la distribution en moment des neutrons du halo doit être caractéristique de celle qui était la sienne dans son état initial. La "coupure" dans la fonction d'onde du neutron se fait dans la partie du cœur et on peut espérer que cela ne va pas trop influencer sur sa distribution en moment.

Le but de l'expérience que nous avons réalisée et que je vais décrire dans le chapitre suivant est donc, comme je l'avais annoncé, de répondre à la question suivante: **quelle est la meilleure "sonde", ou la meilleure réaction pour étudier les noyaux à halo ?**

# Chapitre III : Dispositif expérimental

## I - Introduction

Après avoir vu les motivations d'étude des noyaux de  $^{11}\text{Be}$  et de  $^{11}\text{Li}$  par réactions de cassure du cœur, je vais décrire le dispositif expérimental utilisé. Nous avons réalisé cette expérience au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) situé à Caen, auprès du spectromètre LISE3 (Ligne d'Ions Super Epluchés). Le GANIL est un accélérateur d'ions lourds dans le domaine des énergies "intermédiaires" dédié notamment à l'étude de la matière nucléaire dans des états extrêmes. Il est possible d'y accélérer des ions lourds allant du Carbone à l'Uranium avec des énergies comprises entre quelques  $\text{MeV}/u$  à  $100 \text{ MeV}/u$ . Le faisceau peut être distribué dans différentes salles suivant le type d'expérience (*cf. figure III-1*).

Dans une première partie, je décrirai la méthode de production et la sélection des noyaux exotiques en prenant pour exemple le cas du  $^{11}\text{Be}$ . J'expliquerai le dispositif expérimental que nous avons utilisé, assez proche dans son principe de ceux utilisés pour les deux expériences précédentes dédiées à l'étude du break-up du  $^{11}\text{Li}$  (1990) et à la dissociation du  $^{11}\text{Be}$  (1992). Je ferai ensuite une description de l'électronique associée et préciserai le principe d'acquisition des données.

## II - Production du faisceau secondaire

### 1 - Fragmentation du projectile

La méthode de production des noyaux très éloignés de la vallée de la stabilité utilisée au GANIL est celle de la quasi-fragmentation du projectile. Voulant produire des noyaux très riches en neutrons, un faisceau stable  $^{18}\text{O}$ , noyau déjà riche en neutrons, est accéléré successivement par les cyclotrons C0, CSS1 et CSS2 (cf. fig. III-1) jusqu'à une énergie de  $76\text{ MeV/u}$ . Ce faisceau stable va ensuite se fragmenter sur une cible de Carbone d'épaisseur  $6\text{ mm}$ . Lors de cette fragmentation, une multitude de noyaux dont les masses vont de celle du projectile jusqu'à celle du proton sont produits. La plupart des noyaux ainsi créés viennent peupler la vallée de stabilité. Cependant, dans de très faibles proportions, des noyaux très exotiques sont aussi créés en perdant, lors de la fragmentation, beaucoup plus de protons que de neutrons (ou inversement). Les réactions donnant le  $^{11}\text{Be}$  (perte de 4 protons et 9 neutrons) ou du  $^{11}\text{Li}$  (perte de 5 protons et 8 neutrons) ont des sections efficaces de l'ordre du millibarn. Pour sélectionner ces événements et faire un faisceau secondaire le plus pur possible, on utilise les sélections magnétiques du spectromètre doublement achromatique en angle et en position LISE3 (cf. fig. III-2).

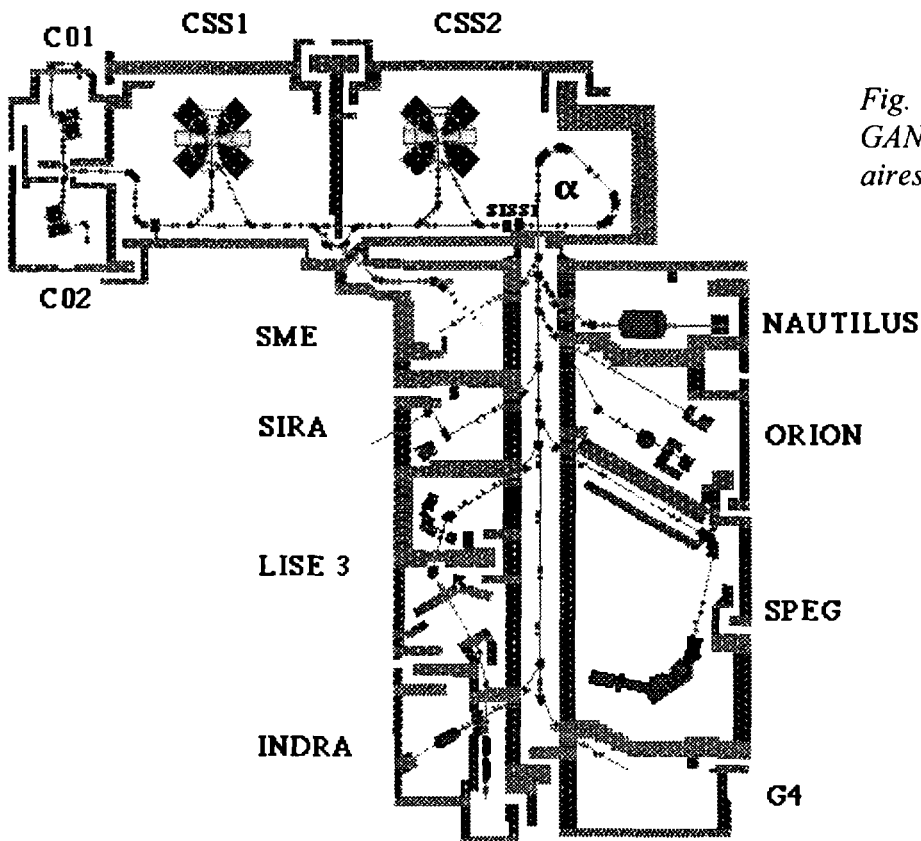


Fig. III-1 : Schéma du GANIL. Accélérateur et aires expérimentales.

## 2 - Sélections magnétiques par le spectromètre LISE3

Dans la suite de ce paragraphe, nous noterons respectivement  $A$ ,  $Z$ ,  $N$ ,  $Q$  et  $v$  la masse, le nombre de protons, le nombre de neutrons, la charge et vitesse du noyau.

Du fait de la cinématique de la réaction, l'ensemble des fragments produits dans la cible est focalisé autour de 0 degré (axe du faisceau primaire) où ils sont collectés par le spectromètre LISE3 qui a une acceptation angulaire de 1 degré.

La première sélection est réalisée par le dipôle 1 (cf. fig. III-2) qui disperse les noyaux au plan focal intermédiaire PF1 matérialisé par les fentes S1. On règle la rigidité magnétique  $B\rho$  ( $B$  est la valeur du champ magnétique et  $\rho$  le rayon de courbure de l'aimant) afin de guider à travers les fentes S1 les fragments choisis pour lesquels il y a égalité des forces centrifuges et magnétiques. Seuls les fragments vérifiant la relation  $B\rho = Av/Q$  passent ce premier dipôle. En fait, les noyaux produits ont une certaine distribution en vitesse due à l'épaisseur de la cible de production (l'acceptance en moment maximale du spectromètre est de 5.26 %). La valeur de  $B\rho$  est alors choisie de façon à centrer la distribution en vitesse sur les fentes F1. Si le taux de comptage est important, comme c'est le cas pour le  $^{11}\text{Be}$  et le  $^{10}\text{Be}$ , il est possible de fermer les fentes S1 et de sélectionner en vitesse les noyaux. De plus, les noyaux légers étant totalement épluchés de leur cortège électronique, la sélection se fait en  $A/Z$ . Dans le cas du  $^{11}\text{Be}$ , il ne restait plus que sept noyaux après cette première sélection :  $^{12,11,10}\text{Be}$ ,  $^{9,8,7}\text{Li}$ ,  $^6\text{He}$  (cf. fig. III-4a).

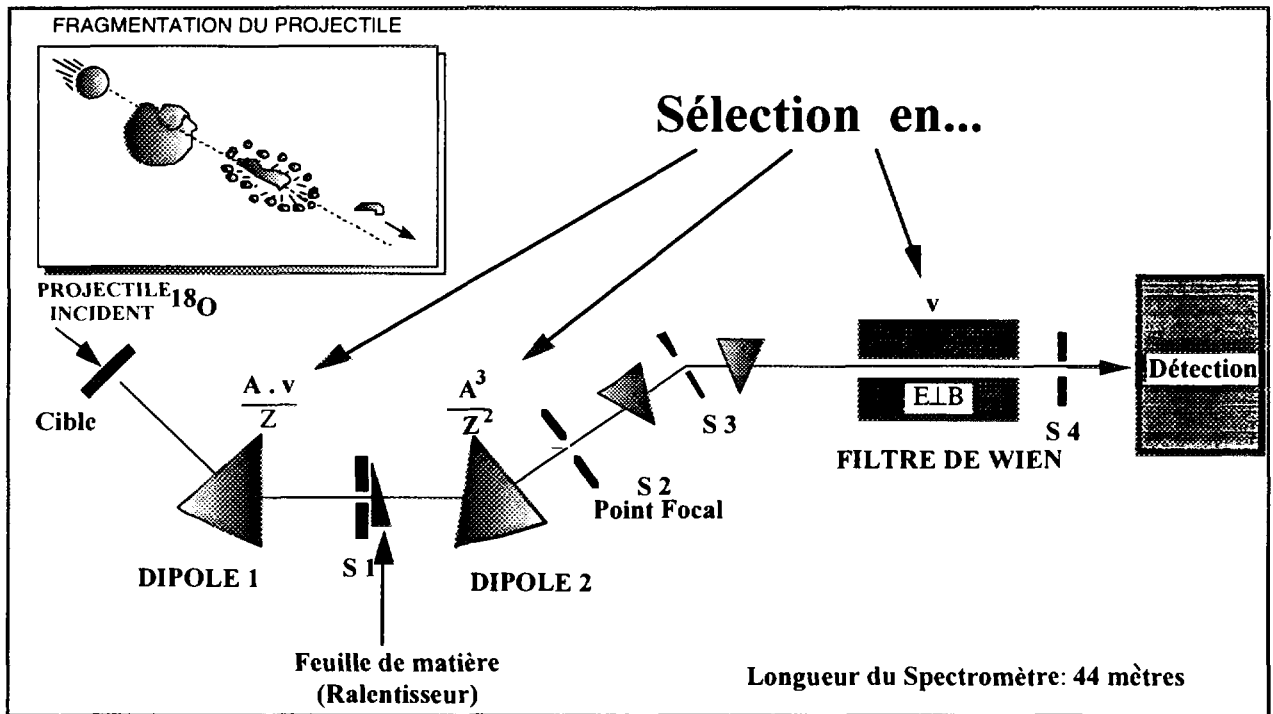


Fig. III-2 : Spectromètre doublement achromatique LISE 3.

Dans le cas du  $^{11}\text{Li}$  et du  $^9\text{Li}$ , le taux de comptage était beaucoup plus faible et nous avons été obligé d'ouvrir au maximum les fentes S1 pour avoir une statistique suffisante mais, ce faisant, nous étions moins sélectif en vitesse.

La seconde sélection se fait par la combinaison d'un deuxième dipôle et d'une feuille de matière disposée au plan focal intermédiaire. Celle-ci, appelée *dégradeur achromatique*, va induire pour chaque noyau une perte d'énergie différente. Pour conserver l'achromatisme du spectromètre, le dégradeur doit avoir une forme particulière déduite de la condition suivante : le rapport d'énergie de deux fragments identiques (même  $A, Z$ ) mais d'énergies différentes (dues à la dispersion en vitesse) doit être identique avant et après le dégradeur. Un fragment ayant moins d'énergie (vitesse moins grande) doit donc perdre moins d'énergie qu'un fragment ayant plus d'énergie pour que le rapport entre les deux reste le même. Le fragment moins rapide étant plus dévié par le premier dipôle, la forme du dégradeur est donnée figure III-3 :

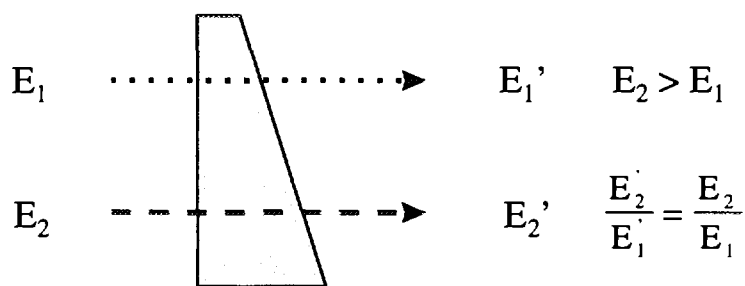


Fig. III-3 : Représentation schématique du dégradeur achromatique.

Le champ du second dipôle va alors être optimisé pour compenser la perte d'énergie du noyau choisi. Cette seconde sélection agit en :

$$dE/E \propto 2dB/B \propto A^3/Z^2$$

et seuls les noyaux de  $^{11}\text{Be}$  et  $^8\text{Li}$  sont encore présents à la sortie des fentes S2.

La troisième sélection utilise un filtre de Wien (champs électrique et magnétique croisés). Seuls les noyaux ayant une vitesse  $v = E/B$  (égalité des forces de Lorentz) vont passer à travers les fentes S3. Le pouvoir de dispersion maximal est de  $\pm 2.5 \text{ mm}/\%$  en vitesse. De cette façon, on peut éliminer le  $^8\text{Li}$  et ne conserver au bout de la ligne LISE que le noyau de  $^{11}\text{Be}$  (cf. figure III-4b). Des sélections identiques ont été réalisées pour obtenir des faisceaux secondaires de  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{10}\text{Be}$  et  $^9\text{Li}$  (cf. tableau III-1). Cependant, dans le cas du  $^{10}\text{Be}$  et du  $^9\text{Li}$ , nous n'étions pas réglés à la valeur optimale de  $B1$  correspondant au maximum de production mais légèrement décalés de façon à garder la même énergie au milieu de la cible pour les couples ( $^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be}$ ) et ( $^{11}\text{Li}, ^9\text{Li}$ ) (cf. tableau. III-2).

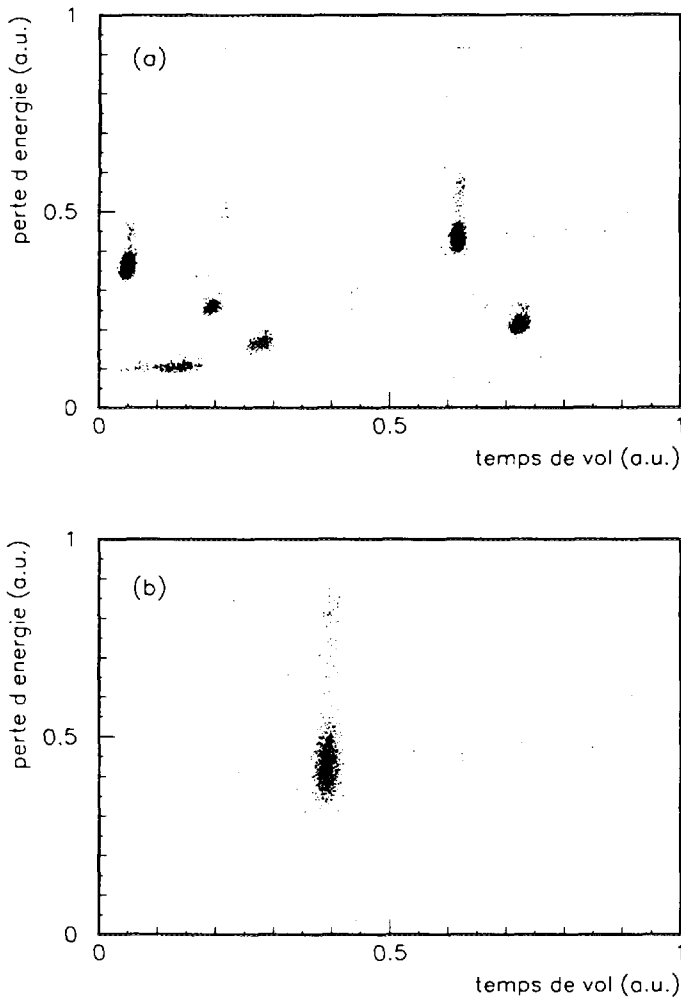


Fig. III-4 a et b : Matrices d'identification ( $\Delta E$  - TOF) après le premier dipôle (a) et après le filtre de Wien (b). Le taux de pureté obtenu est de l'ordre de  $10^{-3}$ .

	$^{11}\text{Be}$	$^{10}\text{Be}$	$^{11}\text{Li}$	$^9\text{Li}$
Bp1 (T.m)	2.8847	2.652	3.1998	2.665
Bp2 (T.m)	2.6235	2.4	3.0578	2.5268
Wien Positif (kV)	3.4	3.4	100.2	100.1
Wien Négatif (kV)	4.4	4.4	100.2	100.1

Tab III-1: Réglages du spectromètre LISE pour les faisceaux secondaires de  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Li}$  et  $^9\text{Li}$

	$^{11}\text{Be}$	$^{10}\text{Be}$	$^{11}\text{Li}$	$^9\text{Li}$
Energie au milieu de la cible (MeV/u)	38.5	38.5	29.9	29.9

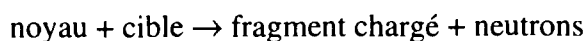
Tab III-2: Energie des noyaux de  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Li}$  et  $^9\text{Li}$  au milieu de la cible.



Il est important de noter que, depuis 1995, une quatrième sélection a été installée en fin de ligne. Elle est nécessaire pour les noyaux plus lourds pour lesquels les trois sélections que j'ai décrites précédemment ne sont plus suffisantes pour purifier le faisceau secondaire. Il s'agit d'un dipôle vertical qui, combiné à une plate-forme orientable permet une nouvelle sélection des noyaux en  $A/Q$ ,  $Q$  étant la charge effective du noyau (les noyaux plus lourds, contrairement aux noyaux légers que nous étudions, ne sont pas complètement épluchés de leur cortège électronique). En particulier, le premier dipôle devient moins sélectif car, plus on monte en masse, plus il y a de noyaux ayant un  $A/Q$  identique ou très proche.

### III - Le système de détection

Le système de détection doit nous permettre de détecter l'ensemble des produits provenant de la fragmentation des noyaux sur la cible secondaire. Les réactions étudiés étant du type :



le système de détection se compose d'un télescope pour l'identification des fragments chargés et d'un ensemble de scintillateurs liquides provenant en grande partie de la NORDBALL pour la détection des neutrons.

#### 1 - Télescope de détection des ions lourds

Le télescope est placé sous vide au bout de la ligne LISE3 dans une chambre de réaction spécialement réalisée à Mainz (Allemagne) pour les expériences sur les noyaux à halo. Celle-ci comporte, sur la face arrière, une fenêtre mince de 500 microns afin de minimiser les interactions avec les neutrons issus de la réaction. La géométrie du télescope est celle indiquée sur la figure III-5, tandis que les caractéristiques des détecteurs et de la cible sont données dans le tableau III-3 :

détecteurs	type	épaisseur	surface	distance au détecteur $\Delta E1$
$\Delta E1$	jonction Si	300 $\mu$	$5 \times 5 \text{ cm}^2$	
cible	Be	2 mm	$12.5 \text{ cm}^2$	2 cm
$\Delta E2$	jonction Si	300 $\mu$	$5 \times 5 \text{ cm}^2$	2 cm
E3	CsI	4.2 mm	$4 \times 6 \text{ cm}^2$	2 cm

Tab. III-3: Caractéristiques des détecteurs et de la cible

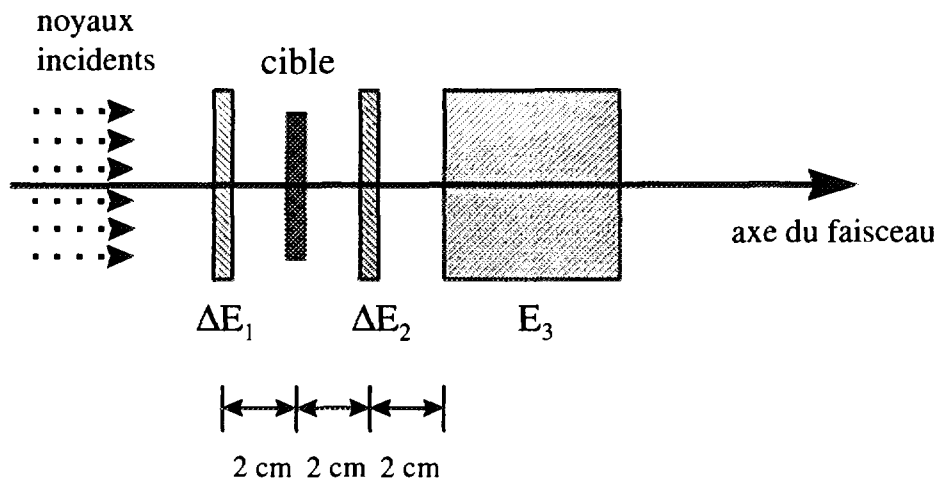


Fig. III-5 : Géométrie du télescope placé sous vide dans la chambre de réaction.

La première jonction  $\Delta E_1$ , placée en amont de la cible, mesure la perte d'énergie des ions incidents et permet ainsi de connaître leur charge  $Z$  (noyaux totalement épluchés). Elle sert de plus de "start" pour la mesure du temps de vol (TOF) dans le spectromètre. Ces deux paramètres permettent d'obtenir une matrice d'identification ( $\Delta E$ -TOF) (cf. chapitre IV).

La jonction  $\Delta E_2$  et le détecteur d'implantation  $E_3$  servent à l'identification des fragments chargés issus de la réaction. Le choix de remplacer le détecteur  $E_3$ , qui était dans les expériences précédentes une jonction Si dopée au Lithium de  $5.5 \text{ mm}$ , par un CsI de  $4.5 \text{ mm}$  s'explique par la volonté de réduire au maximum les réactions de bruit de fond dans les voies de cassure du cœur. En effet, avec un  $Z$  faible (comme celui de la cible de Be,  $Z = 4$ , ou de la jonction Si,  $Z = 14$ ) on favorise les réactions de dissociation nucléaire, tandis qu'avec un  $Z$  élevé (comme celui du CsI,  $\langle Z \rangle = 55$ ) on favorise surtout la dissociation Coulombienne. En contre partie, la majorité des réactions conservant le  $Z$  en voie de sortie ( $^{11}\text{Be} \rightarrow ^A\text{Be}$  ou  $^{11}\text{Li} \rightarrow ^A\text{Li}$ ) vont avoir lieu dans le détecteur  $E_3$  (mais nous ne cherchions pas à étudier ces voies particulières de réactions déjà très étudiées précédemment).

## 2 - Hodoscope à neutrons

La détection des neutrons issus de la cassure du noyau sur la cible se fait dans un ensemble de 29 scintillateurs liquides BC501 (propriétés très proches de celles du NE213) de tailles différentes placés à 3 mètres de la chambre de réaction (sauf pour le détecteur 29 placé à 2 m à cause de la géométrie de la salle d'expérience). Le liquide scintillant est contenu dans une gamelle d'acier inoxydable de  $2 \text{ mm}$  d'épaisseur dont les parois intérieures sont recouvertes d'une peinture blanche réfléchissante. Le couplage optique entre la fenêtre du scintillateur et le photomultiplicateur (PM) du type XP2041 est assuré par de la graisse optique. Les caractéristiques des détecteurs sont données dans le tableau III-4 tandis que la figure III-6 est une représentation des détecteurs pentagonaux et hexagonaux.

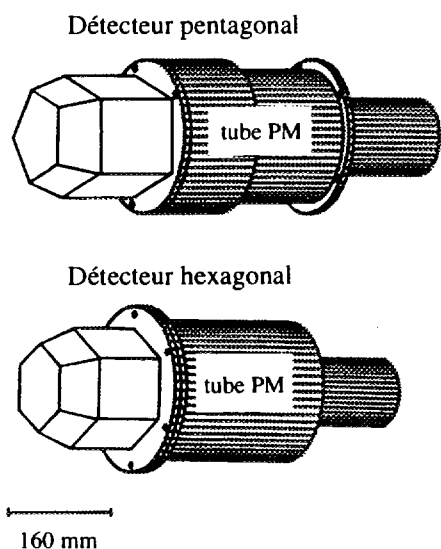


Fig. III-6 : Représentation schématique des détecteurs de formes pentagonales et hexagonales avec leur photomultiplicateur [arn91].

détecteurs	volume (litre)	profondeur (cm)	angle solide ( $10^{-4}$ sr)	angle (degré)
1	0.2	10.16	2.252	0
2 à 5	0.2	10.16	2.252	1.5
6 à 9	0.2	10.16	2.252	2.13
10 à 13	2.56	15.6	17.25	4.94
14 à 17	3.33	15.6	26.14	6.97
18 - 19	2.56	15.6	17.25	12.06
20 - 21	3.33	15.6	26.14	12.06
22 à 25	3.33	15.6	26.14	17.7
26 - 27	11	5.1	81.07	25.41
28	11	5.1	81.07	37.16
29	11	5.1	161.3	48.96

Tab. III-4 : Caractéristiques des détecteurs à neutrons

La disposition des détecteurs à neutrons (cf. fig.III-6) avait pour but de couvrir une très large plage angulaire (-25.4 à 50 degrés) avec une forte granularité au centre. Ce dernier point est très important car la plupart des manifestations du halo se font à très petits angles dans le laboratoire (<15 degrés à nos énergies) et il est impératif d'avoir une très bonne précision pour ces angles-là. Ainsi, jusqu'à 20 degrés, les détecteurs étaient placés "en couronne" de façon à avoir 4 détecteurs à chaque angle observé et augmenter la statistique. Nous pouvons cependant noter que si la granularité du dispositif était importante, la surface couverte vers l'avant était assez faible. La surface totale couverte représente 0.6 % de  $4\pi$  tandis que la surface couverte aux angles inférieurs à 20 degrés représente environ 10 % de l'angle solide.

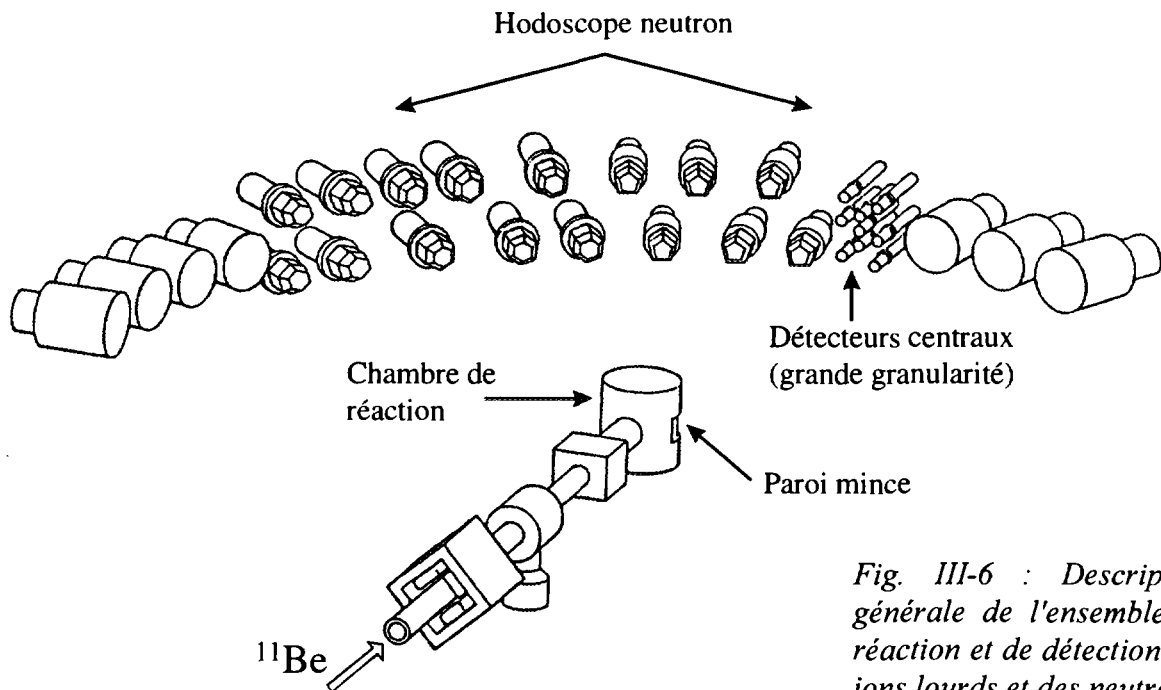


Fig. III-6 : Description générale de l'ensemble de réaction et de détection des ions lourds et des neutrons

Lorsque des détecteurs à neutrons sont placés dans une telle configuration, un phénomène de *cross-talk* peut se produire. Il s'agit d'événements où le neutron venant de la cible heurte le détecteur assez près de son bord. Dans ce cas, il peut ressortir du détecteur pour aller toucher un second détecteur placé juste à côté. Ces événements sont enregistrés comme étant de multiplicité 2, c'est-à-dire, comme ayant deux neutrons venant de la réaction. Pour vérifier la probabilité de tels événements, une mesure expérimentale a été faite à Göteborg pour les détecteurs hexagonaux et pentagonaux avec des neutrons de 14.1 MeV produits en envoyant un faisceau de deutons sur une cible de tritium. Le tableau III-5 présente les résultats obtenus qui sont comparés à une simulation Monte Carlo. Ce code utilise des sections efficaces paramétrisées pour les diffusions élastique et inélastique des neutrons sur l'hydrogène et le carbone, et il prend en compte l'énergie des neutrons, la géométrie des détecteurs et le seuil de détection. Les résultats de la simulation étant très satisfaisants pour les détecteurs hexagonaux et pentagonaux, la probabilité de *cross-talk* a été calculée pour les petits détecteurs (détecteurs 1 à 9) de l'ordre du pour cent et pour les plus gros (détecteurs 26 à 29) de l'ordre du pour mille.

	Probabilité expérimentale de <i>cross-talk</i>	simulation Monte Carlo
détecteurs hexagonaux	$(2.5 \pm 1.1) 10^{-4}$	$(2.8 \pm 0.5) 10^{-4}$
détecteurs pentagonaux	$(2.5 \pm 0.4) 10^{-3}$	$(2.5 \pm 0.4) 10^{-3}$

Tab. III-5 : Comparaison des probabilités expérimentales et simulées de *cross-talk*.

## IV - Electronique associée et acquisition des données

### 1 - Montage électronique

Le schéma de l'électronique associée à l'ensemble de détection est représenté sur la figure III-7. L'électronique est séparée pour la détection des ions lourds et pour celle des neutrons. Ceci nous permet, entre autres, de définir deux types d'événements selon que nous détectons un neutron en coïncidence avec un ion lourd ou non.

#### *a - Chaîne de traitements des événements ions lourds*

Les ions lourds génèrent un signal dans chacune des trois jonctions du télescope. Ce signal est ensuite distribué suivant deux voies :

- la première voie, "*énergie*", donne un signal proportionnel à l'énergie déposée dans le détecteur. Ce signal est amplifié et mis en forme par un préamplificateur de charge (PAC) placé le plus près possible du détecteur afin de réduire au maximum les bruits parasites. Il est important de bien choisir la valeur de la préamplification. Celle-ci dépend de l'énergie déposée par la particule et doit permettre de couvrir une gamme suffisante pour les différentes particules détectées. La valeur en sortie du préamplificateur doit être comprise entre quelques  $mV$  et  $2 V$ . Ce signal est ensuite envoyé dans un amplificateur linéaire (AL) puis codé dans un convertisseur analogique digital (ADC).

- la seconde voie, "*temps*", est une voie logique. Le signal des jonctions est transformé en une impulsion rapide à l'aide d'un préamplificateur de tension (PAT), d'un amplificateur rapide (AFR) et d'un discriminateur à fraction constante (CFD). Ce signal sert d'une part à matérialiser la présence d'une particule dans le télescope en ayant le rôle de *trigger* général pour déclencher l'acquisition (jonction 1); il sert d'autre part de signal start pour la mesure du temps de vol de la particule à l'aide d'un convertisseur temps-amplitude (TAC). Le stop est donné par le signal de la radiofréquence du cyclotron (voir chapitre IV).

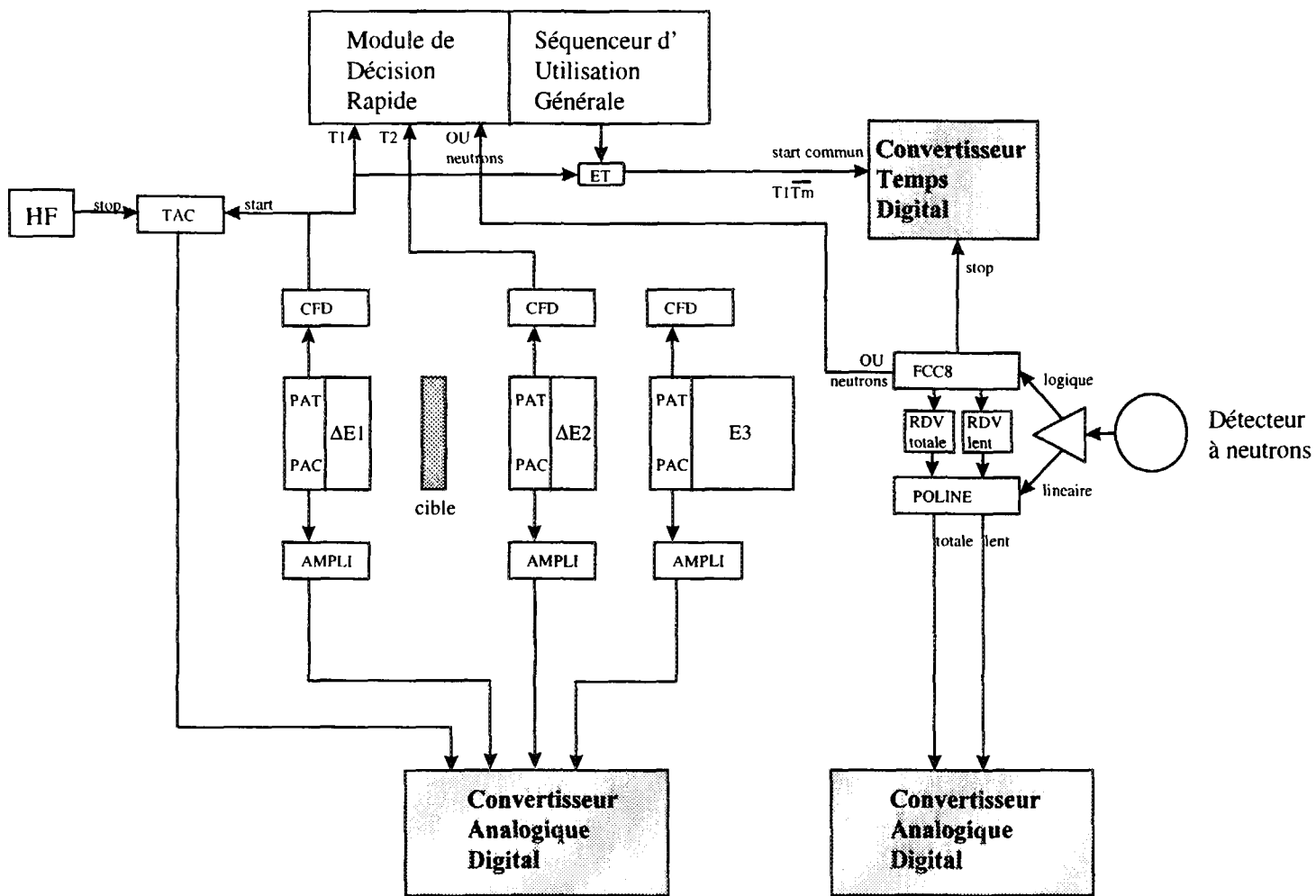
#### *b - Chaîne de traitements des événements neutrons*

Les signaux issus de chacun des photomultiplicateurs sont séparés en deux voies :

- le signal de la première voie est intégré dans deux portes de longueurs différentes pour effectuer une discrimination des neutrons et des contaminants (particules chargées et  $\gamma$ ).

- le signal de la seconde voie est un signal logique. Il sert de stop dans la mesure du temps de vol des neutrons, le start étant donné par le signal de la première jonction. On utilise pour cela un module convertisseur temps digital (TDC). D'autre part, ce signal est utilisé pour matérialiser la présence d'un événement neutron. On réalise un "OU" logique des 29 voies neutrons qui correspond à la multiplicité neutron d'un même événement. Chaque détecteur ayant une électronique indépendante des autres détecteurs, chaque voie peut être réglée individuellement, ce qui permet de s'affranchir des différences temporelles entre les différents détecteurs.

Fig. II-7 : Schéma de l'électronique de contrôle de l'expérience.



## 2 - Acquisition des données

### *a - Principe d'acquisition*

L'ensemble des signaux est géré par un configurateur qui effectue une présélection des événements en fonction des différentes voies touchées. Cette présélection est choisie par l'expérimentateur. Les signaux logiques des jonctions et le "OU neutron" sont entrés dans le Module de Décision Rapide (MDR) qui prend la décision de lire les codeurs suivant la configuration précédemment choisie. Ces données numériques sont envoyées par le bus CAMAC en interface avec le bus VME vers deux microprocesseurs qui traitent les informations. Ces dernières sont ensuite transférées dans l'ordinateur VAX pour être stockées sur bandes magnétiques et être utilisées "en ligne" pour la visualisation et le contrôle des événements.

Le configurateur est un outil qui permet, par une sélection rapide des événements intéressants, le déclenchement du système d'acquisition. Il est constitué d'un Séquenceur d'Utilité Générale (SUG), du MDR et d'un ou plusieurs registres de coïncidence universelle (UCR). Le MDR, dont les entrées reçoivent les signaux logiques du télescope et le "OU neutrons", déclenche l'acquisition si la voie maître moniteur ou *trigger*, en l'occurrence T1 (signal rapide de la première jonction), est présente. Le SUG génère alors une porte temporelle durant laquelle tous les signaux rapides présents en entrée du MDR sont mémorisés. Suivant la configuration du MDR, le SUG autorise ou non l'acquisition. Pour la mesure du temps de vol neutron, nous avons vu que le start des TDC correspond, pour l'ensemble des voies, à la détection d'une particule dans la première jonction. Pour éviter un déclenchement inopportun pendant le temps mort de l'acquisition, ce signal est mis en antioïncidence avec le signal de temps mort de l'acquisition.

Dans cette expérience nous avons travaillé avec deux types d'événements selon que nous détectons seulement un ion lourd ou un ion lourd en coïncidence avec un neutron. En effet, comme le nombre de paramètres à stocker dans le deuxième cas est beaucoup plus important et la fréquence de tels événements beaucoup plus faible (1 événement neutron pour 300 événements ions lourds), cela a permis de réduire de façon importante le temps mort de l'acquisition.

### *b - Événements courts*

Ces événements sont ceux pour lesquels nous n'obtenons pas de neutron en coïncidence avec un ion lourd. Dans ce cas, seuls les paramètres du télescope et du MDR sont stockés. Il s'agit des paramètres suivants:

MDR: ce paramètre donne le code à la sortie du MDR permettant ainsi de savoir quelle est la configuration de l'événement.

$\Delta E1$ : perte d'énergie dans la première jonction Si permettant l'identification en Z. Pour le  $^{11}\text{Be}$  produit (environ  $43 \text{ MeV}/u$  à la sortie de LISE),  $\Delta E1 \cong 13 \text{ MeV}$ .

- TOF1: temps de vol des ions incidents permettant une identification en masse. Le start est donné par le détecteur  $\Delta E1$  et le stop par le signal radiofréquence du deuxième cyclotron [ANN 87].
- TOF2: même chose que TOF1 mais avec le signal de la seconde jonction pour start.
- $\Delta E2$ : perte d'énergie dans la deuxième jonction Si permettant une identification en Z des fragments chargés. Pour un fragment de  ${}^8\text{Li}$  produit au milieu de la cible,  $\Delta E2 \cong 8 \text{ MeV}$ .
- E3: énergie résiduelle dans le CsI permettant une identification en masse des fragments chargés. Pour les différents fragments, l'énergie déposée était de l'ordre de la centaine de  $\text{MeV}$ .

### *c - Evénements longs*

Ce sont les événements pour lesquels on détecte un neutron en coïncidence avec l'ion lourd. Dans ce cas, la présence du "OU neutron" entraîne l'acquisition, en plus des paramètres "ions lourds", des paramètres suivants pour chacun des 29 détecteurs à neutrons:

- TOFn: temps de vol des neutrons dont le start est donné par le détecteur  $\Delta E1$  et le stop par le détecteur à neutrons. Connaissant la distance entre la cible de réaction et le détecteur à neutron, ce temps de vol nous permet ensuite de calculer l'énergie du neutron. Connaissant de plus l'angle du détecteur, nous pouvons en déduire ses moments parallèle et perpendiculaire.
- ENT: composante "totale" de l'énergie déposée dans le détecteur obtenue en intégrant l'ensemble du signal depuis son front de montée et pendant une durée de 400 ns environ.
- ENL: composante "lente" de l'énergie déposée dans le détecteur obtenue en intégrant le signal dans une porte décalée de 30 à 70 ns (suivant la taille des détecteurs) par rapport à la précédente.

Ce sont ces deux paramètres qui, dans l'analyse, nous serviront à discriminer les neutrons d'éventuelles particules contaminantes.

Il est important de noter que nous disposons d'un paramètre supplémentaire pour les neutrons: l'angle  $\theta$  d'émission qui nous est donné par la position du détecteur touché. C'est ce paramètre qui nous permettra de calculer le moment parallèle et le moment perpendiculaire du neutron détecté.



### **3 - Visualisation et contrôle en ligne des données**

L'ensemble des données issues des codeurs peuvent être utilisées "en ligne" pour la visualisation et le contrôle de l'expérience. Les visualisations se font sous la forme de spectres monodimensionnels (temps de vol...) ou bidimensionnels (matrices d'identification...). Ces spectres peuvent être "bruts" ou "conditionnés". A partir des paramètres bruts, on peut aussi définir des paramètres "calculés" (énergie des neutrons à partir de leur temps de vol...). L'ensemble de ces spectres vont servir à:

- l'identification des noyaux incidents pour le réglage du spectromètre LISE.
- la vérification du bon déroulement de l'expérience (fonctionnement des détecteurs, statistiques, optimisation des réglages...).
- une préanalyse des données.

# Chapitre IV : Analyse des données

## I - Introduction

*L'analyse des données est sans aucun doute le plus long de tout travail de thèse, celui qui occupe nos journées pendant de longs mois après le (bon) déroulement de l'expérience. C'est à ce moment que nous découvrons la multitude de petits problèmes expérimentaux qu'il faut contourner (quand un détecteur n'en fait qu'à sa tête...), que nous sommes confrontés aux incompréhensions de l'informatique (qui n'a pas passé 3 jours à râler sur un programme "qui devrait marcher" ?) ou quand il faut "comprendre" un spectre aux allures étonnantes... Mais quelle joie quand, après tant de labeur, peut venir le temps de l'interprétation.*

Je présenterai tout d'abord l'analyse de la partie "ions lourds", c'est-à-dire celle concernant les données du télescope, en insistant sur le détecteur à implantation E3 sur lequel j'ai plus particulièrement travaillé et sur la sélection des différentes voies de réaction. La deuxième partie sera consacrée à l'analyse, beaucoup plus longue, des données "neutrons"; en effet, d'une part le nombre de détecteurs est beaucoup plus important et d'autre part cette partie nécessite énormément de soin et de précision dans le traitement des données. De plus, j'ai rencontré un certain nombre de difficultés expérimentales sur lesquelles je reviendrai. Dans la dernière partie, j'expliquerai la procédure informatique choisie, en précisant le choix du support (PAW) et en présentant la structure des programmes d'extraction réalisés.

## II - Analyse des Ions Lourds

L'analyse des "ions lourds" correspond aux seules données du télescope. Avec une efficacité de 100 % due à la géométrie compacte du télescope, nous avons une statistique très importante pour chacune des mesures réalisées. Afin d'évaluer le bruit de fond des réactions ayant lieu dans les détecteurs, des mesures "sans cible" ont été réalisées. La statistique correspondant à chacune des mesures est présentée dans le tableau suivant IV-1 :

run	cible	nombre de coups
<sup>11</sup> Be	2mm Be	29 560 653
	trou	13 915 298
<sup>10</sup> Be	2mm Be	34 173 254
	trou	13 008 683
<sup>11</sup> Li	2mm Be	14 549 029
	trou	4 852 291
<sup>9</sup> Li	2mm Be	24 364 823
	trou	9 452 566

Tab IV-1: Statistiques "ions lourds"

### 1 - Identification des ions incidents

L'identification d'un ion incident se fait à l'aide d'une matrice bidimensionnelle ( $\Delta E$  - Temps-de-vol). La perte d'énergie  $\Delta E$  dans la première jonction donne la charge de la particule tandis que le temps de vol dans le spectromètre est proportionnel à sa masse.

#### a - Jonction $\Delta E1$

##### i - Etalonnage

Un premier étalonnage des jonctions a été réalisé pendant le montage de l'expérience en utilisant une source triple  $\alpha$  (Pu, Am, Cm) ayant trois pics principaux d'énergie à 5.155, 5.488 et 5.806 MeV. Cette calibration se fait donc à basse énergie et nous sert surtout à définir correctement les gains d'amplification. Un second étalonnage à plus haute énergie se fait ensuite avant l'expérience avec le faisceau "parasite" attribué pendant 10% du temps; il permet de tester les différentes parties du dispositif expérimental (détecteurs, électronique, acquisition...). Dans notre cas, nous disposons d'un faisceau primaire de <sup>13</sup>C à 60 MeV/u. Les calibrations sont faites sans dégradeur achromatique au plan focal du spectromètre ce qui permet de transmettre, en réglant le deuxième dipôle sur la même valeur que le premier, l'ensemble des noyaux présents après la première sélection (cf. fig. III-3a). Connaissant leur énergie à la sortie du spectromètre (celle-ci est définie par la valeur de  $B\rho$ ), nous utilisons le

programme de simulation LISE pour calculer leur perte d'énergie dans les différents détecteurs. Afin d'augmenter le nombre de points de calibration, nous avons réalisé plusieurs mesures avec différentes épaisseurs de matériaux devant la jonction  $\Delta E1$  pour ralentir les noyaux.

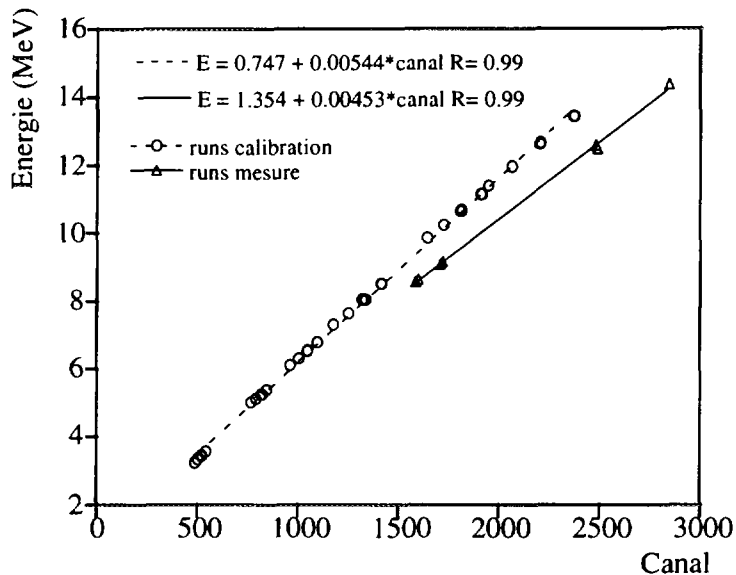


Fig. IV-1 : Calibration de la jonction  $\Delta E1$ . Les deux droites correspondent à un gain fin modifié.

La calibration de la première jonction  $\Delta E1$  est présentée figure IV-1. Le shift global de la calibration est dû à un changement du gain fin de l'amplification pour utiliser au mieux la gamme de codage des ADC (cf. chapitre III-IV-1-a)

## ii - Résolution

La résolution de la jonction est définie par la largeur à mi-hauteur du pic correspondant au signal. La résolution est de 6 %, soit 600 keV pour des noyaux de  $^{11}\text{Be}$  perdant 10 MeV. Cette valeur est tout à fait conforme à ce que l'on attend pour ce type de détecteur. Cela signifie également que la définition en énergie du faisceau était assez bonne car, ayant un taux de comptage important pour le  $^{11}\text{Be}$ , il était possible de fermer les fentes en moment et donc de définir précisément l'énergie. Dans le cas du  $^{11}\text{Li}$ , nous avons dû ouvrir les fentes de façon plus importante pour conserver un taux de comptage satisfaisant. Ce faisant, l'énergie du faisceau était moins bien définie. Pour le  $^{10}\text{Be}$ , le taux de comptage était important et nous avons aussi pu fermer les fentes en moment. Par contre, bien que le  $^9\text{Li}$  soit moins exotique que le  $^{11}\text{Li}$ , nous avons dû augmenter de façon importante l'acceptance en moment afin de garder un taux de comptage satisfaisant; en effet nous n'étions pas réglé au  $B\rho$  optimal correspondant au maximum de production de façon à avoir les  $^9\text{Li}$  à la même énergie que les  $^{11}\text{Li}$  au milieu de la cible.

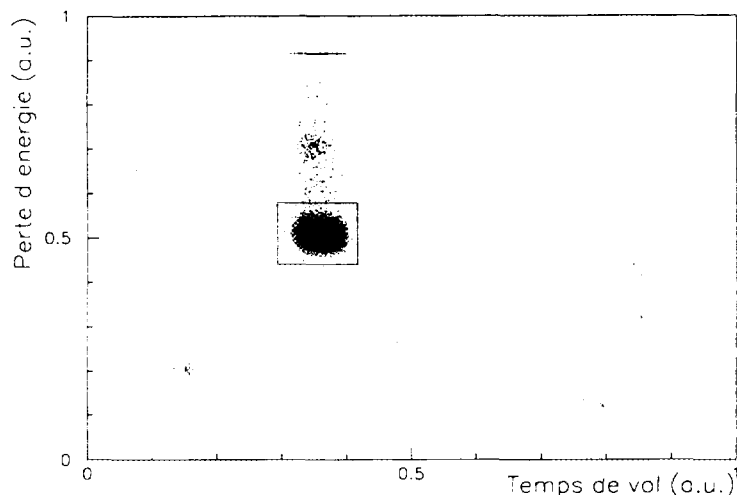
## b - Mesure du temps de vol

La mesure du temps de vol (TOF) est aisée car les longueurs des trajectoires des particules ne diffèrent, pour l'acceptance maximale, que de  $\Delta L/L \approx 10^{-3}$ . De ce fait, il n'est pas nécessaire de reconstituer la trajectoire. La longueur de la ligne étant d'environ 43 mètres, les temps de vol mesurés pour des énergies de 40 MeV/u sont de l'ordre de 500 ns. La mesure du temps de vol est en fait inversée. Le start est donné par la sortie rapide de la jonction  $\Delta E1$  et le stop est donné par le signal radiofréquence du 2<sup>ème</sup> cyclotron. Cette inversion du temps de vol permet de déclencher l'électronique seulement lorsqu'un noyau est détecté dans la première

jonction, et non à chaque "vague" délivrée par le cyclotron. En effet, pour des noyaux très éloignés de la vallée de la stabilité, les taux de production peuvent être faibles (de 1 à 1000 noyaux par seconde) alors que la fréquence du cyclotron est de l'ordre de 10 MHz.

### *c - Matrice d'identification ( $\Delta E$ - TOF)*

La matrice d'identification ( $\Delta E$  - TOF) permet d'identifier et de sélectionner un noyau suivant sa charge et sa masse. La matrice d'identification ( $\Delta E$  - TOF) pour la mesure du  $^{11}\text{Be}$  est représentée sur la figure IV-2, ainsi que le contour numéro 1 réalisé pour ne sélectionner que des noyaux incidents de  $^{11}\text{Be}$ .



*Fig. IV-2 : Matrice d'identification ( $\Delta E$  - TOF) avec un contour sur le noyau incident de  $^{11}\text{Be}$ .*

Comme nous l'avons dit, dans le cas de noyaux légers du type de ceux que nous étudions, les sélections successives sont suffisantes pour éliminer la quasi totalité des autres noyaux. Cependant, il existe toujours une "contamination" résiduelle dans le faisceau; ce sont les très faibles taches disséminées sur la matrice d'identification. On remarque aussi, au-dessus du  $^{11}\text{Be}$ , une seconde tache se trouvant exactement au même temps de vol. Il s'agit d'événements correspondant à des "empilements" : un  $^{11}\text{Be}$  arrive dans le détecteur en même temps qu'une particule légère contaminantes et l'énergie correspond alors à la somme de ces deux événements. Nous trouvons aussi une ligne continue d'événements se trouvant au même temps de vol que le  $^{11}\text{Be}$ , mais avec une perte d'énergie plus importante. Il s'agit encore de  $^{11}\text{Be}$  ralentis avant la première jonction, en heurtant, par exemple, le support des matériaux placé avant  $\Delta E$ ; ces noyaux perdent ainsi plus d'énergie dans la jonction. On peut éliminer l'ensemble de ces mauvais événements en faisant un contour "strict" sur le noyau incident (contour numéro 1). En comparant le nombre d'événements dans ce contour par rapport au total, nous pouvons aussi déterminer le taux de contamination :

$$\tau = 1 - N_{\text{contour}}/N_{\text{total}}$$

Le taux de contamination trouvé est de l'ordre de 1 %. L'ensemble des spectres suivants seront conditionnés par ce contour sur le noyau incident.

## 2 - Identification des fragments chargés après la réaction

L'identification des fragments chargés après la réaction des ions incidents dans la cible se fait par une matrice bidimensionnelle ( $\Delta E$  -  $E$ ). La perte d'énergie  $\Delta E$  dans la jonction 2 donne la charge de la particule tandis que l'énergie résiduelle dans le détecteur 3 permet de déterminer sa masse; on utilise l'énergie résiduelle car les distances sont trop courtes pour réaliser un temps de vol. La disposition des détecteurs  $\Delta E2$  et  $E3$  très proche de la cible est d'ailleurs choisie de façon à avoir une efficacité géométrique de 100 % pour la détection des ions lourds. A cette énergie, les fragments chargés sont focalisés vers l'avant et la surface du détecteur est suffisante pour collecter l'ensemble des fragments.

### a - Jonction $\Delta E2$

#### i - étalonnage

La jonction  $\Delta E2$  est la même que la jonction  $\Delta E1$  placée avant la cible. L'étalonnage s'est donc effectué exactement de la même façon. L'ensemble des mesures pour les runs de calibration et pour les runs de mesure correspondent parfaitement, comme le montre la figure IV-3 présentée ci dessous :

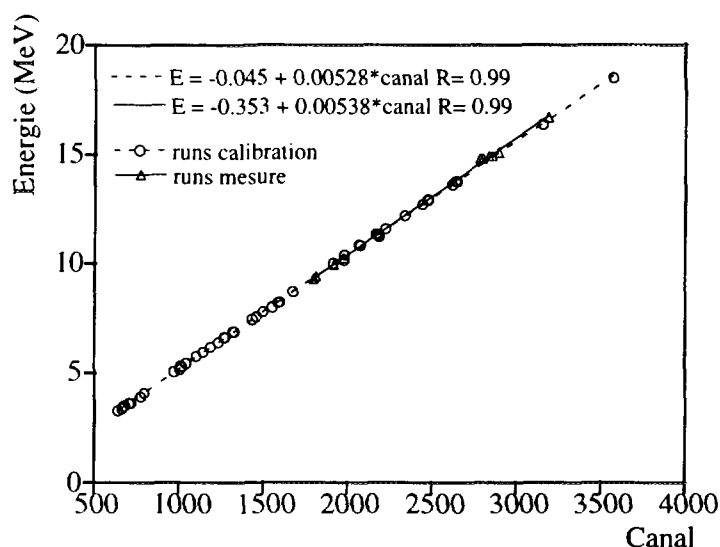


Fig. IV-3 : Calibration de la jonction  $\Delta E2$ .

#### ii - Résolution

Toutes les remarques concernant la résolution de la jonction 1 sont également valables pour la seconde jonction. Il faut cependant noter que le straggling en énergie était plus important car les noyaux arrivant en  $\Delta E2$  ont déjà traversé  $\Delta E1$  pour les runs de calibration et la cible secondaire pour les runs de mesure. La résolution en énergie était donc de 6 % pour les runs de calibrations et de 7 à 8 % pour les runs de mesures.

### b - Détecteur d'implantation $E3$

#### i - Régime de fonctionnement

Contrairement à une jonction Si(Li), un CsI a une réponse en énergie qui dépend de la charge  $Z$  de la particule et, plus faiblement, de sa masse  $A$ . Ainsi, il n'y a pas une calibration

unique pour ce détecteur. Afin de stopper tous les fragments chargés issus de la cassure des  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$ , une épaisseur de 5 mm minimum était souhaitable. Nous avons utilisé un cristal d'épaisseur 4.7 mm en provenance du détecteur INDRA. Comme il a été nécessaire de retoucher le cristal pour rendre sa surface d'entrée bien plane et pour le polissage, l'épaisseur finale était de 4.4 mm. D'après les calculs de perte d'énergie, cette épaisseur permet de stopper tous les fragments de Li et He, excepté ceux de  $^9\text{Li}$  et  $^8\text{Li}$ , issus de la cassure d'un  $^{11}\text{Be}$ . Cependant, le parcours moyen des différents fragments chargés se trouve toujours dans la deuxième moitié du détecteur. Les fragments issus du  $^{11}\text{Li}$  sont tous stoppés car produits à plus basse énergie, 29 MeV/u contre 40 MeV/u pour le  $^{11}\text{Be}$ .

## ii - Etalonnage

L'étalonnage du détecteur a été réalisé avec les mêmes runs de calibration que les jonctions  $\Delta E1$  et  $\Delta E2$ . Nous avons ainsi pu avoir, avec les différentes combinaisons de matériaux disposés devant le télescope, une série de mesures pour des noyaux s'arrêtant dans le détecteur et une série pour des noyaux le traversant. Les figures IV-4 a et b montrent le résultat des calibrations pour des noyaux de Be et Li respectivement.

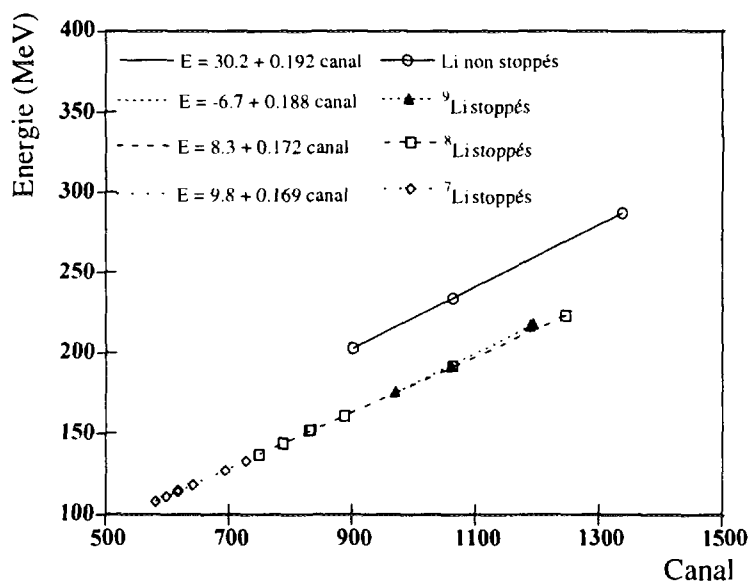
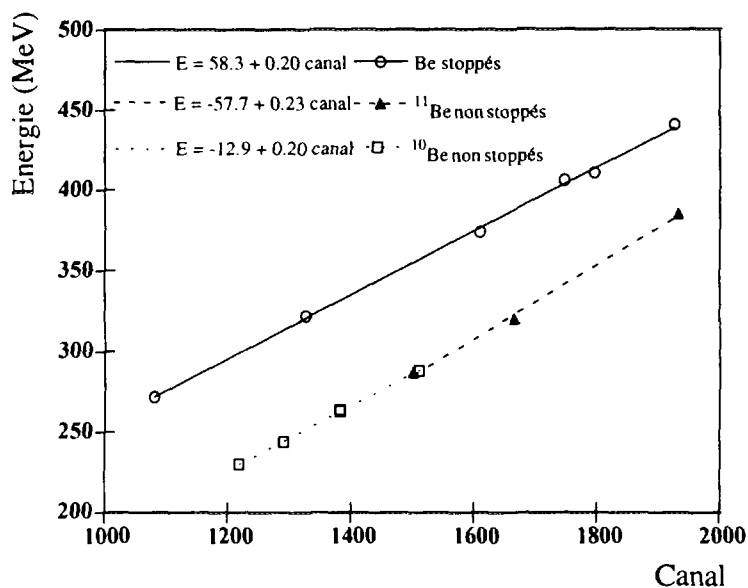
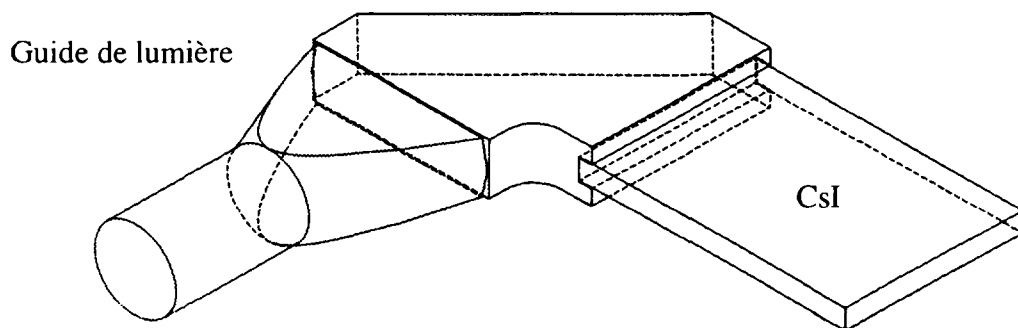


Fig. IV-4 a et b : Calibrations du CsI pour les isotopes de Be (a) et de Li (b) pour lesquels on observe les deux régimes stoppé et de transmission.

Il faut remarquer trois points importants :

- 1- la réponse en énergie dépend fortement du Z de la particule. Ceci est conforme à ce que nous attendions;
- 2- la dépendance en masse est très faible;
- 3- on obtient **deux calibrations différentes** suivant que le noyau s'arrête ou non dans le détecteur. Pour une même énergie déposée, un noyau en transmission a un signal **20 % supérieur** à celui d'un noyau stoppé.

Le point 3 est le plus étonnant car on n'attend pas de dépendance du signal avec le régime de fonctionnement (transmission ou stoppé). Une telle différence ne peut pas provenir des différents pouvoirs d'ionisation à cause de la présence du pic de Bragg dans le cas du noyau stoppé car cette différence n'excède pas le pourcent. De plus, cet effet diminuerait le signal pour le régime en transmission et nous observons l'inverse. Des effets au niveau de la collection de la lumière ont été observés sur INDRA mais ils étaient principalement dus à la géométrie. Le photomultiplicateur étant placé derrière de cristal, l'angle solide vu par celui-ci dépend assez sensiblement du parcours de la particule. Dans notre cas, l'épaisseur faible du détecteur et la disposition du PM sur le côté (*cf. fig. IV-5*) élimine ce type d'effets.



*Fig. IV-5: Représentation du CsI et du guide de lumière placé sur le côté.*

Supposons dans un premier temps que le programme de calcul de la perte d'énergie soit correct et que nous ayons bien une réponse différente en énergie entre le régime stoppé et non stoppé, à cause d'une ionisation différente ou d'un autre phénomène. Regardons alors l'allure que nous attendons pour le signal en fonction de l'énergie perdue dans le détecteur quand l'énergie incidente de la particule augmente  $E_1 < E_2 < E_3 < E_4$  (*cf. figure IV-7*)



Point A: la particule a une énergie  $E_1$  et est stoppée dans le détecteur. Elle perd toute son énergie et le signal récupéré a une intensité  $S_1$ .

Point B: la particule a une énergie  $E_2$ , mais est encore stoppée. Le signal  $S_2$  est donc supérieur à  $S_1$ .

Point C: la particule a une énergie  $E_3$ , et son parcours devient égal à la taille du détecteur. Elle est donc stoppée à la sortie du détecteur. L'énergie perdue  $E_3$  est maximum correspondant à un signal  $S_3$ .

Point D: la particule a une énergie  $E_4$ , et n'est plus stoppée dans le détecteur. Sa perte d'énergie est donc inférieure à  $E_4$ . Supposons que cette perte d'énergie soit égale à  $E_2$ . Alors, d'après notre calibration, le signal collecté est supérieur à celui de la particule qui a déposé une énergie  $E_2$  en étant stoppée.

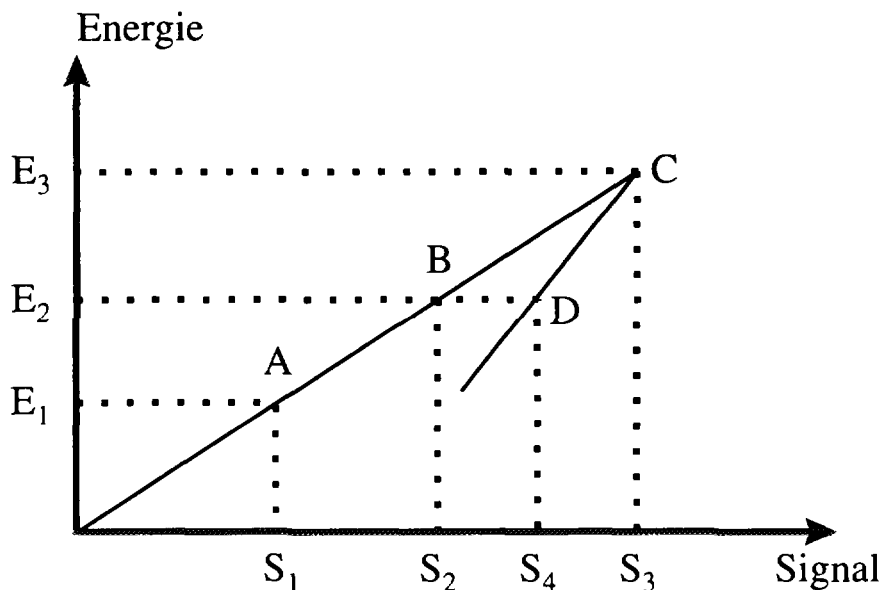


Fig. IV-7 : Allure attendue pour la calibration du détecteur en supposant qu'il existe un régime stoppé et un régime de transmission. Noter la présence du point de rebroussement C.

Nous voyons que les deux courbes de calibrations obtenues pour le régime de transmission et le régime stoppé doivent avoir un point de rebroussement commun. De plus, pour que ce dernier existe, il faut que la pente de la calibration en régime stoppé soit inférieure à celle du régime de transmission. Il ne serait d'ailleurs pas physique d'imaginer une rupture brusque entre ces deux courbes, surtout de l'ordre de  $30 \text{ MeV}$  comme nous l'observons. Or, si nous reprenons les deux droites de calibration (cf. fig. IV-4 a et b), nous remarquons que, dans le cas du Li, il ne peut y avoir de point de rebroussement car les pentes sont très proches et celle du régime stoppé est supérieure à celle du régime de transmission. Dans le cas des Be, les pentes sont aussi similaires. En conclusion, il faut rechercher ailleurs l'explication de la différence observée pour les deux régimes de fonctionnement.

Cette différence peut provenir de l'utilisation du programme de calcul de la perte d'énergie. Ces programmes doivent tenir compte du pouvoir d'arrêt  $dE/dx$  du matériau constituant le détecteur et, en particulier, en régime de transmission, bien simuler l'importance du pic de Bragg (cf. fig. IV-6b) qui a pour origine une augmentation de la perte d'énergie  $dE/dx$  dans un matériau quand son énergie décroît :

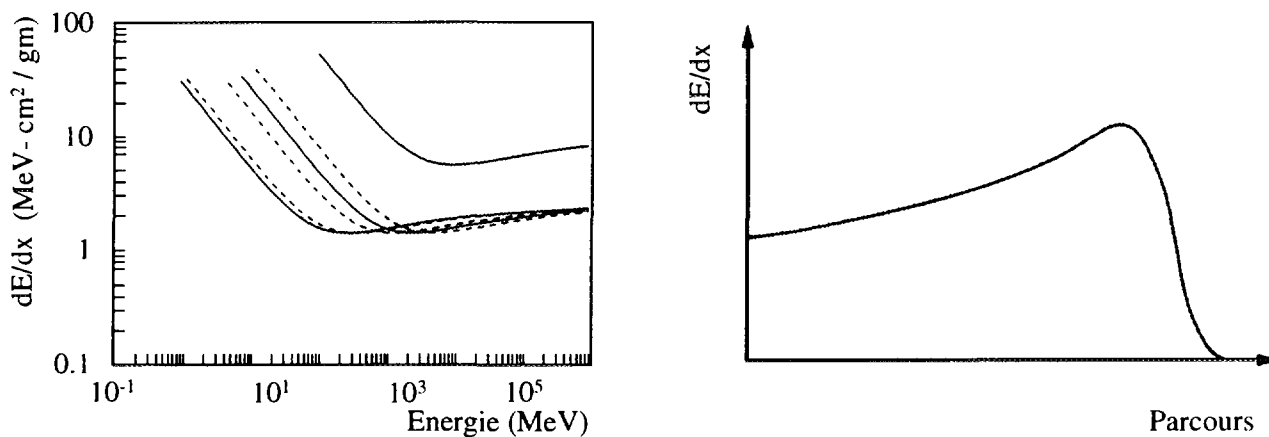


Fig. IV-6 a (gauche) et b (droite) : Représentation du  $dE/dx$  et du pic de Bragg pour une particule chargée.

Supposons que le programme de calcul de perte d'énergie ne simule pas bien le pic de Bragg en le surestimant. Dans ce cas, tant que le noyau est stoppé dans le détecteur, seule l'intégrale sur la totalité de  $dE/dx$  doit être considérée et sa forme n'influe pas sur le résultat. C'est ce que nous voyons sur les figures IV-8 a et b. Par contre, lorsque l'énergie de la particule est assez importante pour sortir du détecteur, le rapport exact du pic de Bragg par rapport au reste du signal devient important. Si ce rapport est mal estimé (cas des figures IV-8 c et d), nous pouvons avoir une différence entre l'énergie calculée et l'énergie réellement déposée. Dans ce cas, dans la limite où la particule ne perd plus d'énergie dans le détecteur (énergie incidente nulle), nous devrions retrouver le même résultat. Or nous voyons que les droites de calibrations (cf. fig. IV-4 a et b) ont presque la même ordonnée à l'origine. De plus, on sait que l'importance relative et la forme du pic de Bragg dans le  $dE/dx$  dépendent fortement de la masse de la particule incidente et de son énergie.

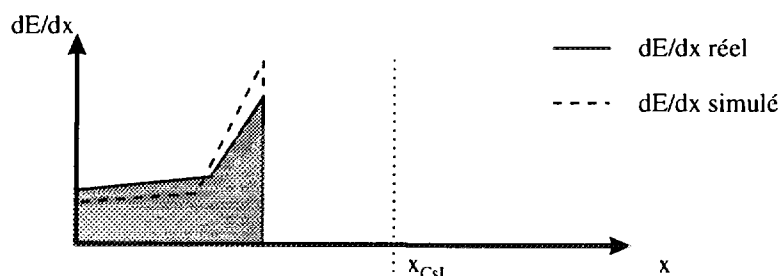


Fig. IV-8 a.

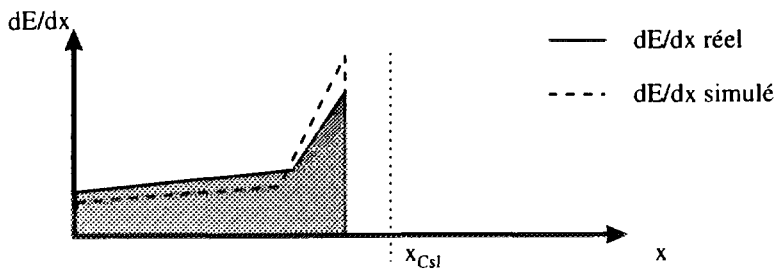


Fig. IV-8 b.

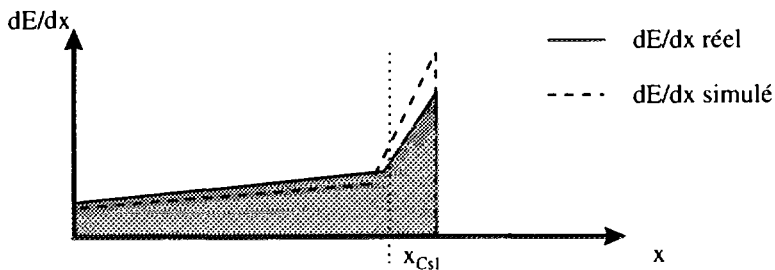


Fig. IV-8 c.

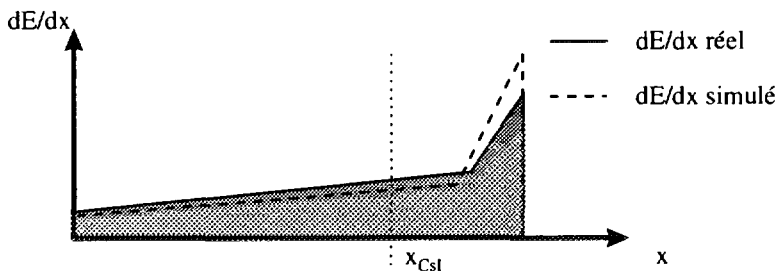


Fig. IV-8 d.

En conclusion, les deux droites observées dans la calibration du détecteur à implantation ont pour origine une mauvaise prise en compte dans les calculs de perte d'énergie du passage d'un régime stoppé à un régime de transmission.

### iii - Résolution de $\Delta E3$

Nous avons étudié la résolution du détecteur E3 avec les données des runs de calibrations et avec les données des runs de mesure.

Pour les runs de calibration, la résolution moyenne est de l'ordre de 6 à 7% sans matériau ralentisseur.

Pour les runs de mesure, nous devons sélectionner un seul noyau pour étudier la résolution. Pour le noyau  $^{11}\text{Be}$ , la résolution est de l'ordre de 11%. Plusieurs phénomènes peuvent expliquer la dégradation de la résolution :

- la largeur de la "tache" des  $^{11}\text{Be}$  incidents. Si nous sélectionnons dans la matrice ( $\Delta E1$  - TOF) une "tranche" en temps de vol très fine, la résolution est alors de l'ordre de 8%. Ceci est confirmé par la position du maximum qui change alors dans les mêmes proportions
- l'effet de 2 mm de Be (épaisseur de la cible) qui correspond à un straggling en énergie de l'ordre de 0.5 à 1%.

De plus, en recherchant les origines de la différence de calibration entre les régimes stoppés et non stoppés, nous nous sommes aperçus que l'épaisseur du détecteur n'était pas de 4.4 mm mais variait entre 4.29 et 4.49 mm. Cela va avoir pour effet de diminuer la résolution suivant l'impact sur le détecteur, certains fragments étant stoppés et d'autres non, ne perdant pas alors la même énergie. Mentionnons enfin que, dans le cas d'une cassure dans la cible, celle ci peut avoir lieu au début ou à la fin et la perte d'énergie dans la cible dépend aussi de la charge de la particule (noyau incident ou fragment).

La résolution pour le détecteur à implantation sera donc autour de 10 % ne permettant pas de faire une séparation en masse.

### c - Matrice d'identification ( $\Delta E2 - E3$ )

#### i - Contours

Ne pas avoir une calibration précise en énergie pour le détecteur E3 n'est pas trop pénalisant dans la mesure où nous n'avons pas besoin de connaître précisément l'énergie des fragments chargés mais seulement de les identifier. La calibration "approchée" nous permet tout de même de vérifier qu'ils sont aux énergies attendues par la cinématique de la réaction, de l'ordre de  $A$  fois l'énergie par nucléon au milieu de la cible. Un calcul de cinématique montre, sur la figure IV-9, une matrice d'identification pour des fragments de masse inférieure au  $^{11}\text{Be}$ . On retrouve pour chaque isotope les lignes d'identification bien connues avec les points de rebroussement correspondant au passage du régime stoppé au régime de transmission. Dans notre cas, le  $^{11}\text{Be}$  est (quasi)mono-énergétique et nous n'observons donc pas ces différentes lignes. Les seules variations d'énergie proviennent des différents stragglings en énergie dans la cible et dans les détecteurs.

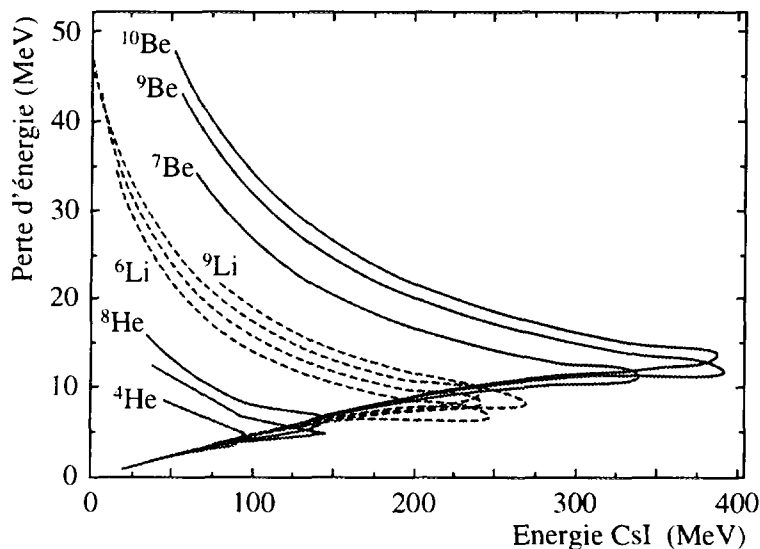


Fig. IV-9 : Simulation de la matrice d'identification ( $\Delta E2-E3$ ).

La matrice d'identification obtenue pour un run de  $^{11}\text{Be}$  sur cible de Be est montrée figure IV-10. Une explication des différentes zones se trouve sur la figure IV-11. La tache principale correspond à des noyaux de  $^{11}\text{Be}$  n'ayant pas réagi dans la cible tandis qu'à gauche se trouvent les autres isotopes de Be. En dessous des isotopes de Be, les deux taches correspondent respectivement aux fragments de Li et de He. La troisième tache correspond à des événements de charge  $Z=1$  mais celle-ci est coupée par le seuil expérimental de détection.

C'est avec cette matrice que nous sélectionnons les différentes voies de réactions. Nous définissons des contours (cf. fig. IV-10) pour les voies suivantes :

$^{11}\text{Be} + \text{Be} \rightarrow \text{Li}$	contour 2
$^{11}\text{Be} + \text{Be} \rightarrow \text{He}$	contour 3
$^{11}\text{Be} + \text{Be} \rightarrow Z < 4$	contour 4

Nous n'étudierons pas la voie "restricted inclusive" ( $^{11}\text{Be} + \text{Be} \rightarrow X \quad X \neq ^{10}\text{Be}$ ) car, comme nous le verrons (cf. chapitre IV-III-6), il n'est pas possible de séparer correctement les  $^{10}\text{Be}$  des isotopes plus légers de Be.

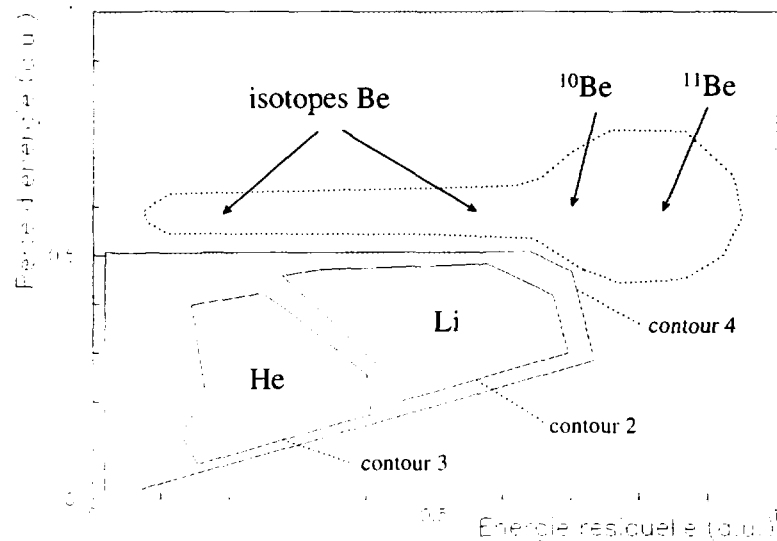
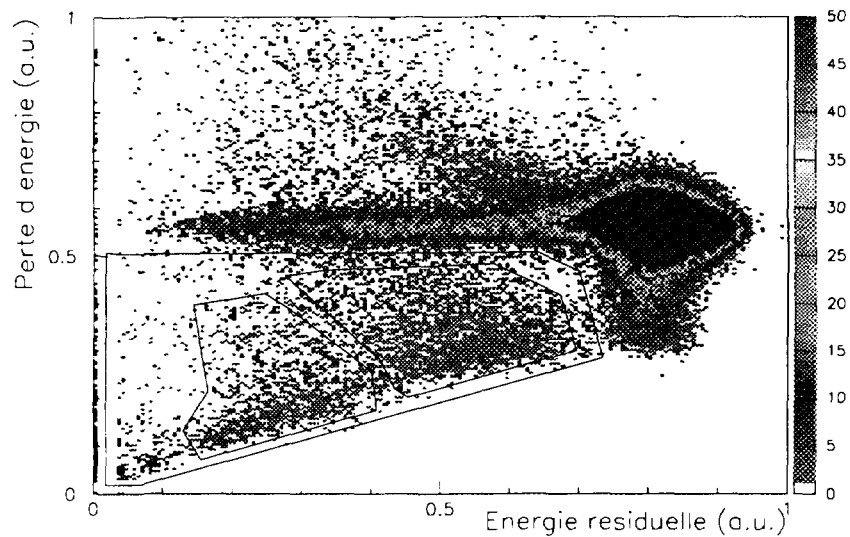


Fig IV - 10 (haut) et 11 (bas) : Matrice d'identification  $\Delta E_2 - E_3$  pour un noyau incident de  $^{11}\text{Be}$  sur cible de Be.

Une projection de l'énergie E3 au travers des contours 2 et 3 (cf. fig. IV-12 a et b) confirme que la résolution n'est pas suffisante pour séparer en masse les différents isotopes de Li et He.

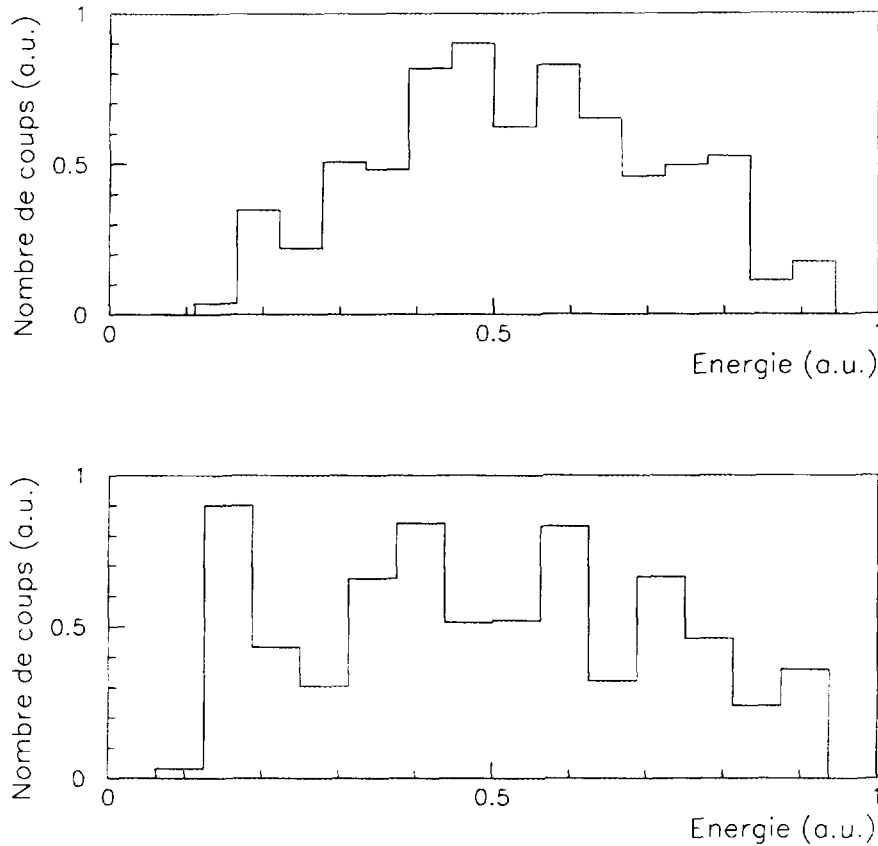


Fig. IV-12 a et b. Projection en énergie E3 pour les fragments de Li (a) et He(b).

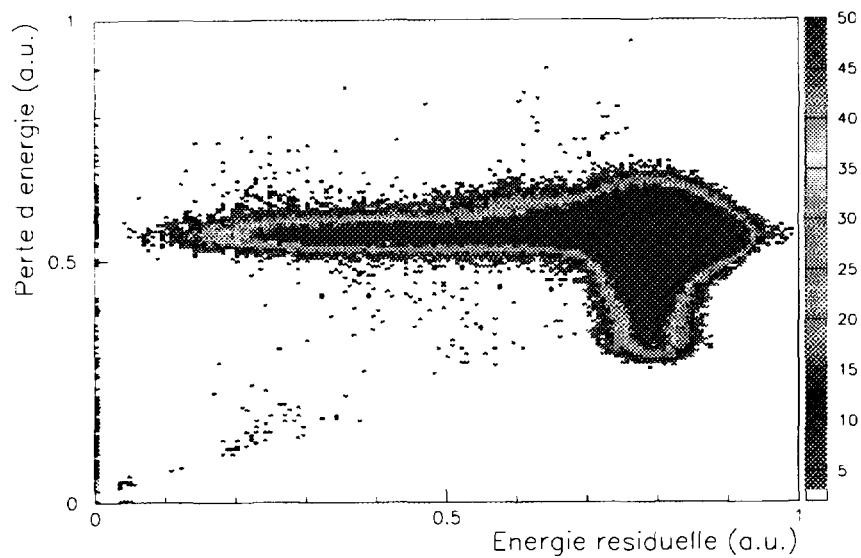
## ii - Bruit de fond

Les réactions nucléaires ( $^{11}\text{Be} \rightarrow \text{Li}$  ou  $\text{He}$ ) ont lieu majoritairement dans la cible. Elles ne peuvent pas se produire dans le détecteur E3 car, avec les contours 2 à 4, on impose que la particule détectée en  $\Delta E2$  ait une charge  $Z$  inférieure à celle du projectile. Les événements de cassure du cœur qui ont lieu dans le détecteur E3 sont éliminés car ils apparaissent comme des Be en  $\Delta E2$ . Par contre, un certain nombre de réactions peuvent avoir lieu dans les détecteurs  $\Delta E1$  et  $\Delta E2$  mais vont cependant être limités par les deux effets suivants :

- l'épaisseur des jonctions est faible ( $300 \mu$ ) comparée à celle de la cible ( $2 \text{ mm}$ ). De plus, si la cassure a lieu au début du détecteur  $\Delta E1$ , l'événement perdra moins d'énergie et sera éliminé par le contour 1. Si la cassure a lieu à la fin du détecteur  $\Delta E2$ , l'événement perdra la même énergie qu'un Be et sera éliminé par le contour sur les fragments chargés (2 ou 3).

- la charge  $Z$  des jonctions est plus élevée que celle de la cible ( $Z = 14$  pour le Si et  $Z = 4$  pour le Be). Les réactions nucléaires seront donc moins favorisées dans les détecteurs par rapport à la cible.

Pour estimer le taux de réaction en dehors de la cible, nous avons réalisé pour chaque ion incident ( $^{11}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Li}$  et  $^9\text{Li}$ ) une mesure "sans cible". Afin d'avoir les faisceaux à la même énergie, nous avons disposé devant le télescope un ralentisseur de 2 mm de Be. Comme attendu, on voit sur la figure IV-13 que le nombre d'événements est très faible dans les voies de cassure du cœur. Par contre, comme nous l'avons déjà vu pour l'étude de la résolution, un grand nombre d'événements de dissociation ont lieu dans les détecteurs (E3 majoritairement).



*Fig. IV-13 : Matrice d'identification  $\Delta E2 - E3$  pour un run "sans cible".  
Le bruit de fond dans la voie "cassure du cœur" est très faible.*

### III - Analyse des neutrons

L'analyse de la partie "neutrons" correspond aux données pour lesquelles on détecte un ion lourd en coïncidence avec un neutron dans les scintillateurs. La statistique est beaucoup plus faible car on doit prendre en compte l'efficacité géométrique et l'efficacité en énergie des détecteurs à neutrons, de l'ordre de 20 %. De plus, dans la majorité des cas, la cible est "transparente" au faisceau et les noyaux de  $^{11}\text{Be}$  n'y réagissent pas. La couverture angulaire est cependant optimisée pour les réactions étudiées car la plupart des neutrons sont émis vers l'avant. La statistique correspondant à chacune des mesures réalisées est présentée dans le tableau IV-2. Les deux paramètres physiques associés aux neutrons sont l'angle d'émission et l'énergie. L'angle est celui du détecteur touché et l'énergie est déduite à partir du temps de vol du neutron entre la cible et le détecteur.

run	cible	nombre de coups
$^{11}\text{Be}$	2mm Be	82 292
	trou	19 313
$^{10}\text{Be}$	2mm Be	51 160
	trou	6 538
$^{11}\text{Li}$	2mm Be	86 341
	trou	19 226
$^9\text{Li}$	2mm Be	34 468
	trou	4 66

Tab IV-2: Statistiques "neutrons"

#### 1 - Calibration des TDC

Le neutron étant émis au moment de la réaction dans la cible, le temps de vol est mesuré entre la jonction  $\Delta E1$  et les détecteurs à neutrons. Le start est donné par le signal rapide de  $\Delta E1$  et le stop par le "OU" des sorties rapides des 29 scintillateurs. La calibration des TDC est réalisée à l'aide d'un générateur d'impulsion dont on varie le retard par pas de 10 ns à l'aide de câbles de différentes longueurs. Ainsi, chacune des 29 voies de temps de vol est étalonnée individuellement permettant de déterminer la pente de la droite de calibration. Le pic prompt donné par les  $\gamma$  sur chaque spectre de temps de vol est utilisé comme temps de référence (cf IV-3-b-1- $\beta$ ).

#### 2 - Sélection des neutrons

Tous les événements détectés dans les scintillateurs ne sont pas des neutrons. On détecte aussi des  $\gamma$  et les particules chargées issues de la réaction et non stoppées par le télescope; il est important de les éliminer du traitement afin de ne pas introduire d'erreurs systématiques dans les distributions en moment et angulaires.



Pour ne pas déclencher l'acquisition dans le bruit, un seuil électronique est imposé pour la détection des neutrons. Il a été réglé à l'aide d'une source de  $^{60}\text{Co}$  et fixé à  $1\text{ MeV}$  pour les gammas, ce qui correspond à peu près au même ordre de grandeur pour les neutrons.

## $\alpha$ – Discrimination neutrons - $\gamma$

### i - Discrimination de forme

Une des particularités du scintillateur BC501 est de ne pas avoir la même réponse en temps pour les neutrons et pour les  $\gamma$ . Les neutrons diffusent élastiquement ou inélastiquement sur des particules hadroniques (surtout des protons) et ce sont ces particules de recul qui, en ionisant le milieu scintillant, sont détectées. Les  $\gamma$  diffusent élastiquement sur les électrons (effet Compton); la réponse en temps est alors beaucoup plus rapide. Il est donc possible de faire une discrimination entre les neutrons et les  $\gamma$  en utilisant la forme du signal. Le service d'électronique de l'IPN d'Orsay a développé un ensemble de modules aux normes CAMAC pour discriminer, par analyse de forme, les particules chargées (protons et deutons) dans des détecteurs NaI constituant l'ensemble PACHA [sca90]. Nous avons utilisé la même électronique pour séparer les neutrons des  $\gamma$  en intégrant le signal issu du PM dans des portes temporelles différentes (durée et retard).

Le signal en sortie des préamplificateurs est divisé en deux. L'un des signaux rentre dans un module FCC8 (discriminateur à fraction constante) qui permet une prise de temps pour 8 canaux simultanément. Les signaux de sortie du FCC8 servent, d'une part, de "stop" dans la mesure du temps de vol des neutrons, d'autre part, à générer deux portes dans lesquelles le signal linéaire sera intégré. Les modules qui génèrent ces portes sont des RDV (Retard et Durée Variables) au standard CAMAC qui possèdent 16 entrées et sorties aux normes ECL. L'intégration de la "composante totale" commence avec le front de montée du signal et a une durée de l'ordre de  $400\text{ ns}$ . L'intégration de la "composante lente" est décalée par rapport à la précédente de  $30$  à  $70\text{ ns}$  suivant la taille du détecteur et a la même durée. L'intégration se fait avec des modules intégrateurs POLINE (Porte LINEaire) au standard CAMAC. Les signaux de sortie sont ensuite codés par un ADC (Convertisseur Analogique-Digital 812F). On peut voir le principe de la méthode sur la figure IV-14.

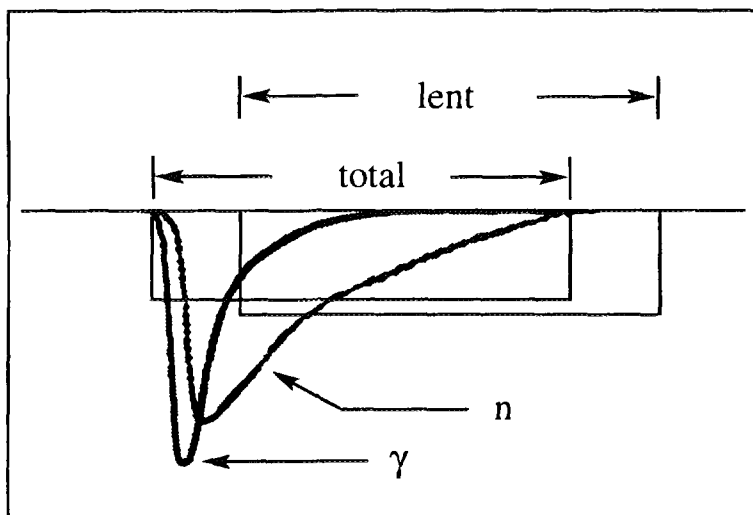


Fig. IV-14 : Méthode d'intégration du signal dans deux portes temporelles différentes pour discriminer les neutrons des  $\gamma$ .

Sur un spectre bidimensionnel "énergie lente - énergie totale " (cf. fig. IV-15), les événements  $\gamma$  et neutrons se trouvent sur deux lignes distinctes. Il est alors possible, pour chaque détecteur, de définir un "contour neutron". L'extraction de tous les spectres se fera ensuite en coïncidence avec un "OU" de l'ensemble des 29 contours réalisés.

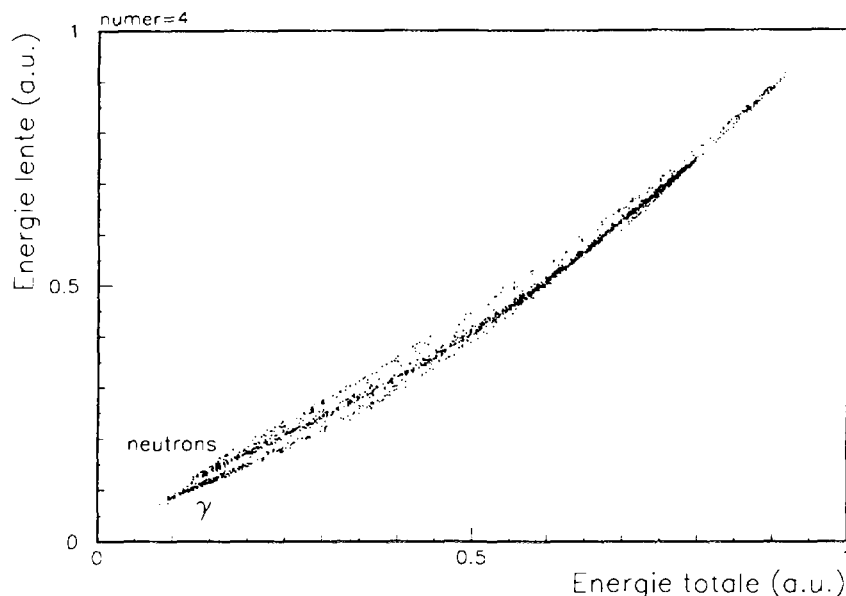


Fig. IV-15 : Matrice bidimensionnelle "lent - total" permettant de séparer les neutrons (ligne supérieure) des  $\gamma$  (ligne inférieure) grâce au contour sur les neutrons.

On observe sur la figure IV-15 une troisième ligne se confondant à l'origine avec celle des neutrons. Il s'agit de réactions particulières qui ont lieu dans le scintillateur dans lesquelles le neutron n'interagit pas sur un noyau hydrogène mais sur un noyau  $^{12}\text{C}$  [mos94].

Nous avons éliminé du traitement les détecteurs numéros 15 et 29 car leur spectre bidimensionnel "lent - total" a révélé un dysfonctionnement (électronique pour le 15 et de collection de lumière pour le 29)

## ii - Sélection par le temps de vol

On voit sur la figure IV-15 que, près de l'origine, les deux composantes neutrons et  $\gamma$  se mélangent. Nous utilisons alors, pour séparer les deux composantes, les spectres en temps de vol car les  $\gamma$  émis lors de la réaction ont un temps de vol beaucoup plus court que celui des neutrons dont la vitesse est de l'ordre de 0.3 c (le temps de vol des  $\gamma$  est de 10 ns et est de l'ordre de 30 ns pour les neutrons) La figure IV-16 montre qu'il est aisé de séparer ces deux composantes.

Le pic  $\gamma$  sert de plus de référence dans le calcul du temps de vol pour des neutrons. En effet, la pente de la calibration des TDC est déterminée à l'aide d'un générateur (cf. IV-3-a) mais sans ordonnée à l'origine. Afin de connaître précisément la position du pic  $\gamma$ , nous avons

réalisé une mesure de  $^{11}\text{Be}$  sur cible d'au car beaucoup plus de  $\gamma$  sont produits dans ce cas. Nous avons cependant préféré ajuster la position du pic  $\gamma$  pour chacun des runs ( $^{11}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Li}$  et  $^9\text{Li}$ ) de façon à avoir une meilleure détermination de l'énergie des neutrons (un décalage de 30 canaux sur 2048 de la position du pic  $\gamma$  entraîne une variation de l'énergie neutron de 6 MeV).

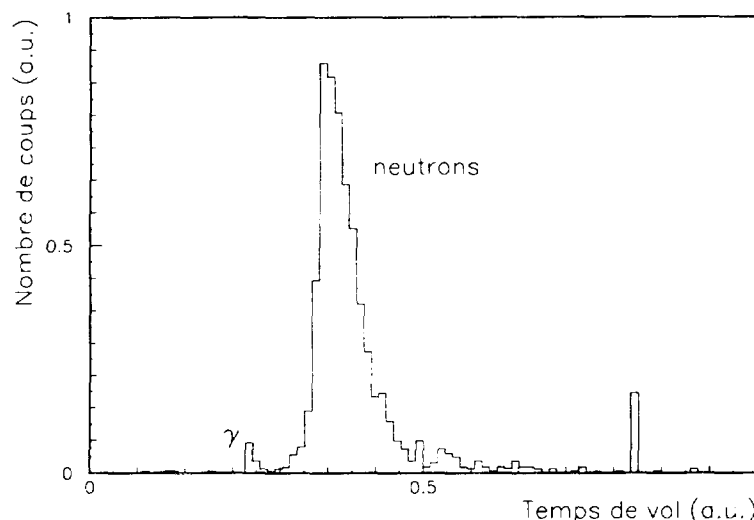


Fig. IV-16 : Spectre en temps de vol permettant de séparer les neutrons des  $\gamma$  émis de façon prompte lors de la réaction.

### ***b - Contamination par des particules chargées***

Lors des réactions de cassure du cœur (type  $^{11}\text{Be} \rightarrow \text{Li}$  ou  $\text{He}$ ), au moins un proton, deuton ou triton, est produit et, contrairement au fragment lourd, il n'est pas stoppé dans le télescope. Certains vont donc être émis vers l'avant et détectés dans les scintillateurs.

#### **i - Principe de discrimination**

La discrimination de forme n'est pas possible entre un neutron et un proton car, comme nous l'avons dit, la détection du neutron se fait essentiellement de façon indirecte par celle de ses protons de recul. Par conséquent, la forme du signal sera la même. Par contre, le libre parcours moyen d'un proton arrivant à la même énergie qu'un neutron dans le détecteur est beaucoup plus faible à cause de ses interactions avec les électrons du milieu et il est complètement stoppé en ionisant les molécules du scintillateur. Il dépose alors la totalité de son énergie. Le neutron, lui, cède son énergie principalement par des chocs élastiques et inélastiques et a donc une grande probabilité de ressortir du détecteur en n'ayant alors laissé qu'une partie de son énergie.

#### **ii - Discrimination neutrons / particules chargées**

Nous voyons sur le spectre bidimensionnel (Charge totale déposée - Temps de vol) de la figure IV-17 que les neutrons occupent un triangle, l'arête supérieure correspondant à des neutrons complètement stoppés qui ont cédé la totalité de leur énergie au milieu scintillant.

alors que les particules chargées forment des lignes bien distinctes. La séparation des signaux correspondant à différentes particules chargées s'explique par les pouvoirs d'ionisation différents des particules considérées. On confirme que ces lignes correspondent à des particules chargées et que celles-ci sont issues de la fragmentation du faisceau secondaire en regardant la matrice (Charge totale déposée - Temps de vol) pour le  $^{11}\text{Be}$  en coïncidence avec un fragment de  $^{10}\text{Be}$ , réaction dans laquelle aucune particule chargée n'est produite. Le résultat est présenté figure IV-18.

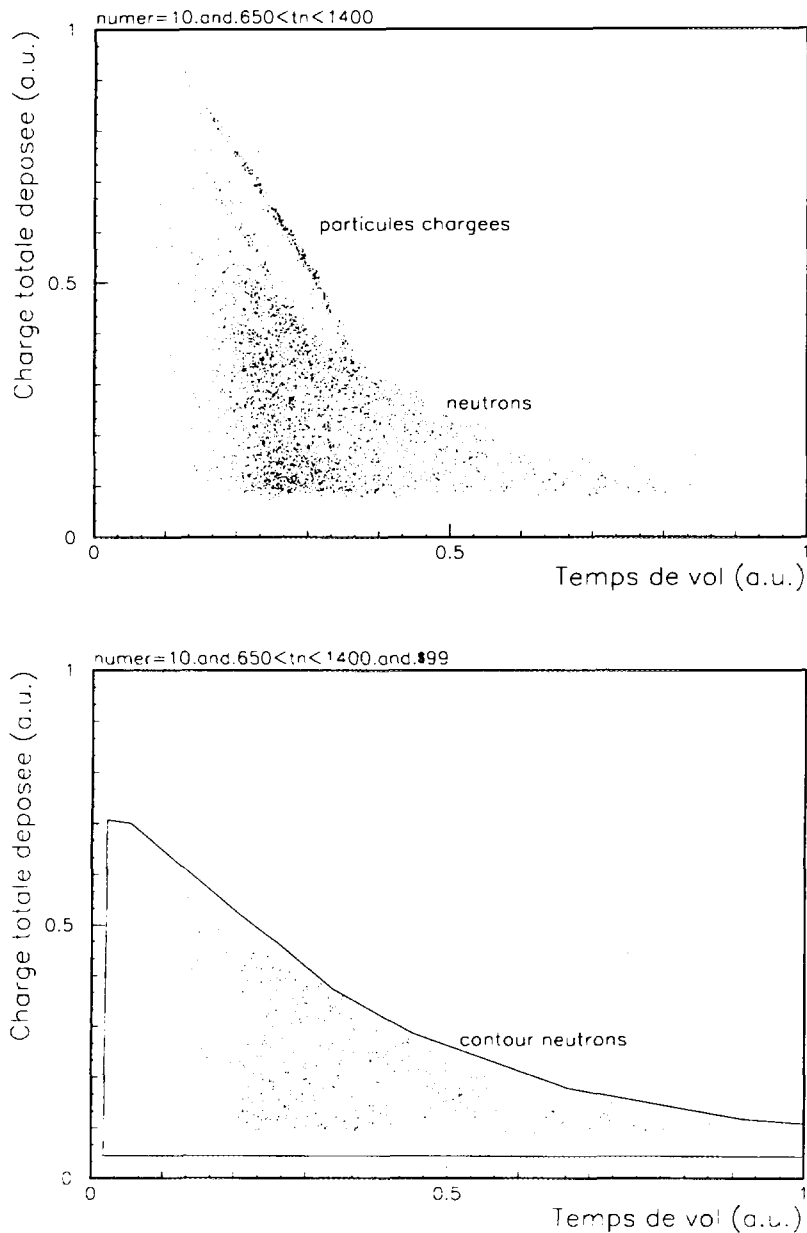


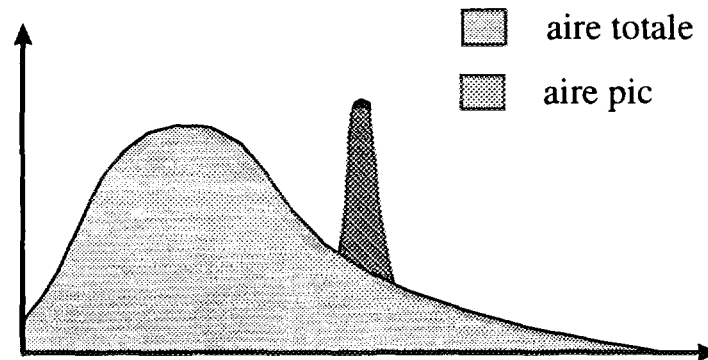
Fig IV - 17 (haut) et 18 (bas) : Matrice d'identification (Charge déposée versus Temps de vol) inclusive (haut) et en coïncidence avec un  $^{10}\text{Be}$  (bas).

Pour chacun des détecteurs, on réalise un contour tel qu'il est représenté sur la figure IV-18. De la même façon que pour la sélection neutrons- $\gamma$ , chacun des spectres réalisés ensuite se fera en coïncidence avec un "OU" de l'ensemble des contours réalisés pour les 29 détecteurs.

Cependant, comme nous le voyons sur la figure IV-17, des particules chargées légères (protons, deutons et tritons) se trouvent dans la "zone neutron" et nous ne pouvons pas les éliminer directement. La seule solution consiste à essayer d'estimer le nombre de ces particules contaminantes, mais ceci nécessite une statistique suffisante. Nous avons essayé de faire des "tranches" en charge déposée et de les projeter sur la composante énergie mais le nombre trop faible d'événements dans chaque détecteur et pour chaque sélection ne nous a pas permis de définir correctement des coefficients de correction. Avec une statistique importante, nous aurions pu obtenir i spectres de la forme représentée sur la figure IV-19 et définir un nombre de coups corrigé  $N_{\text{corr}}$  :

$$N_{\text{corr}} = \sum_i N_i \times \frac{S_{\text{tot},i} - S_{\text{pic},i}}{S_{\text{tot},i}}$$

$N_{\text{tot},i}$ ,  $S_{\text{tot},i}$  et  $S_{\text{pic},i}$  correspondant respectivement au nombre total d'événements, à la surface totale et à la surface de la partie supérieur du pic de la  $i^{\text{ème}}$  tranche.



*Fig. IV-19 : Principe de correction à l'aide du rapport des intégrales correspondant au fond physique et au pic à éliminer.*

Ne pouvant éliminer cette contribution, nous devons la considérer lors de l'interprétation des spectres; cependant nous pouvons remarquer 2 points :

- 1- cette contamination est très faible et disparaît totalement pour les détecteurs placés au delà de 7 degrés;
- 2- la contamination est identique pour le noyau à halo et pour son noyau cœur. Cette contribution s'éliminera donc dans la procédure de soustraction des données du cœur. Nous avons vérifié cette hypothèse en comptant, pour chacun des détecteurs, le nombre de coups se trouvant **en dehors** du contour neutron, c'est-à-dire le nombre d'événements "particules chargées". Ce nombre est identique lorsque l'on considère le noyau à halo ( $^{11}\text{Be}$  ou  $^{11}\text{Li}$ ) et son noyau cœur ( $^{10}\text{Be}$  ou  $^9\text{Li}$  respectivement), alors que le nombre d'événements neutrons est plus important dans le cas des noyaux à halo. Ceci confirme que le nombre de particules chargées contaminantes est la même dans les deux cas.

Le spectre présenté figure IV-17 correspond à un détecteur d'épaisseur 15 cm. Pour les petits détecteurs centraux, le spectre est différent car l'épaisseur plus faible (10 cm) ne permet pas de stopper complètement les particules chargées. Ainsi, nous observons un rebroussement des lignes pour les plus grandes énergies (plus petits temps de vol, cf. fig. IV-20). Ceci rend d'autant plus difficile la réalisation d'un contour et nous avons dû éliminer du traitement les détecteurs numéro 5 et 6 pour lesquels cette contamination était trop critique.

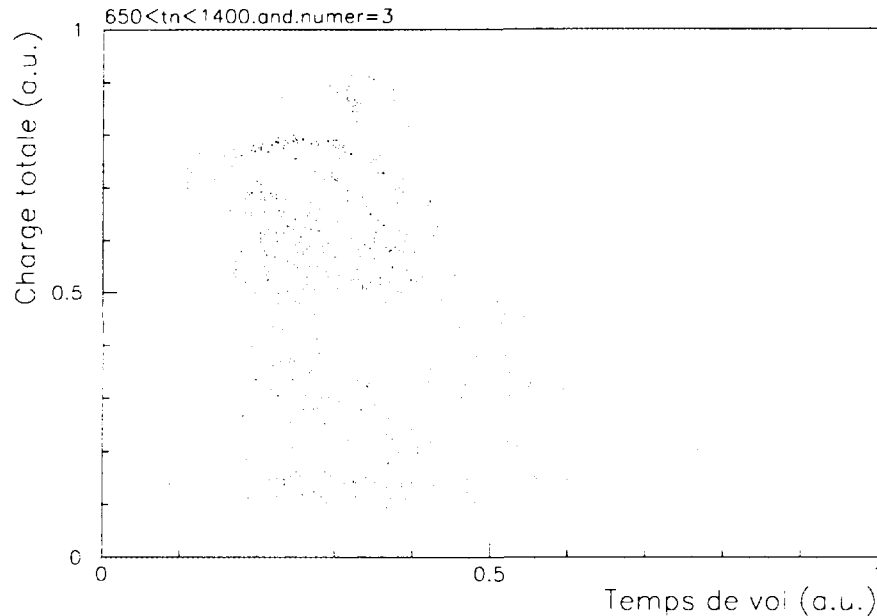


Fig. IV - 20 : Matrices d'identification (Charge déposée - Energie) pour un petit détecteur central.

### 3 - Efficacité de détection

Après avoir sélectionné les neutrons, il est nécessaire d'appliquer deux types de correction afin de tenir compte du filtre expérimental. La première correction concerne l'efficacité en énergie; la seconde concerne l'efficacité géométrique tenant compte de la taille des détecteurs et des angles non couverts.

#### *a - Efficacité en énergie*

L'efficacité de détection d'un neutron est inférieure à 100 % car, en fonction de son énergie, le neutron a une probabilité de ne pas être détecté à cause de son libre parcours moyen important dans le scintillateur. Lorsque nous détectons un neutron de  $X$  MeV, le nombre réel d'événements à comptabiliser est alors :

$$N = 1/P(X)$$

$P(X)$  étant la probabilité (entre 0 et 1) de détecter un tel événement.

L'énergie du neutron est déterminée à partir de la mesure de son temps de vol entre la cible et le détecteur:

$$E_n = 939.55 (\gamma - 1) \quad \text{en MeV}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{(1 - v_n/c)^2}} \quad \text{avec } v_n = t_n/d$$

où  $v_n$ ,  $t_n$  et  $d$  représentent respectivement la vitesse du neutron, son temps de vol et la distance entre la cible et les détecteurs.

L'efficacité de détection dépend de la profondeur du détecteur. Elle a été déterminée pour les détecteurs de 15 cm à partir d'une mesure auprès du générateur de neutrons de 14 MeV du Département de Physique des Réacteurs de Chalmers University of Technology à Göteborg en Suède et a été extrapolée à l'aide d'une simulation du type Monte-Carlo [des91]. Connaissant la courbe d'efficacité des gros détecteurs, nous avons utilisé la formule suivante pour déduire celle des petits détecteurs centraux de 10 cm de profondeur :

$$eff = 1 - e^{-\alpha x} \quad \text{où } \alpha \text{ est un coefficient dépendant de la nature du scintillateur et } x \text{ la profondeur du détecteur.}$$

Le facteur de correction en énergie est finalement :

$$\varepsilon_{en}(E) = \frac{1}{eff(E)}$$

La courbe d'efficacité en énergie pour les trois types de détecteur est présentée sur la figure IV-21. Elle est réalisée à partir d'un point de mesure à 14.1 MeV et extrapolée pour les autres énergies par une simulation Monte Carlo.

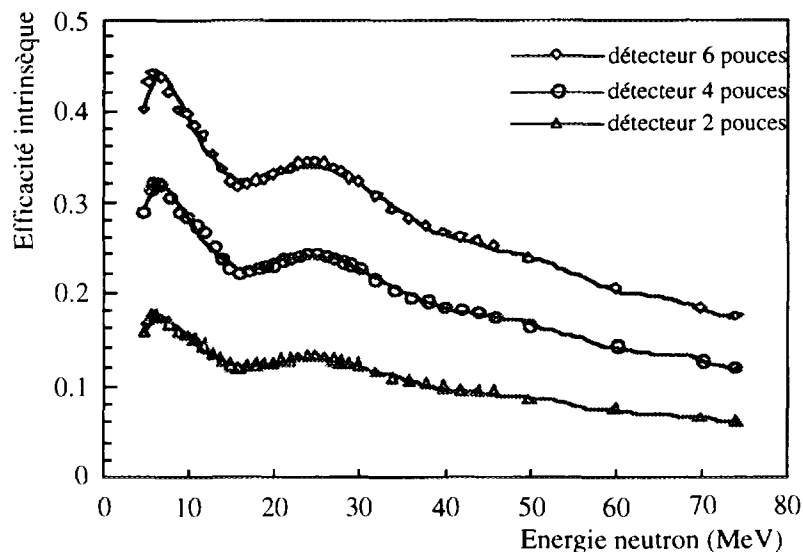


Fig. IV-21 : Courbes d'efficacité en énergie pour les 3 types de détecteurs  
courbe inférieure : petits détecteurs; courbe supérieure : gros détecteurs.

## b - Efficacité géométrique

Pour reconstruire la distribution angulaire ou en moment des neutrons issus de la réaction, il faut connaître exactement le nombre de neutrons émis à un angle donné. Ne détectant pas tous les neutrons, il faut corriger le nombre de coups dans chaque détecteur par deux facteurs :

- le premier consiste à normaliser le nombre de coups par rapport à l'angle solide couvert par le détecteur. Cela revient à considérer les détecteurs comme ponctuels et à supposer que tous les neutrons sont détectés au même angle, celui du détecteur  $\theta_{det}$ . Le facteur de correction est alors  $1/\Delta\Omega(\theta_{det})$ .
- le second consiste à tenir compte de l'angle azimutal  $\phi$  et à intégrer sur cet angle pour tenir compte de tous les angles  $\theta$  possibles. Le facteur de correction est  $2\pi\sin\theta$

Le facteur géométrique total s'écrit donc :

$$\varepsilon_{geo}(\theta) = \frac{2\pi\sin\theta}{\Delta\Omega(\theta)}$$

Dans un premier temps, la valeur des angles solides des différents détecteurs a été calculée en utilisant les valeurs de surfaces mesurées pour les précédentes expériences et la formule  $\Delta\Omega = \Delta S/r^2$ . Cependant, pour augmenter la statistique à un angle donné et ainsi réduire les incertitudes, nous avons disposé les détecteurs en couronne autour de l'axe du faisceau, plaçant alors 4 détecteurs au même angle  $\theta$  (cf. fig. III-22). Outre l'amélioration de la statistique, ceci nous permet également de vérifier le bon centrage du faisceau et la compatibilité des taux de comptages des différents détecteurs à l'intérieur d'une même couronne.

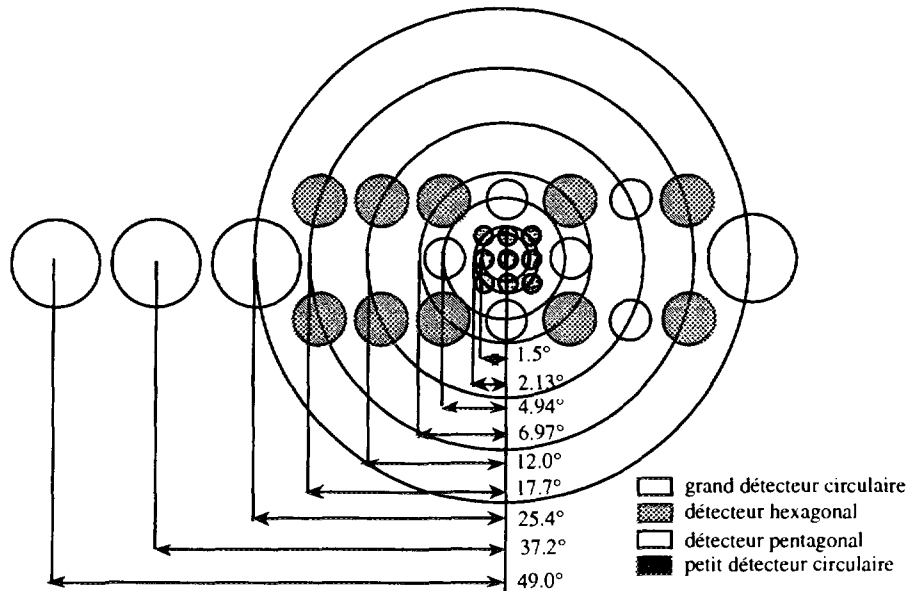


Fig. III-22 : Disposition des détecteurs à neutrons suivant des couronnes pour augmenter la statistique à un même angle.



Nous avons, dans la couronne placée à 12 degrés, deux types de détecteurs (hexagonaux et pentagonaux) ayant des angles solides différents. En vérifiant le rapport des taux de comptage pour les deux types de détecteur, nous avons remarqué que celui-ci était différent du rapport des angles solides d'environ 20 %. Nous avons alors fait des tests sur ces deux types de détecteurs afin de vérifier le rapport d'efficacité totale et nous avons trouvé :

$$\frac{\varepsilon(\text{hexagonal})}{\varepsilon(\text{pentagonal})} = 1,5$$

Dans l'expérience précédente, la valeur de ce rapport était de 1.29 soit une différence de 17.5 %, très proche de ce que nous avons observé avec les taux de comptage.

Cette différence vient de la façon de calculer la surface "utile" des détecteurs hexagonaux et pentagonaux (*cf. fig. III-5*). La surface qu'il faut considérer est celle pointant réellement la cible et non celle calculée comme étant le simple rapport volume/profondeur. Les valeurs corrigées des angles solides sont celles présentées dans le tableau III-4 du chapitre IV.

Le facteur global de correction tenant compte de la géométrie et de l'efficacité en énergie est finalement :

$$\varepsilon(E, \theta) = \frac{2\pi \sin\theta}{\Delta\Omega(\theta) \cdot \text{eff}(E)}$$

#### **4 - Simulation du filtre expérimental:**

Afin de valider les corrections que nous avons définies ci-dessus et de tenir compte d'autres effets possibles du filtre expérimental, j'ai réalisé une simulation de la réponse du dispositif expérimental.

##### ***a - Programme de simulation***

Ce programme est basé sur le principe décrit par la figure IV-22. Il se décompose en six étapes :

A → initialisation des différents paramètres (géométrie et composition du dispositif expérimental...), lecture des paramètres utilisateurs (choix de la distribution en moment des neutrons, largeur, énergie initiale, valeurs des stragglings en énergie...), définition des spectres résultats, calcul de l'énergie moyenne du faisceau et de son moment...

B → génération d'un neutron dans le repère lié au noyau (tirage aléatoire sur  $4\pi$ ). L'impulsion du neutron est la seule variable tirée selon une loi de distribution (Gaussienne ou Lorentzienne).

C → calcul de l'énergie et du moment du faisceau tenant compte des différents stragglings dans les détecteurs et la cible. Ce calcul est inspiré de [rii94].

D → calcul de l'impulsion du neutron généré dans le laboratoire par composition de son moment propre et de celui du faisceau. Incrémentation des spectres correspondant à une détection 100 % (sans filtre expérimental).

E → sélection des neutrons "vers l'avant", c'est-à-dire se trouvant dans le rectangle défini par les positions extrêmes des détecteurs en  $x$  et  $y$ . Prise en compte de l'incertitude sur le temps de vol dû à l'incertitude sur la position du détecteur. Incrémentation des spectres correspondants.

F → sélection des neutrons dont la trajectoire coïncide avec un détecteur. Les angles considérés sont alors ceux des détecteurs. Incrémentation des spectres correspondants avec les corrections géométriques définies au paragraphe précédent.

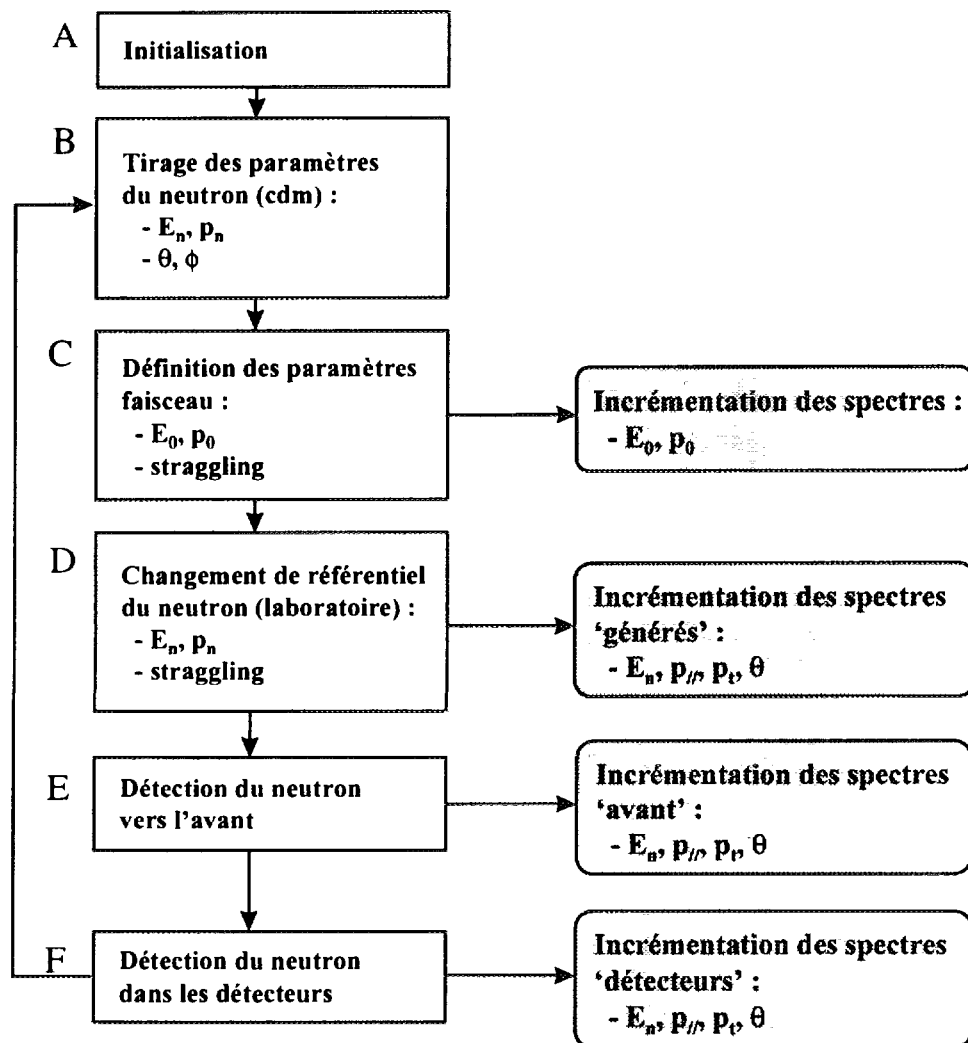


Fig. IV-22 : Principe de fonctionnement du programme de simulation du filtre expérimental des détecteurs à neutrons.

## b - Résultats

Afin de vérifier que les effets du filtre expérimental sont bien pris en compte, nous devons comparer les distributions générées (étape D) aux distributions détectées et corrigées (étape F). L'exemple présenté figure IV-23 montre que la distribution angulaire est parfaitement reproduite. L'ajustement de cette distribution F nous donne une largeur  $\Gamma$  identique à celle introduit à l'étape A de la simulation.

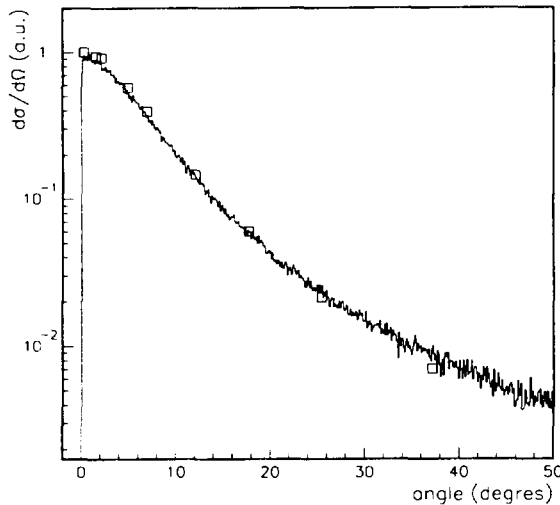


Fig. IV-23 : Résultats de la simulation pour la distribution angulaire de neutrons. Événements générés (trait plein) et événements reconstruits après le filtre expérimental (carrés vides).

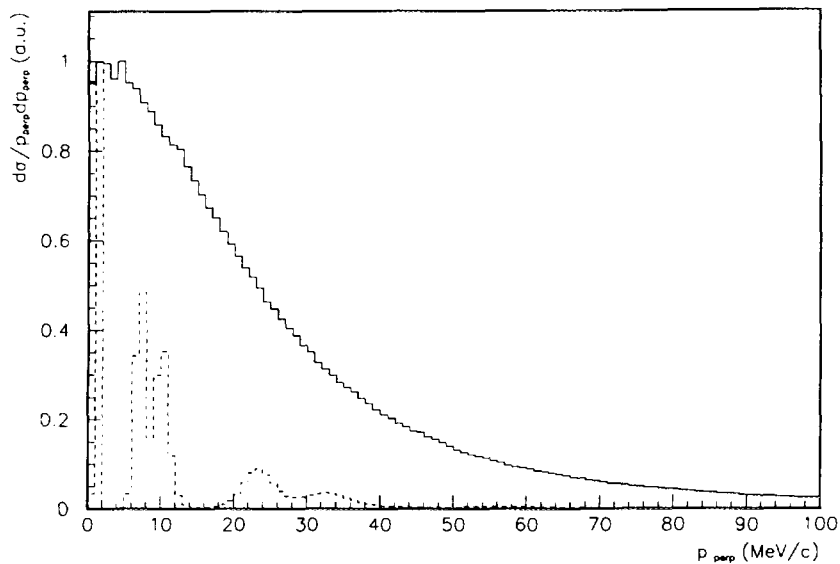
Cependant, la correction n'est possible de façon exacte que pour des variables indépendantes (comme l'énergie ou l'angle  $\theta$ ). Pour des variables combinées, comme le moment parallèle ou le moment perpendiculaire, la correction ne sera, au mieux, qu'approchée. Pour bien comprendre ce qui se passe, comparons la distribution angulaire et la distribution en moment parallèle. L'angle  $\theta$  du neutron est directement celui du détecteur alors que le moment parallèle du neutron est calculé à partir de son énergie, donc de son temps de vol et en le projetant sur l'axe z.

$$p_{\parallel} = p_n \cos\theta \quad \text{avec} \quad p_n = \sqrt{(E_n + M_n)^2 - M_n^2}$$

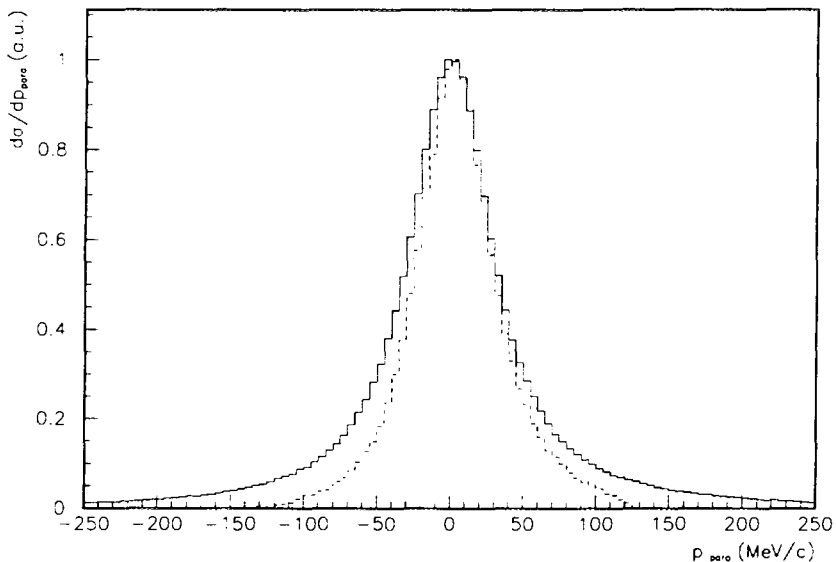
où  $E_n$  et  $M_n$  sont l'énergie et la masse du neutron.

- Pour la distribution angulaire, quand nous détectons  $X$  neutrons dans un détecteur, nous savons que cela correspond à  $X_{\text{corr}}$  neutrons émis à  $\theta_{\text{détecteur}}$ . Il existe des angles auxquels ne correspondent aucun détecteur mais ceci ne modifie en rien la forme de la distribution réelle obtenue par interpolation entre les différents points de mesure.

- Pour la distribution en moment parallèle, les  $X$  neutrons détectés ont chacun une énergie différente (distribuée autour de celle du faisceau) et donc un moment parallèle différent. Il n'est donc pas possible d'interpoler la distribution. Un neutron avec un moment parallèle bien défini  $p_{\parallel}$  peut se trouver à différents angles  $\theta$  du à sa distribution en énergie. Cet effet est encore beaucoup plus sensible pour la distribution en moment perpendiculaire (cf. fig. IV-24) car c'est le sinus de l'angle qui intervient (à petits angles, le sinus varie très vite). Au contraire, pour la distribution en moment parallèle, les effets sont limités (cf. fig. IV-25). Je reviendrai plus longuement sur ces effets sur la distribution en moment parallèle dans la partie interprétation des résultats (chapitre V).



*Fig. IV-24 : Résultat de la simulation pour la distribution en moment perpendiculaire avant le filtre expérimental (trait plein) et après le filtre expérimental (trait pointillé)*



*Fig. IV-25 : Résultat de la simulation pour la distribution en moment parallèle avant le filtre expérimental (trait plein) et après le filtre expérimental (trait pointillé)*

## 5 - Centrage du faisceau

Les détecteurs sont positionnés par rapport à l'axe du faisceau passant par le détecteur central. Un déplacement du centre du faisceau par rapport à cet axe entraîne une modification de l'angle (observé) d'émission des neutrons. Il est donc très important de vérifier le bon

centrage du faisceau, celui-ci ayant été réalisé avant le début de l'expérience par alignement du télescope et du détecteur à neutrons central sur l'axe théorique du spectromètre.

Nous avons utilisé pour cette vérification le fait que la distribution angulaire possède une symétrie de révolution par rapport à l'axe physique du faisceau. Nous avons dans un premier temps essayé de reproduire le nombre de coups bruts dans chaque détecteur par la somme de deux Gaussiennes afin de reproduire les distributions Lorentziennes attendues. Les paramètres de largeur étaient assez contraints alors que les positions des centres étaient libres mais identiques pour les deux Gaussiennes. Le poids des gros détecteurs aux grands angles étant trop important, aucun décalage significatif et reproductible n'a été observé.

Nous avons repris la même procédure en nous limitant aux détecteurs centraux (les plus sensibles à un éventuel décalage) mais l'ajustement n'était plus assez contraint (tous les points se trouvant au sommet des Gaussiennes) et divergeait.

Nous avons utilisé une seconde méthode plus simple et plus fiable qui consiste à calculer le barycentre des 9 détecteurs centraux ayant comme poids leur nombre de coups respectif. Cependant, comme la distribution n'est pas monotone mais Gaussienne, ce qui est perdu dans un décalage par un détecteur n'est pas forcément récupéré par son symétrique par rapport au centre théorique de la distribution. Ceci est illustré par la figure IV-25. Dans le cas d'une distribution monotone, ce qui est "perdu" par le détecteur A est récupéré par le détecteur B et le barycentre nous renseigne sur le milieu exact de la distribution. Dans le cas d'une distribution Gaussienne, ce qui est perdu par A n'est pas complètement récupéré en B car les pentes de la distribution ne sont pas les mêmes. Dans ce cas, il y aura un décalage entre le centre réel de la distribution et le barycentre des deux détecteurs.

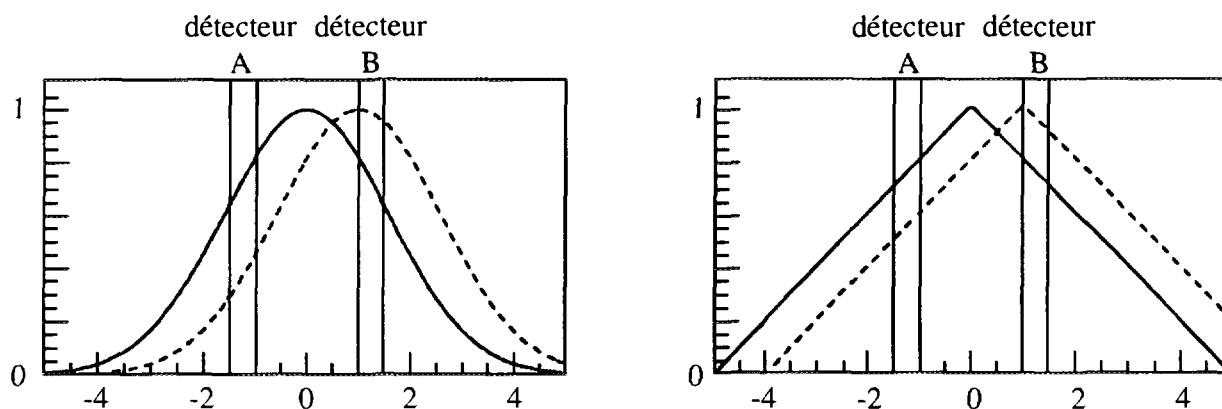


Fig. IV-26 : Différence entre une distribution Gaussienne (gauche) et "monotone"(droite).

Cependant, quand il s'agit de faibles décalages, la méthode des barycentres peut tout à fait s'appliquer. Pour vérifier l'ordre de grandeur de l'éventuel décalage, nous avons réalisé une première simulation avec des décalages inférieurs à 0.5 degré, c'est-à-dire pour lesquels le centre est toujours dans le détecteur central, et une seconde avec des décalages supérieurs à 1 degré, c'est-à-dire en dehors du détecteur central.

- dans le premier cas, la différence de taux de comptage est sensible sur les petits détecteurs (1 à 9), compatible avec ce que nous observons, très peu sensible sur les détecteurs moyens (10 à 25) et totalement insensible sur les gros détecteurs (26 à 29).
- dans le deuxième cas, la différence est très visible sur les petits détecteurs et ne peut être interprétée comme des différences d'efficacité intrinsèque, sensible sur les détecteurs moyens et visible sur les gros détecteurs.

Nous avons observé pour toutes les mesures ( $^{11}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{10}\text{Be}$  et  $^9\text{Li}$ ) des taux de comptage absolument identiques aux erreurs statistiques près pour tous les détecteurs moyens et gros (excepté le problème de la couronne à 12 degrés évoqué plus haut). Nous en concluons donc que si décalage il y a, celui ci doit être faible et inférieur dans tous les cas à l'incertitude sur la position provenant de la largeur du détecteur. Nous avons cependant appliqué la méthode du barycentre en prenant différents couples de détecteurs et nous avons trouvé un ensemble de résultat compatibles. La valeur moyenne du décalage trouvée est :

$$\begin{array}{ll} \Delta y = 0.4 \text{ cm} & \text{soit } \Delta\theta = 0.07 \text{ degré} \\ \Delta x = -0.6 \text{ cm} & \text{soit } \Delta\theta = 0.1 \text{ degré} \end{array}$$

Dans la suite de l'analyse, nous avons négligé ce décalage et sommé les contributions des détecteurs se trouvant au même angle  $\theta$ . Les valeurs des angles utilisés sont regroupées dans le tableau III-4.

## 6 - Fenêtres de sélection en énergie

### *a - Sélection des neutrons du halo*

A partir des spectres en temps de vol des neutrons, il est possible d'obtenir les spectres en énergie permettant de séparer les neutrons en fonction de leur provenance (projectile ou cible...), le but étant d'isoler au maximum les neutrons venant du halo. Les figures IV-27 a, b et c représentent les spectres en énergie pour les runs de  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$  et la soustraction des deux sur cible de Be en coïncidence avec des fragments He en voie de sortie.

Les spectres s'étendent sur une gamme allant de 5 à 100 MeV environ. Les distributions sont bien centrées comme nous l'attendons autour de l'énergie du faisceau au milieu de la cible, soit 40 MeV. Nous pouvons cependant considérer trois régions :

1 -  $E_n < 20 \text{ MeV}$  : les neutrons proviennent essentiellement de la cible. Il s'agit de neutrons dits d'évaporation. On voit d'ailleurs qu'ils sont présents en quantité égale pour les deux faisceaux de  $^{10}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Be}$  (soustraction nulle). On peut vérifier ceci avec les distributions angulaires de ces neutrons qui sont totalement isotropes au delà de 3 degrés.

2 -  $E_n > 60 \text{ MeV}$  : les neutrons disparaissent après soustraction et ne proviennent donc pas du halo (dans le cas du  $^{11}\text{Be}$ ). Ceci est confirmé par leur distribution angulaire qui est très large. Ces neutrons de haute énergie peuvent provenir de la cible ou du projectile. Pour le projectile, on peut expliquer la présence de neutrons avec de telles énergies en composant le moment du faisceau avec le moment de Fermi pour les nucléons les plus liés (ceux du cœur)

qui donne une énergie maximale de l'ordre de 110 MeV. De la même façon, certains neutrons de haute énergie pourraient provenir de la cible car le  $^9\text{Be}$  a une énergie de séparation  $S_n$  assez faible (1.6 MeV) en comparaison de l'énergie de séparation  $S_{2n}$  du  $^{10}\text{Be}$ . On peut alors imaginer un processus de "knock out" dans lequel le neutron de la cible est éjecté de celle-ci par un  $^{10}\text{Be}$  lui communiquant la plus grande partie de son énergie.

3 -  $20 < E_n < 60 \text{ MeV}$  : ces neutrons proviennent à la fois du halo et du cœur du noyau. Nous utiliserons par la suite cette sélection en énergie.

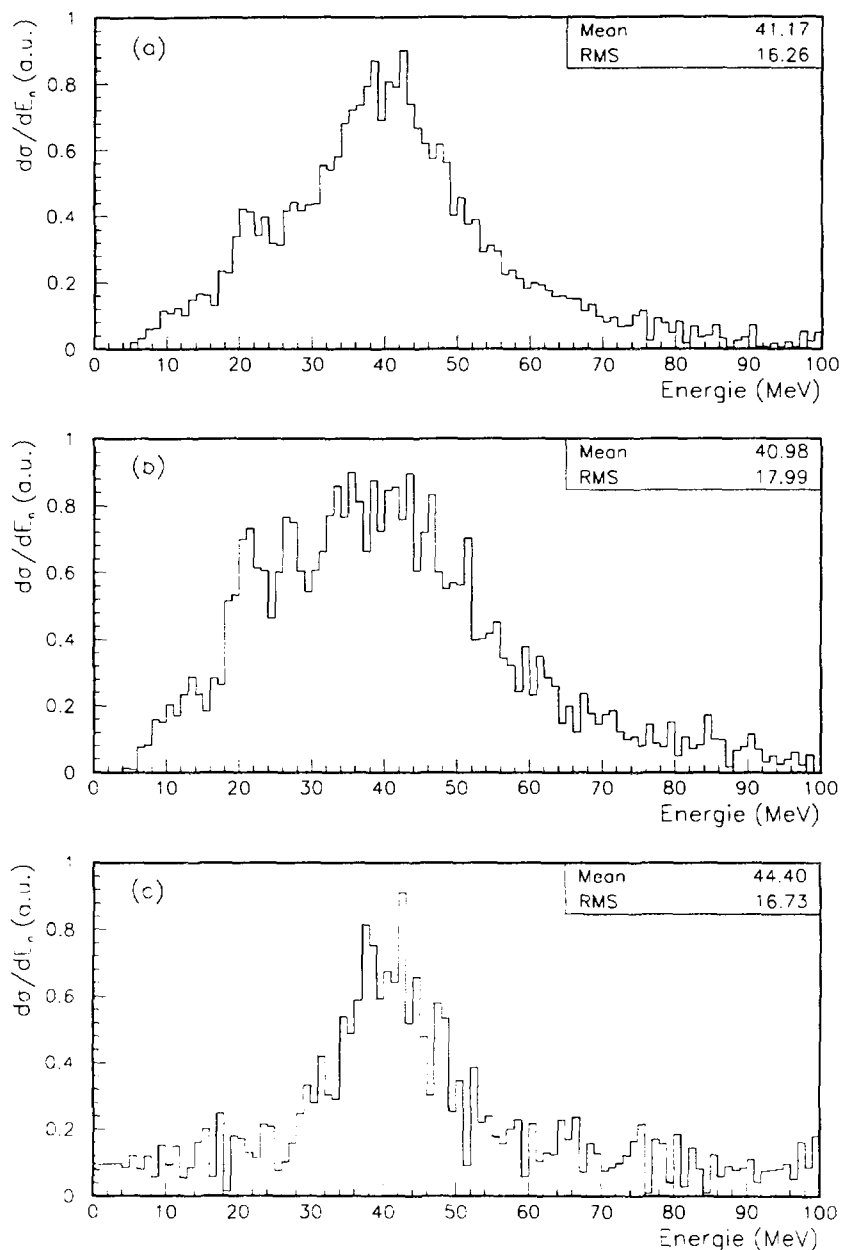


Fig. IV-27 a, b et c : Spectres en énergie des neutrons issus du  $^{11}\text{Be}$  (a), du  $^{10}\text{Be}$  (b) et leur soustraction (c) en coïncidence avec des fragments de Li.

## b - Elimination des voies de réactions conservant la charge du projectile

Nous avons éliminé de l'analyse les voies de réactions conservant la charge de l'ion incident ( $^{11}\text{Be} \rightarrow ^A\text{Be} + n$  et  $^{11}\text{Li} \rightarrow ^A\text{Li} + n$ ) après l'étude des spectres correspondant aux distributions en moment parallèle (le moment parallèle est similaire à l'énergie car  $p_{\parallel} = f(E) \times \cos\theta$  et la majorité des événements sont à  $\theta < 20$  degré).

Les figures IV-28 et 29 présentent les distributions en moment parallèle correspondant au faisceau de  $^{11}\text{Be}$  en coïncidence avec des fragments chargés de Li (IV-28) et de  $^{10}\text{Be}$  (IV-29). On observe, pour les fragments de Li, que le centre de la distribution se trouve autour de  $270 \text{ MeV}/c$ , tout à fait en accord avec les calculs cinématiques ( $p_0 = 271 \text{ MeV}/c$ ). Par contre, le centre de la distribution correspondant aux fragments de  $^{10}\text{Be}$  est décalé à plus basse énergie, autour de  $220 \text{ MeV}/c$ . L'explication se trouve dans le fait que les réactions de dissociation, favorisées par un  $Z$  élevé, ont lieu principalement dans le détecteur à implantation E3 ( $\langle Z_{E3} \rangle = 54$ ) quand l'ion incident est déjà ralenti et non dans la cible ( $Z = 4$ ). Il est, en effet, impossible de connaître la masse de l'ion en  $\Delta E2$  et donc de différencier les dissociations ayant lieu dans la cible de celles ayant lieu dans le détecteur E3.

En nous basant sur les paramétrisations des sections efficaces présentées figure II-7, nous avons estimé le taux de réaction de dissociation à 20 % dans la cible et à 80 % dans le détecteur. En simulant cette situation, nous obtenons la courbe en pointillé de la figure IV-29. On voit que l'accord est très satisfaisant entre les données et la simulation.

Par conséquent, il est impossible de séparer les isotopes de  $^{10}\text{Be}$  des isotopes plus légers (même chose pour le  $^{11}\text{Li}$ ) et nous avons totalement éliminé ces voies de réaction de notre étude.

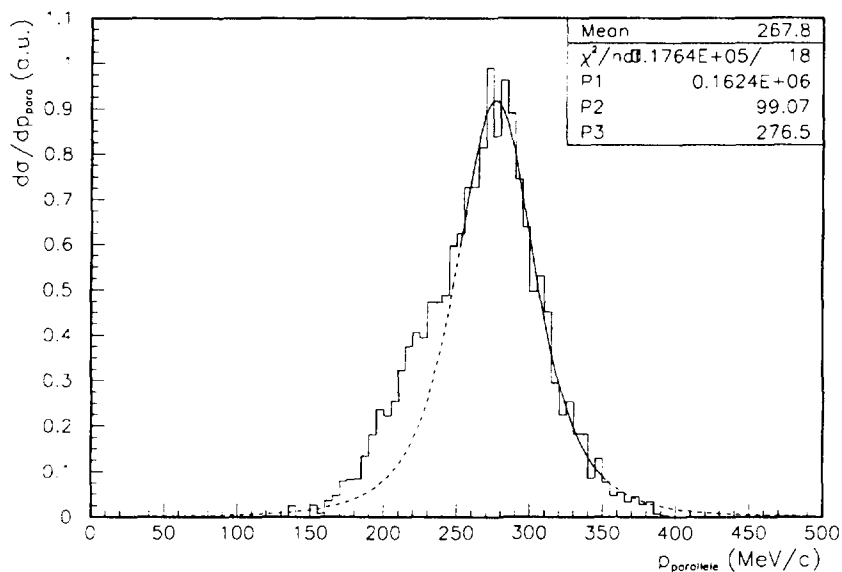


Fig. IV-28 : Distribution en moment parallèle pour le faisceau de  $^{11}\text{Be}$  en coïncidence avec les fragments chargés de Li et son ajustement par une distribution Lorentzienne. Le maximum se situe autour de  $270 \text{ MeV}/c$



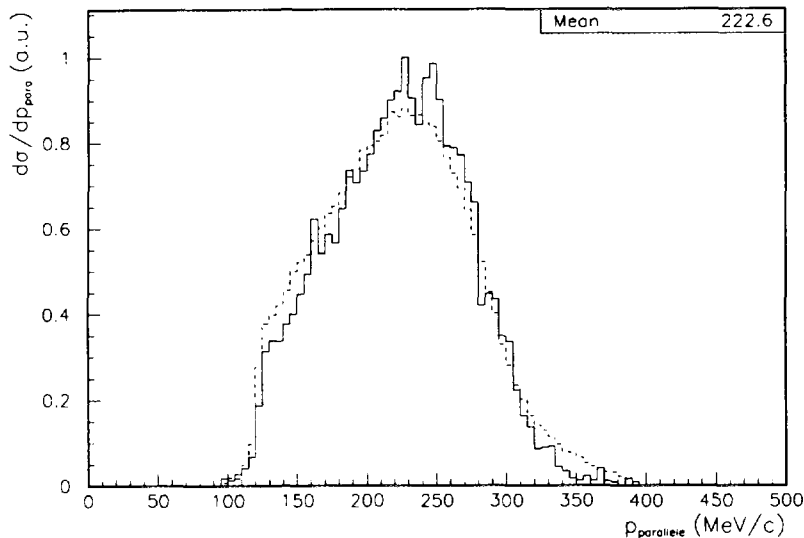


Fig. IV-29 : Distribution en moment parallèle pour le faisceau de  $^{11}\text{Be}$  en coïncidence avec les fragments chargés de  $^{10}\text{Be}$ . La courbe trait pointillé représente la simulation (cf. texte). Le maximum se situe autour de 220 MeV/c.

## IV - Programme d'analyse

### 1 - Pourquoi utiliser PAW

Nous avons vu dans le chapitre III qu'un événement contient un grand nombre de paramètres qu'il est très important de traiter comme un "ensemble" afin, entre autre, de pouvoir extraire une donnée en fixant des conditions (numériques ou graphiques) sur un ou plusieurs autres paramètres. Par exemple, les distributions sont conditionnées par un filtre graphique sur la matrice ( $\Delta E1$ - Temps de vol) (contour 1) pour sélectionner l'ion incident, un second sur la matrice ( $\Delta E2$ - E3) pour choisir le fragment chargé en voie de sortie (contour 2, 3 ou 4) et une condition numérique sur l'énergie des neutrons. La structure matricielle à  $N$  dimensions qui permet de tels traitements est appelée NTUPLE dans PAW

Comme il était important, afin de comparer rapidement les résultats obtenus, d'utiliser le même outil de dépouillement que nos collègues suédois et que le dépouillement a coïncidé avec la migration du système informatique de l'IPN de VMS vers Unix, nous avons utilisé le programme de dépouillement PAW. L'ensemble des procédures réalisées sous VMS ont pu sans problème être adaptées aux machines Unix.

Le dépouillement de la partie ions lourds n'a pas nécessité l'écriture de procédures particulières car le nombre de corrections à effectuer était relativement limité. Par contre, l'extraction des distributions angulaires et en moment des neutrons était beaucoup plus complexe et j'ai réalisé une procédure automatisée afin, d'une part, de sécuriser les différentes étapes de corrections, d'autre part, de gagner du temps en ayant une interface conviviale entre le traitement des données brutes et l'obtention des différentes distributions. Cette procédure est tout à fait réutilisable pour des expériences futures.

## 2 - Procédure réalisée

La procédure d'extraction des données est schématisée sur la figure IV-31. L'utilisateur doit préciser le canal de réaction souhaité ( $^{11}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{10}\text{Be}$  ou  $^9\text{Li}$ , cible, fragments de sortie) et la distribution à réaliser. Il a la possibilité d'utiliser les options par défaut (fichiers de lecture/écriture...) ou de les préciser. Les différentes distributions réalisables sont les suivantes :

- distribution angulaire;
- distribution en moment parallèle;
- distribution en moment perpendiculaire;
- distribution en énergie;
- distribution en nombre de coups (bruts ou corrigés)

Certaines corrections sont automatiques (sélection des neutrons, angle solide, efficacité en énergie) mais l'utilisateur peut agir sur d'autres (énergie, choix des détecteurs...). Les paramètres de visualisation (condensation histogramme, titre...) sont à préciser et il est également possible de sauvegarder les spectres extraits tandis qu'est automatiquement créé un fichier rappelant les sélections réalisées et contenant tous les paramètres de l'histogramme (paramètres d'extraction, valeur des canaux, incertitudes...). L'ensemble de la procédure peut être lancé par un programme de commande permettant d'obtenir une automatisation complète.

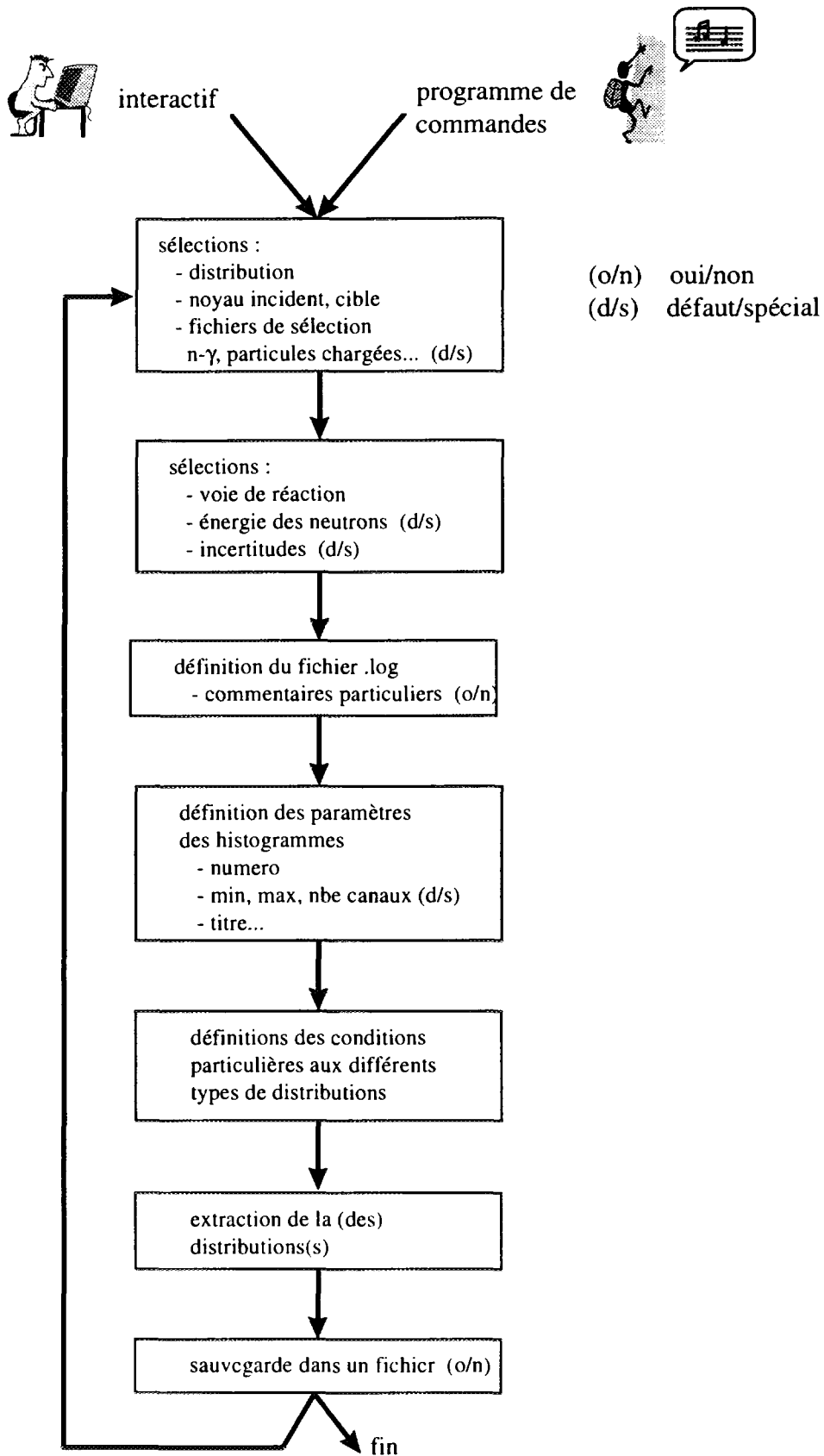


Fig. IV-27 : Structure du programme d'extraction des distributions de neutrons utilisant l'architecture PAW.

# Chapitre V : Résultats et Interprétations

## I - Introduction

*"Ce qui reste éternellement incompréhensible dans la nature, c'est qu'on puisse la comprendre" A. Einstein.*

Après la présentation du travail d'analyse des données "ions lourds" et "neutrons", ce chapitre présentera les résultats obtenus et leurs interprétations.

Dans la première partie, je donnerai rapidement les sections efficaces de réactions des ions lourds et les comparerai à celles obtenues lors d'expériences précédentes. Dans la deuxième partie, on abordera les résultats de la partie "neutrons" en présentant tout d'abord les distributions angulaires, partie principale du travail réalisé. L'interprétation des résultats se fera en parallèle avec une comparaison des données déjà publiées et de récents résultats obtenus à GSI. J'aurais l'occasion d'introduire, pour le noyau de  $^{11}\text{Li}$ , un modèle simple à 3 corps développé par Zhukov et Jonson [zhu95]. Enfin, je finirai par les distributions en moment parallèle que j'ai commencé à étudier. Même si l'analyse de ces distributions ne fournit que des informations qualitatives, elles seront très utiles pour les études futures dans ce domaine. Enfin j'essayerai de tirer quelques conclusions générales sur les résultats obtenus.

## II - Résultats des données "Ions Lourds"

### 1 - Sections efficaces de réaction

La possibilité de sélectionner l'ion incident et le fragment chargé (séparation en  $Z$ ) dans le télescope nous permet de calculer la section efficace de réaction par transmission :

$$\sigma = \frac{N_d A_c}{N_i \mathcal{N}_a e_c \varepsilon} \quad (\text{V-1})$$

où  $N_i$  et  $N_d$  sont respectivement le nombre de noyaux incidents et ayant réagi détectés. Ce sont les deux paramètres que nous avons mesuré, les autres étant fixes :  $A_c$ ,  $e_c$  et  $\mathcal{N}_a$  sont respectivement la masse de la cible (en *u.m.a*), son épaisseur (en  $\text{g/cm}^2$ ) et le nombre d'Avogadro.  $\varepsilon$  est l'efficacité de détection des ions ayant réagi et est de 100 % (*cf. chapitre III*). Le nombre de noyaux incidents est déterminé par le nombre de coups dans le contour 1 et le nombre de noyaux ayant réagi est déterminé par le nombre de coups dans les contours 2, 3 ou 4 (*cf. chapitre IV*). L'incertitude que nous considérerons concernera uniquement  $N_d$ . Elle est estimée en réalisant un contour minimum et un contour maximum.

Les sections efficaces pour les noyaux de  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Li}$  et  $^9\text{Li}$  dans les différentes voies de réaction de cassure du cœur sont présentées dans le tableau V-1 ci dessous. Par manque de temps de faisceau, la cible d'au n'a été utilisée qu'avec le noyau incident de  $^{11}\text{Be}$ .

Voie de réaction	Section efficace	Section efficace
	cible de Be (mbarn)	cible de Au (mbarn)
$^{11}\text{Be} \rightarrow ^A\text{Li}$	$245 \pm 25$	$390 \pm 60$
$^{11}\text{Be} \rightarrow ^A\text{He}$	$125 \pm 20$	$450 \pm 60$
$^{11}\text{Be} \rightarrow Z < 4$	$450 \pm 40$	$1\,500 \pm 200$
$^{10}\text{Be} \rightarrow ^A\text{Li}$	$260 \pm 25$	***
$^{10}\text{Be} \rightarrow ^A\text{He}$	$135 \pm 15$	***
$^{10}\text{Be} \rightarrow Z < 4$	$490 \pm 40$	***
$^{11}\text{Li} \rightarrow ^A\text{He}$	$180 \pm 25$	***
$^{11}\text{Li} \rightarrow Z < 3$	$295 \pm 30$	***
$^9\text{Li} \rightarrow ^A\text{He}$	$190 \pm 25$	***
$^9\text{Li} \rightarrow Z < 3$	$320 \pm 40$	***

Tab. V-1 : Sections efficaces mesurées par transmission pour les noyaux de  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Li}$  et  $^9\text{Li}$ .

## 2 - Comparaison et commentaires

### *a - Résultats du Be*

Nous obtenons, dans la limite des barres d'erreurs, une valeur identique de section efficace pour le  $^{11}\text{Be}$  et pour le  $^{10}\text{Be}$  dans les trois voies étudiées. Ceci est tout à fait en accord avec l'image de la réaction dans laquelle c'est le cœur (identique) qui participe, tandis que le neutron du halo n'est que spectateur. Remarquons que cela n'est plus vrai du tout dès lors que l'on considère la section efficace totale de réaction dans laquelle intervient, entre autres, la section efficace de dissociation beaucoup plus importante dans le cas d'un noyau à halo.

On remarque que la section efficace décroît lorsque la charge du fragment diminue. Si on se place dans l'hypothèse que la cassure du cœur provient d'une réaction directe entre les deux noyaux, c'est à dire que le paramètre d'impact de la réaction est inférieur à la somme des rayons de la cible et du projectile, on peut dire que la réaction donnant un He est plus violente et se fait à plus petit paramètre d'impact que celle donnant un Li. Dans le cadre d'un tel modèle géométrique, on s'attend alors logiquement à une diminution de la section efficace entre la voie Li et celle He.

On peut aussi noter que les résultats obtenus ici sont sensiblement différents de ceux publiés pour le  $^{11}\text{Be}$  lors de la précédente expérience [dog92]. La section efficace était de  $185 \pm 10 \text{ mb}$  pour les fragments de Li et  $60 \pm 10 \text{ mb}$  pour les fragments He. Pour la voie Li, la différence s'explique par une contrainte plus sévère sur les contours alors que, pour les fragments He, le dispositif expérimental précédent avait un seuil de détection placé plus haut coupant une certaine partie des événements. On peut d'ailleurs mentionner qu'il était impossible d'observer les fragments de charge  $Z = 1$ .

On peut aussi comparer les résultats du  $^{11}\text{Be}$  à ceux obtenus avec la cible d'Au de  $Z$  beaucoup plus élevé. On voit que la section efficace dans les voies de cassure du cœur augmente sensiblement (facteur 1.5 pour les fragments de Li). Cependant, cette augmentation est très inférieure à celle de la section efficace de dissociation pour laquelle on observe un facteur 8. Par contre, le fait intéressant est que, pour la cible d'Au, la section efficace de cassure du cœur augmente entre les fragments de Li et ceux de He, contrairement à la cible de Be. Le même effet avait déjà été observé dans l'expérience précédente.

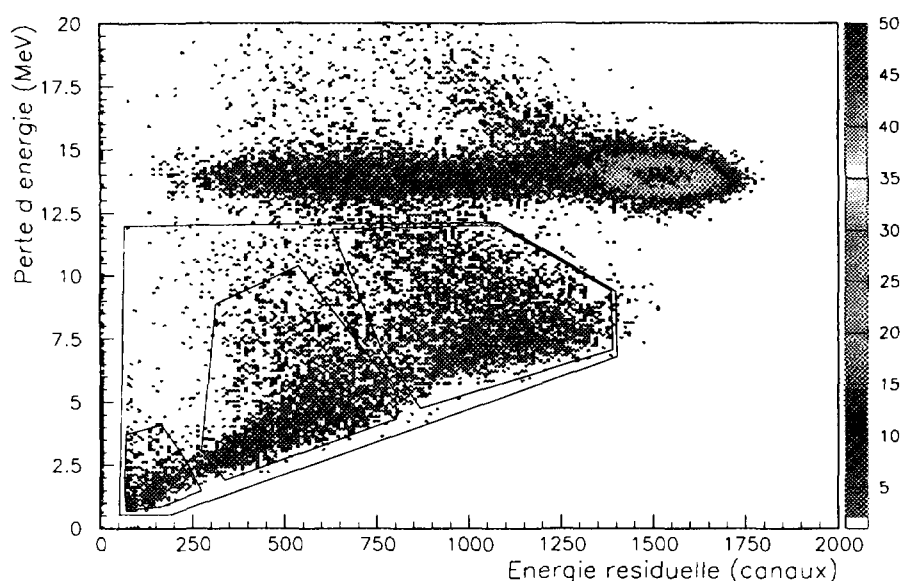
Pour la cible d'Au, il est difficile de parler de paramètre d'impact plus faible et de réaction plus violente pour interpréter la cassure du Be en He plutôt qu'en Li car, du fait du  $Z$  très élevé de la cible Au, on va favoriser des réactions de fusion-évaporation ou de fusion-fission avec disparition du projectile par absorption. Si on conserve une hypothèse d'un choc direct entre les deux noyaux, la gamme de paramètres d'impact est beaucoup plus limitée (autour de la somme des deux rayons) et il est alors difficile de rendre compte de l'augmentation observée. Il semble indispensable de prendre en compte aussi les effets coulombiens et les effets de structures qui peuvent intervenir pour favoriser l'une ou l'autre des voies de réaction.

Une hypothèse pour expliquer l'augmentation observée consisterait à considérer que certains événements proviennent de la cible. Un argument nous permet de réfuter cette hypothèse : les événements en provenance de la cible n'auraient pas une distribution en énergie identique à celles des fragments émis centrée autour de la vitesse du projectile. Or nous n'observons aucune modification de la projection sur E3 (énergie résiduelle) des contours réalisés pour les fragments de Li et He.

Ce résultat nous amène à nous interroger sur un des aspects de notre dispositif expérimental dont la géométrie du télescope permet la détection des fragments chargés avec une efficacité géométrique de quasiment 100 %. Ceci est un grand atout mais c'est aussi notre "talon d'achille" dans la mesure où nous détectons **tous les fragments chargés émis vers l'avant** (dans le cas d'une collision extrêmement violente, il serait possible d'imaginer certains fragments légers pouvant être émis à des angles relativement important et n'étant pas détecté dans le télescope).

*Dans quelle mesure pouvons nous séparer correctement les différents événements donnant des fragments de  $Z = 1, 2$  ou  $3$  ?*

La discussion ci dessous suppose que l'ion incident est un  $^{10}\text{Be}$  ou un  $^{11}\text{Be}$ .



*Fig. V-1 : Matrice d'identification en coïncidence avec un neutron pour le run de  $^{11}\text{Be}$ . Les trois taches  $Z = 1, 2$  et  $3$  sont marquées par des contours.*

- Lorsque l'on détecte un fragment dans la tache  $Z = 3$ , il ne peut s'accompagner que d'un événement  $Z = 1$ .
- Lorsque l'on détecte un fragment dans la tache  $Z = 1$ , ceci signifie qu'il n'y a **aucun événement de  $Z > 1$**  dans le télescope. Mais du fait de l'efficacité proche de 100 %, on détecte en même temps trois autres fragments de  $Z = 1$ .
- Enfin, lorsque l'on détecte un fragment dans la tache  $Z = 2$ , celui ci peut s'accompagner d'un second  $Z = 2$  ou de deux événements  $Z = 1$ .

Par conséquent, ce que nous appellerons par la suite des événements  $Z = 1, Z = 2$  et  $Z = 3$  sont respectivement des événements où on ne trouve que des  $Z = 1$ , un  $Z = 2$  avec un second  $Z = 2$  ou deux  $Z = 1$  et un  $Z = 3$  avec un  $Z = 1$ .

En fait, toutes les voies ne sont pas "ouvertes" et équiprobables et le  $Q$  de la réaction ainsi que la structure des fragments produits sont importants. Pour les fragments de Li, on produit en majorité des  ${}^7\text{Li}$ , un peu moins de  ${}^6\text{Li}$  ou  ${}^8\text{Li}$  et très peu de  ${}^9\text{Li}$ . Pour les fragments He, la voie la plus favorable est celle donnant un ou deux  ${}^4\text{He}$ .

De plus, **il n'y a pas de lois d'additivité des pertes d'énergie pour le détecteur  $\Delta E2$** . Ainsi, les fragments de  $Z = 1$  perdent  $0.8 \text{ MeV}$  en  $\Delta E2$ , ceux de  $Z = 2$  perdent  $3.5 \text{ MeV}$  et les fragments de  $Z = 3$  perdent environ  $7.5 \text{ MeV}$ . La perte d'énergie sommée de quatre fragments  $Z = 1$  est donc inférieure à celle d'un fragment  $Z = 2$  et à fortiori de 2 fragments  $Z = 2$ , laquelle est inférieure à celle d'un fragment  $Z = 3$ . Par conséquent, les "taches" correspondant à  $Z = 1$ ,  $Z = 2$  ou  $Z = 3$  sont séparées bien qu'étalées par les diverses combinaisons possibles. En fait, les taches correspondent au  $Z$  du fragment détecté le plus élevé. La seule "inquiétude" peut provenir des événements correspondant à deux  $Z = 2$  car la somme des pertes d'énergies dans  $\Delta E2$  est très proche des événements  $Z = 3$ .

On observe sur la matrice d'identification  $\Delta E2$ - $E3$  trois taches principales dont les maxima se situent en  $\Delta E2$  à  $1.5$ ,  $3.5$  et  $7.5 \text{ MeV}$  respectivement. Ce sont les taches que nous avons appelées  $Z = 1$ ,  $Z = 2$  et  $Z = 3$  dans le chapitre d'Analyse. Elles se situent donc bien aux énergies attendues. Nous pouvons cependant regarder plus en détail :

- La tache supérieure qui a son maximum à  $7.5 \text{ MeV}$  possède une traîne jusqu'à  $7 \text{ MeV}$  et monte jusqu'à  $10\text{-}11 \text{ MeV}$ . Ces événements correspondent donc bien à au moins un fragment  $Z = 3$ .
- La tache du milieu a son maximum à  $3.5 \text{ MeV}$  et s'étend jusqu'à des  $\Delta E2$  de  $7 \text{ MeV}$  mais est séparée de la tache précédente par l'énergie  $E3$ . Ainsi, si on prend pour hypothèse que le maximum ( $\Delta E2 = 3.5 \text{ MeV}$  ;  $E3 \approx 360$  canaux) correspond à un  ${}^4\text{He}$ , le signal attendu pour deux  ${}^4\text{He}$  détectés dans le télescope sera  $\Delta E2 = 7 \text{ MeV}$  et  $E3 \approx 720$  canaux. Cette tache  $Z = 2$  s'étend en effet jusqu'à de telles valeurs. Par contre, il semble exclu que le signal donné par deux  ${}^4\text{He}$  se mélange à la tache  $Z = 3$  car son minimum en  $E3$  se situe autour de 900 canaux.
- La tache inférieure est centrée autour de  $\Delta E2 = 1.5 \text{ MeV}$  et atteint  $2\text{-}2.5 \text{ MeV}$  ce qui correspond à la détection simultanée de plusieurs événements  $Z = 1$ .

Ainsi, nous confirmons que les trois taches observées sur la matrice d'identification correspondent bien à des événements de  $Z = 1$ ,  $Z = 2$  et  $Z = 3$ .

## ***b - Résultats du Li***

Comme pour le Be, la section efficace est identique aux barres d'erreur près pour les deux noyaux de  ${}^{11}\text{Li}$  et  ${}^9\text{Li}$  confirmant que c'est le cœur du noyau à halo qu'il faut considérer que les neutrons du halo ne sont que spectateurs de la réaction.



### III - Résultats des données Neutrons

#### 1 - Distributions angulaires de neutrons

L'expression de la section efficace différentielle correspondant aux distributions angulaires de neutrons est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_n A_c}{N_i \mathcal{N}_a e_c \varepsilon_n \Omega_n} \quad (\text{V-2})$$

où  $N_i$  et  $N_n$  sont respectivement le nombre de noyaux incidents et le nombre de neutrons détectés à un angle  $\theta$ .  $A_c$ ,  $e_c$  et  $\mathcal{N}_a$  ont la même définition que dans la formule V-1.  $\varepsilon_n$  représente l'efficacité en énergie du détecteur touché et  $\Omega_n$  son angle solide. On obtient alors les distributions angulaires de neutrons en corrigeant le nombre de coups dans chaque détecteur par l'angle solide et l'efficacité en énergie définie dans le chapitre d'analyse. Ces distributions sont réalisées dans les voies de réactions de cassure du cœur en sélectionnant un fragment chargé en voie de sortie du télescope.

#### a - Résultats du Be

Les trois voies de réaction choisies sont :

- a -  $^{11}\text{Be} + \text{Be} \rightarrow \text{}^A\text{Li} + n$
- b -  $^{11}\text{Be} + \text{Be} \rightarrow \text{}^A\text{He} + n$
- c -  $^{11}\text{Be} + \text{Be} \rightarrow Z < 4 + n$

Il est important de noter que la voie (c) regroupe la voie (a) et la voie (b) plus l'ensemble des événements détectés de  $Z = 1$ . Cependant, notre seuil de détection étant assez haut, nous n'avons pas détecté la totalité de ces événements  $Z = 1$ .

Comme l'on étudie les réactions de cassure du cœur, les neutrons proviennent du halo et du cœur. Afin d'isoler, dans les distributions, la contribution des neutrons du halo, il est nécessaire de connaître celle des neutrons venant du cœur de  $^{10}\text{Be}$  afin de pouvoir la soustraire. Nous avons donc réalisé les mêmes distributions pour le faisceau incident de  $^{10}\text{Be}$  dans les 3 voies suivantes :

- a -  $^{10}\text{Be} + \text{Be} \rightarrow \text{}^A\text{Li} + n$
- b -  $^{10}\text{Be} + \text{Be} \rightarrow \text{}^A\text{He} + n$
- c -  $^{10}\text{Be} + \text{Be} \rightarrow Z < 4 + n$

Les distributions angulaires obtenues pour les noyaux incidents de  $^{11}\text{Be}$  et  $^{10}\text{Be}$  sont présentées figures V-2 a, b et c. Ces distributions sont normalisées par rapport au nombre de noyaux incidents et exprimées en barn/sr.

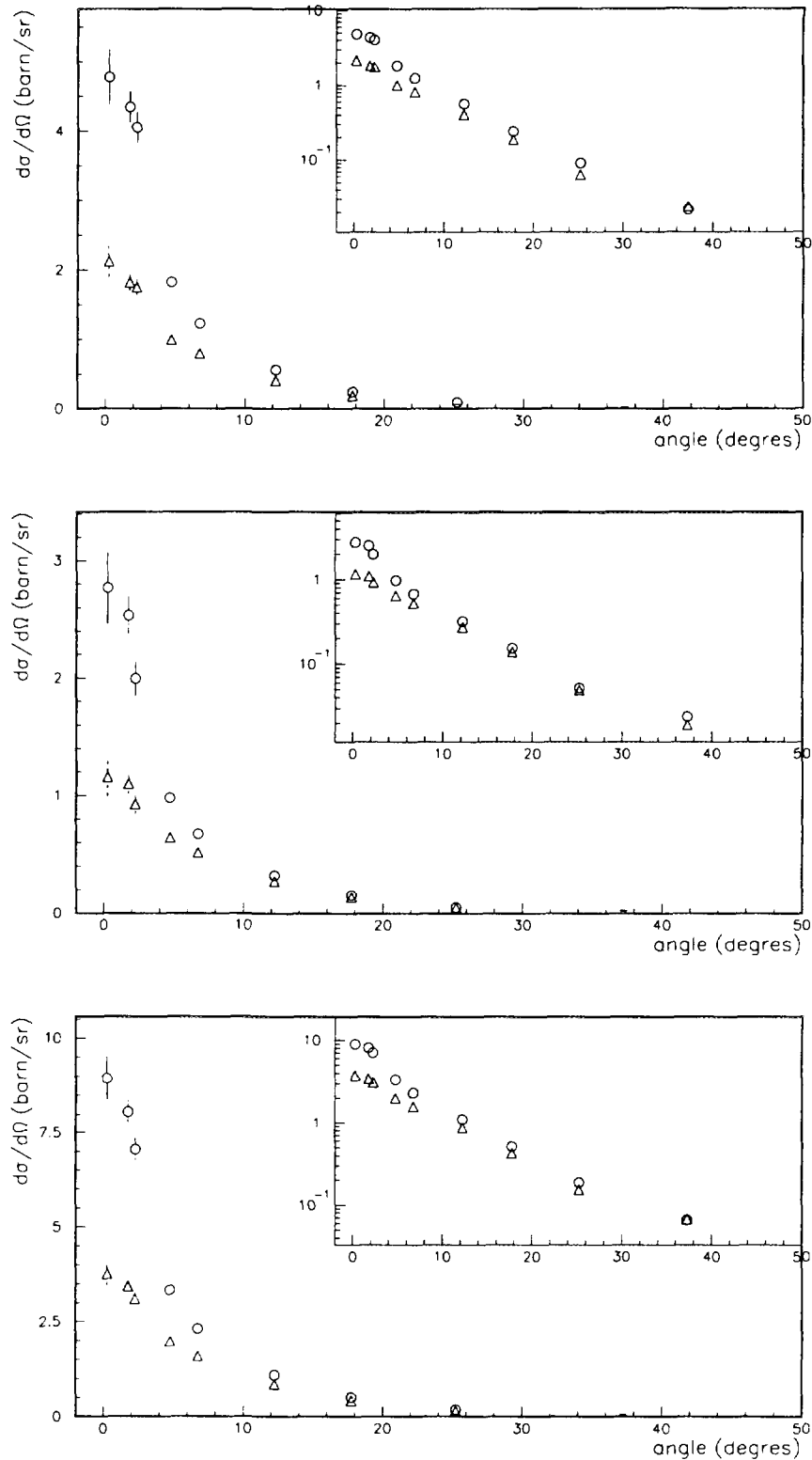


Fig. V-2 a (haut), b (milieu) et c (bas) : Distributions angulaires de neutrons pour les faisceaux incidents de  $^{11}\text{Be}$  (ronds) et  $^{10}\text{Be}$  (triangles) en coïncidence avec un fragment de Li (a), de He (b) ou de  $Z < 4$  (c). Dans les encadrés sont présentées les mêmes distributions en échelle logarithmique.

Nous remarquons que les maxima des distributions du  $^{11}\text{Be}$  sont plus importants que ceux du  $^{10}\text{Be}$ . Les distributions de  $^{11}\text{Be}$  sont aussi plus étroites que celles du  $^{10}\text{Be}$ . On peut noter que, pour le  $^{11}\text{Be}$ , la valeur à 0 degré de la distribution ainsi que les angles pour lesquels la valeur de la distribution chute d'un facteur 2 et 10,  $\theta_{1/2}$  et  $\theta_{1/10}$ , sont tout à fait en accord avec ceux relevés dans la précédente expérience sur le  $^{11}\text{Be}$  (cf. fig. II-18-a) [ann93]. Ceci valide les corrections effectuées et les contours réalisés sur les fragments chargés.

Afin d'isoler la contribution des neutrons venant du halo et d'extraire de cette composante la largeur  $\Gamma$  donnée par la fonction Lorentzienne de la formule II-9, nous devons soustraire des données du  $^{11}\text{Be}$  celles venant du cœur  $^{10}\text{Be}$ . Deux méthodes sont possibles :

- soit ajuster la distribution correspondant au  $^{10}\text{Be}$  puis introduire cette composante fixe dans le fit de la distribution du  $^{11}\text{Be}$ . Ceci revient à ajuster la distribution du  $^{11}\text{Be}$  par la somme de la fonction Lorentzienne définie en II-9 et de la fonction trouvée dans le fit du  $^{10}\text{Be}$
- soit retrancher directement les données du  $^{10}\text{Be}$  à celles du  $^{11}\text{Be}$  pour obtenir une nouvelle distribution que nous ajusterons par la fonction Lorentzienne définie par la formule II-9

Les deux méthodes donnent des résultats finaux très similaires mais nous avons retenu la deuxième pour deux raisons. La première est qu'il est difficile d'ajuster la distribution du  $^{10}\text{Be}$  par une seule fonction Gaussienne ou Lorentzienne. Il est nécessaire d'introduire plusieurs fonctions ce qui a peu de signification physique. De plus, la deuxième méthode permet de visualiser directement la contribution des neutrons du halo et ainsi de mieux séparer les différentes composantes.

Les histogrammes résultant des soustractions sont présentés sur les figures V-3 a, b et c. Bien qu'au delà de 10 degrés la différence soit très faible entre les deux distributions du noyau à halo et du noyau cœur, nous pouvons voir que les spectres de soustraction ont une allure très régulière sur deux ordres de grandeur et ceci pour les trois sélections réalisées ce qui est un signe de qualité et de précision des données. Nous pouvons décrire les trois distributions par la fonction Lorentzienne définie par la formule II-9. Dans ces ajustements, le seul paramètre contraint à la valeur 0 est le centre de la distribution (P3), les deux autres correspondant à l'amplitude à 0 degré (P1) et à la largeur (P2) de la distribution sont totalement libres. Le paramètre de largeur est exprimé en degrés sur les spectres et sa conversion en  $\text{MeV}/c$  se fait à l'aide de la formule suivante :

$$\Gamma_0(\text{rad}) = \Gamma_p / p_0 (\text{MeV}/c) \quad (\text{V-3})$$

où  $p_0$  est le moment du faisceau au centre de la cible (271  $\text{MeV}/c$  dans le cas du Be, 238  $\text{MeV}/c$  dans le cas du Li). On voit directement l'importance de la soustraction des données du cœur car, dans [dog92], il n'avait pas été possible d'ajuster correctement les distributions au delà de 10 degrés alors qu'ici les distributions sont très bien reproduites jusqu'à des angles de 20 degrés et même 30 degrés dans les cas (b) et (c). Nous reviendrons plus loin sur le changement que cela implique pour les largeurs des distributions.

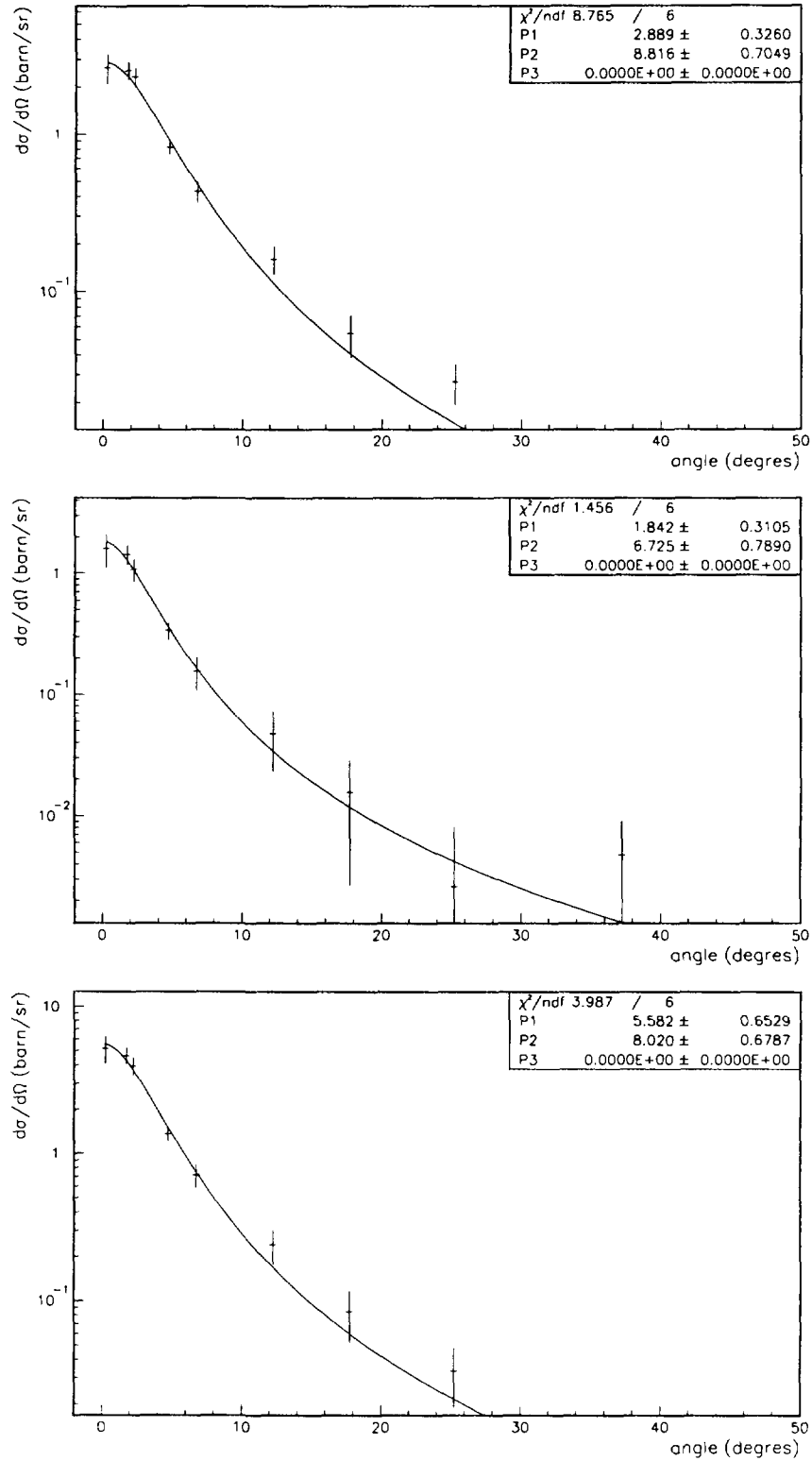


Fig. V-3 a (haut), b (milieu) et c (bas) : Distributions angulaires des neutrons du halo obtenues par soustraction des données de  $^{10}\text{Be}$  de celles de  $^{11}\text{Be}$  en coïncidence avec un fragment de Li (a), de He (b) ou de  $Z < 4$  (c). La courbe en trait plein représente la fonction Lorentzienne définie par la formule II-9.

Le tableau V-2 présente les largeurs des distributions en  $MeV/c$  pour deux sélections en énergie des neutrons avec les incertitudes calculées à partir des barres d'erreurs des distributions. La gamme  $[20-60] MeV$  est celle retenue (*cf. chapitre IV*) et la seconde est plus sévère pour être certain d'éliminer d'éventuelles contributions venant de neutrons de la cible. Aucune différence significative n'est à noter dans les valeurs ce qui confirme la validité de la sélection.

	$E_n (MeV)$	$^{11}Be \rightarrow ^A Li$	$^{11}Be \rightarrow ^A He$	$^{11}Be \rightarrow Z < 4$
$\Gamma (MeV/c)$	20 - 60	$42 \pm 4$	$32 \pm 4$	$38 \pm 4$
	30 - 60	$42 \pm 4$	$31 \pm 4$	$37 \pm 4$

Tab. V-2 : Largeurs  $\Gamma$  des distributions des neutrons du halo du  $^{11}Be$  pour les trois voies de réaction de cassure du cœur et pour deux intervalles en énergie des neutrons.

Les distributions angulaires permettent aussi de calculer les sections efficaces différentielles intégrées qui seront comparées plus loin aux sections efficaces obtenues avec les données ions lourds. L'intégration se fait sur l'angle  $\theta$  à partir de la relation suivante :

$$\sigma_n = 2\pi \int \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (V-4)$$

Les intégrations dont les résultats sont présentés dans le tableau V-3 ont été réalisées sur les deux domaines angulaires suivant :

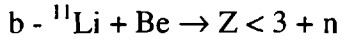
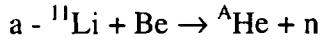
- $0 < \theta < 20$  degrés car c'est sur ce domaine angulaire que les effets du halo sont les plus importants.
- $0 < \theta < 100$  degrés pour prendre en compte la totalité du spectre des neutrons.

	$\Delta\theta (degrés)$	$^{11}Be \rightarrow ^A Li$	$^{11}Be \rightarrow ^A He$	$^{11}Be \rightarrow Z < 4$
$\int d\sigma/d\Omega$ (mbarn)	0 - 20	$235 \pm 25$	$135 \pm 20$	$460 \pm 40$
	0 - 100	$320 \pm 25$	$200 \pm 20$	$670 \pm 40$
	$\Delta\theta (degrés)$	$^{10}Be \rightarrow ^A Li$	$^{10}Be \rightarrow ^A He$	$^{10}Be \rightarrow Z < 4$
$\int d\sigma/d\Omega$ (mbarn)	0 - 20	$150 \pm 35$	$100 \pm 30$	$320 \pm 50$
	0 - 100	$220 \pm 35$	$160 \pm 30$	$510 \pm 50$

Tab. V-3 : Sections efficaces différentielles de neutrons intégrées pour les noyaux incidents de  $^{11}Be$  et  $^{10}Be$  sur deux plages angulaires.

## b - Résultats du Li

Les deux voies de réaction choisies sont les suivantes:



De même que, pour le  $^{11}\text{Be}$ , nous avons réalisé les distributions angulaires pour le noyau à halo de  $^{11}\text{Li}$  et pour son noyau cœur de  $^9\text{Li}$ . Les spectres sont présentés figures V-4 a et b :

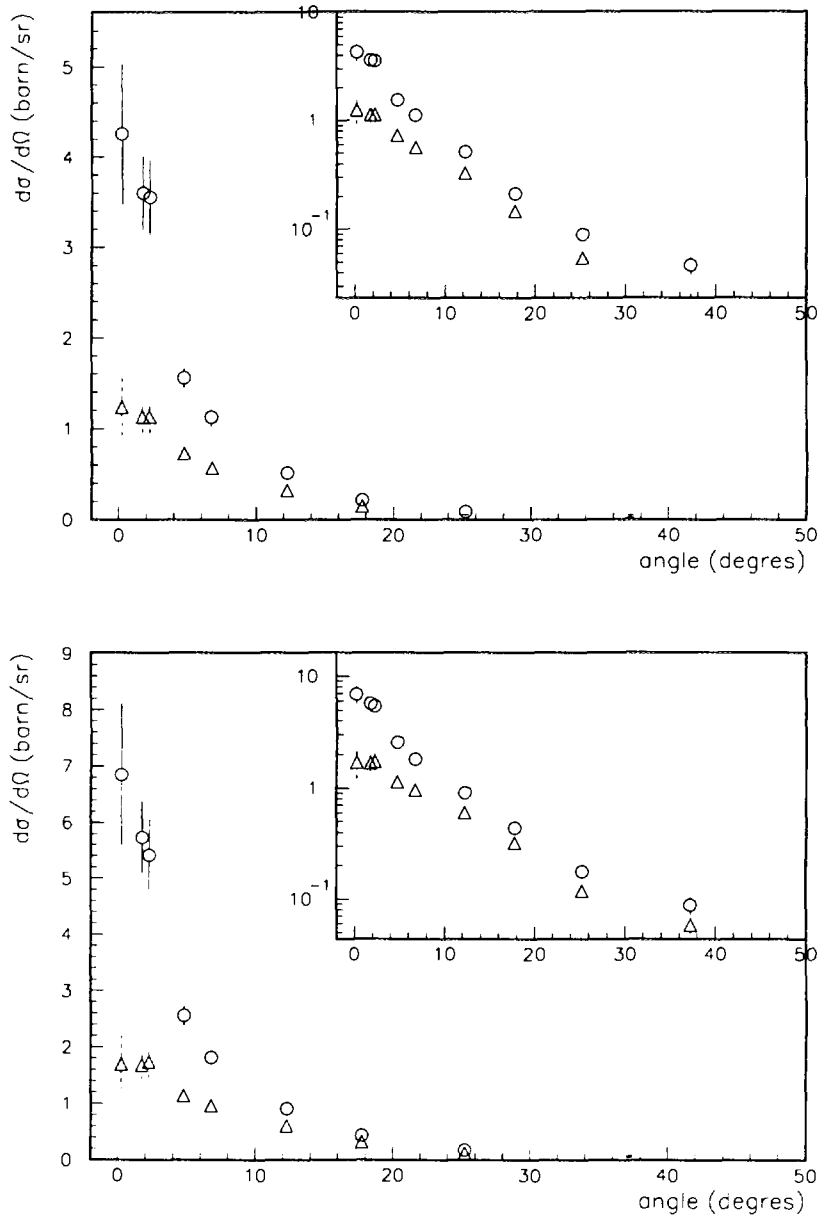


Fig. V-4 a (haut) et b (bas) : Distributions angulaires de neutrons pour les faisceaux incidents de  $^{11}\text{Li}$  (ronds) et  $^9\text{Li}$  (triangles) en coïncidence avec un fragment de He (a) ou de  $Z < 3$  (b). Dans les encadrés sont présentées les mêmes distributions en échelle logarithmique.

L'énergie au centre de la cible étant de 29.9 MeV, nous avons élargi la sélection en énergie des neutrons à la gamme [15-60] MeV de façon à ne pas perdre de bons événements. Nous avons cependant aussi extrait les distributions pour l'intervalle en énergie [20-60] MeV et l'on peut voir dans le tableau V-4 le bon accord obtenu dans les deux cas. Comme pour le  $^{11}\text{Be}$ , nous avons réalisé une soustraction des données du cœur afin d'isoler la contribution des neutrons du halo. Les spectres correspondants sont présentés sur les figures V-5 a et b :

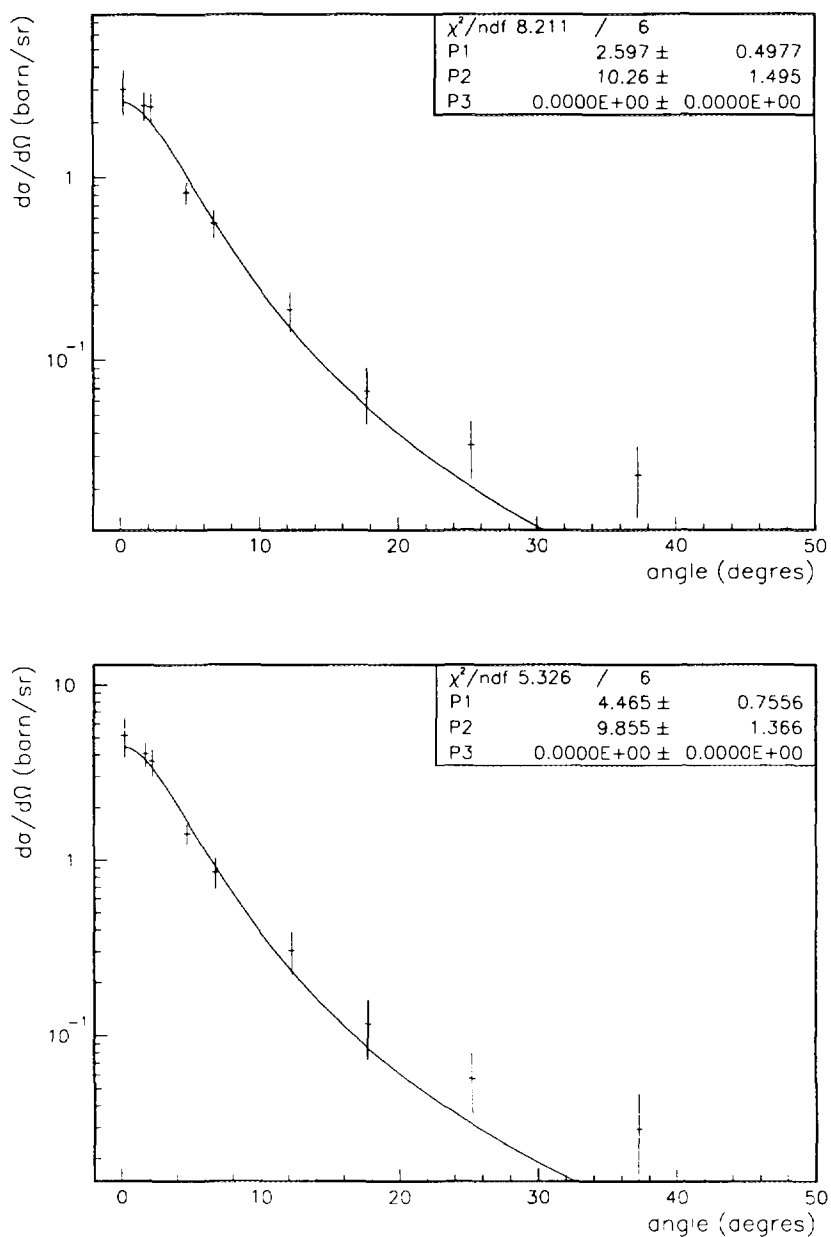


Fig. V-5 a (haut) et b (bas) : Distributions angulaires des neutrons du halo obtenues par soustraction des données de  $^9\text{Li}$  de celles de  $^{11}\text{Li}$  en coïncidence avec un fragment de He (a) ou de  $Z < 3$  (b). La courbe en trait plein représente la fonction Lorentzienne définie par la formule II-9.

Les largeurs des distributions des neutrons du halo du  $^{11}\text{Li}$  extraites des ajustements sont présentées dans le tableau V-4 tandis que les sections efficaces intégrées sont regroupées dans le tableau V-5.

	En (MeV)	$^{11}\text{Li} \rightarrow \text{He}$	$^{11}\text{Li} \rightarrow Z < 3$
$\Gamma$ (MeV/c)	15 - 60	$42 \pm 6$	$41 \pm 6$
	20 - 60	$41 \pm 6$	$40 \pm 6$

Tab. V-4 : Largeurs  $\Gamma$  des distributions des neutrons du halo du  $^{11}\text{Li}$  pour les deux voies de réaction de cassure du cœur et pour deux intervalles en énergie des neutrons.

	$\Delta\theta$ (degrés)	$^{11}\text{Li} \rightarrow \text{He}$	$^{11}\text{Li} \rightarrow Z < 3$
$\int d\sigma/d\Omega$	0 - 20	$215 \pm 45$	$370 \pm 40$
(mbarn)	0 - 100	$310 \pm 50$	$575 \pm 50$
	$\Delta\theta$ (degrés)	$^9\text{Li} \rightarrow \text{He}$	$^9\text{Li} \rightarrow Z < 3$
$\int d\sigma/d\Omega$	0 - 20	$115 \pm 40$	$210 \pm 40$
(mbarn)	0 - 100	$190 \pm 40$	$380 \pm 50$

Tab. V-5 : Sections efficaces différentielles de neutrons intégrées pour les noyaux incidents de  $^{11}\text{Li}$  et  $^9\text{Li}$  sur deux plages angulaires.

### c - Comparaisons et interprétations

#### i - Comparaison des sections efficaces "ions lourds" et intégrées "neutrons" - Multiplicité

Les sections efficaces intégrées neutrons sont, pour les noyaux cœurs, du même ordre de grandeur que les sections efficaces ions lourds; 50 % de la distribution se trouve entre 0 et 20 degrés. Pour les noyaux à halo qui ont un ou deux neutrons supplémentaires très peu liés, la section efficace intégrée neutron augmente assez fortement, surtout aux petits angles. Ainsi, près de 75 % de la section efficace intégrée neutron se trouve entre 0 et 20 degrés. Le phénomène de halo se manifeste bien préférentiellement aux petits angles.

Contrairement à la réaction de dissociation, plus d'un neutron est émis lors d'une réaction de cassure du cœur. La section efficace intégrée neutron doit donc être supérieure à la section



efficace de réaction mesurée avec les données ions lourds. Du rapport de ces deux sections efficaces, on peut obtenir la multiplicité moyenne de neutrons émis lors de la réaction :

$$\bar{n} = \frac{\sigma(\text{noyau} \rightarrow X + n)}{\sigma(\text{noyau} \rightarrow X)} \quad (\text{V-5})$$

Comme nous l'avons vu, les sections efficaces ions lourds des noyaux cœurs et les sections efficaces intégrées correspondantes ont des valeurs relativement identiques. Le nombre moyen de neutrons détectés est donc de l'ordre de 1. Ceci semble indiquer que tous les neutrons produits dans la réaction ne sont pas détectés. Les neutrons peuvent être par exemple absorbés par la cible ou, lors de collisions violentes, émis à des angles supérieurs à ceux couverts par notre dispositif. Un certain nombre de neutrons sont sans doute aussi éliminés par la sélection en énergie réalisée de façon à supprimer tous les neutrons ne provenant pas du projectile. Enfin, nous n'avons pas tenu compte dans cette étude des événements où plus d'un neutron était détecté en coïncidence avec un ion chargé. Ces événements représentaient moins de 2 % de la statistique générale. Cet effet d'ombre avait déjà été noté lors de la précédente expérience sur le  $^{11}\text{Be}$  [ann94]. On y observait une suppression des neutrons par rapport à une estimation géométrique de la section efficace. Nous pouvons évaluer l'effet d'ombre en prenant plusieurs hypothèses :

notons

$\bar{n}_0$  le nombre moyen de neutrons émis lors de la réaction du noyau cœur.

$\bar{n}$  le nombre moyen de neutrons détectés lors de la réaction du noyau cœur.

$\varepsilon$  l'effet d'ombre

$$\text{alors } \bar{n} = (1-\varepsilon) \bar{n}_0$$

$\bar{n}'_0$  le nombre moyen de neutrons émis lors de la réaction du noyau à halo.

$\bar{n}'$  le nombre moyen de neutrons détectés lors de la réaction du noyau à halo.

$$\text{alors } \bar{n}' = (1-\varepsilon) \bar{n}'_0$$

Dans le cas du Be, en prenant  $\bar{n}_0 = 2$  pour la voie Lithium et  $\bar{n}_0 = 3$  pour la voie Hélium, nous obtenons quatre valeurs de  $\varepsilon$  cohérentes entre elles comprises entre 0.58 et 0.63. Ceci indiquerait que l'effet d'ombre serait de l'ordre de 60 % ce qui semble une valeur assez importante. Dans le cas du Lithium, en prenant  $\bar{n}_0 = 3$  pour la voie Hélium, nous trouvons deux valeurs de  $\varepsilon$  de 0.67 et 0.7. L'effet d'ombre serait plus important pour le noyau d'Hélium, de l'ordre de 70 %.

L'effet d'ombre que nous venons de définir est une valeur moyenne pour l'ensemble du noyau cœur ou à halo. Il est intéressant de regarder plus en détail pour le(s) neutron(s) du halo comme cela a été fait pour le halo du  $^{19}\text{C}$  [mar96]. La multiplicité  $M_n$  correspondant aux seuls neutrons du halo est calculée à partir de la section efficace intégrée de la composante halo après soustraction du cœur suivant la formule V-6. Les sections efficaces sont données dans le tableau V-6 pour le halo du  $^{11}\text{Be}$  et celui du  $^{11}\text{Li}$  dans les voies de cassure du cœur.

$$M_n = \frac{\sigma_n(\text{halo})}{\sigma_{\text{tl}}} \quad (\text{V-6})$$

Les valeurs de  $M_n$  trouvées sont de l'ordre de 0.4 pour le  $^{19}\text{C}$ . En appliquant la formule V-6, nous trouvons une valeur  $M_n$  de l'ordre de 0.3 à 0.4 pour le halo du  $^{11}\text{Be}$  et de l'ordre de 0.6 pour le halo du  $^{11}\text{Li}$ . Le facteur 2 observé dans le cas du  $^{11}\text{Li}$  provient du fait qu'il s'agit d'un halo de deux neutrons.

Nous allons comparer ces valeurs à celle d'une estimation basée sur un modèle très simple purement géométrique utilisant une fonction d'onde de Yukawa (modèle du halo de Hansen et Jonson [han87]). Dans cette estimation, on considère que le neutron du halo ne pourra pas être détecté s'il se trouve dans l'angle solide que la cible présente au noyau incident. Ce calcul donne une limite maximum pour  $M_n$  de 0.4 pour le  $^{19}\text{C}$  sur cible de Ta et une limite maximum de 0.58 pour le  $^{11}\text{Be}$  sur cible de Be (le calcul n'est pas fait pour le  $^{11}\text{Li}$  car il faudrait considérer les deux neutrons). Ce résultat montre que l'effet d'ombre géométrique ne peut à lui seul expliquer la suppression des neutrons dans le cas du  $^{11}\text{Be}$ .

	$\Delta\theta$ (degrés)	$^{11}\text{Be} \rightarrow ^A\text{Li}$	$^{11}\text{Be} \rightarrow ^A\text{He}$	$^{11}\text{Be} \rightarrow Z < 4$
$\int d\sigma/d\Omega$	0 - 20	$85 \pm 20$	$35 \pm 15$	$140 \pm 35$
(mbarn)	0 - 100	$100 \pm 25$	$40 \pm 15$	$160 \pm 40$
	$\Delta\theta$ (degrés)	$^{11}\text{Li} \rightarrow ^A\text{He}$	$^{11}\text{Li} \rightarrow Z < 3$	
$\int d\sigma/d\Omega$	0 - 20	$100 \pm 40$	$160 \pm 50$	
(mbarn)	0 - 100	$120 \pm 30$	$190 \pm 40$	

Tab. V-6 : Sections efficaces intégrées pour la composante halo du  $^{11}\text{Be}$  et du  $^{11}\text{Li}$  dans les voies de cassure du cœur

Dans le tableau V-6, on observe que, dans tous les cas, 85 % de la section efficace du halo se trouve entre 0 et 20 degrés confirmant que ses effets se font à petits angles. Comme nous l'avons observé dans l'étude des multiplicités, les sections efficaces sont plus importantes pour le halo du  $^{11}\text{Li}$  par rapport à celui du  $^{11}\text{Be}$ .

## ii - Distributions des cœurs de $^{10}\text{Be}$ et $^9\text{Li}$

Les distributions des noyaux cœurs ( $^{10}\text{Be}$  et  $^9\text{Li}$ ) sont plus larges que celles des noyaux à halo et leurs maxima sont plus faibles (facteur 4 entre le  $^{11}\text{Li}$  et  $^9\text{Li}$ ; facteur 2.5 entre le  $^{11}\text{Be}$  et le  $^{10}\text{Be}$  à 0 degré). Cependant, on remarque aussi qu'il est difficile d'observer deux composantes "distinctes" dans les distributions du  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$  qui correspondraient, d'une part, aux neutrons du cœur et, d'autre part, aux neutrons du halo. Les distributions correspondant aux noyaux cœurs de  $^{10}\text{Be}$  et  $^9\text{Li}$  sont plus larges mais uniquement d'un facteur 2 (largeur à mi hauteur  $\theta_{1/2}$  de l'ordre de 6 degrés pour les  $^{10}\text{Be}/^9\text{Li}$  contre 3 pour les  $^{11}\text{Be}/^{11}\text{Li}$ )

contre un facteur de l'ordre de 4 attendu. Cette évaluation se base sur le rapport des énergies de séparation du(es) dernier(s) neutron(s) dans le modèle du halo de Hansen et Jonson [han87], ce qui donne :

$$\Gamma(^9\text{Li})/\Gamma(^{11}\text{Li}) \approx \sqrt{S_{2n}(^9\text{Li})/S_{2n}(^{11}\text{Li})} \approx 4.5$$

$$\Gamma(^{10}\text{Be})/\Gamma(^{11}\text{Be}) \approx \sqrt{S_n(^{10}\text{Be})/S_n(^{11}\text{Be})} \approx 3.7$$

De plus, les distributions des coeurs ne peuvent être reproduites par une fonction Gaussienne généralement utilisée pour les distributions angulaires des noyaux plus liés. On peut citer notamment le cas du noyau à halo de  $^{19}\text{C}$  qui a été étudié dans des conditions tout à fait similaires à celles de notre expérience (cf. fig. V-6).

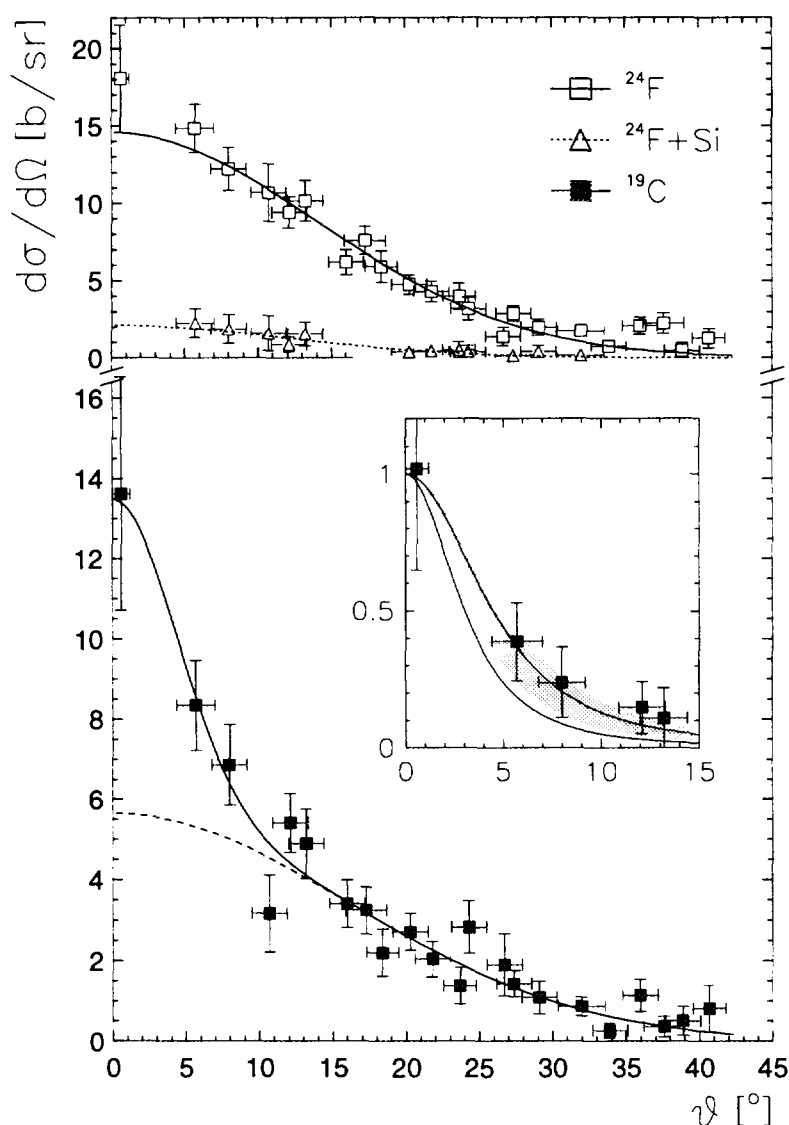


Fig. V-6 : Résultats du  $^{19}\text{C}$  dans la voie de cassure du cœur ( $Z < 6$ ). La contribution du cœur de  $^{18}\text{C}$  a été estimée à partir des résultats du  $^{24}\text{F}$  présentés sur la figure supérieure. L'encadré est une comparaison des largeurs de MSU (grisé), de GANIL (carrés pleins) et celles prévues par le modèle du halo à partir de l'énergie de séparation (lignes pleines).

Dans cette expérience, la mesure directe de la contribution du cœur de  $^{18}\text{C}$  n'a pu être faite. Par contre, le noyau de  $^{24}\text{F}$ , lui aussi très riche en neutrons et ayant le même rapport  $N/Z = 2$  que le  $^{18}\text{C}$ , qui était transmis en même temps a pu être mesuré. En supposant que la contribution du  $^{18}\text{C}$  est la même que celle du  $^{24}\text{F}$ , M. Marquès *et al.* ont représenté la composante du cœur par une distribution Gaussienne de largeur 3.5 fois celle trouvée pour les neutrons du halo. Cette largeur est tout à fait compatible avec un calcul du type Goldhaber et une énergie de liaison  $S_n = 4.18 \text{ MeV}$ .

Le fait que nous n'observons pas pour les noyaux  $^{10}\text{Be}$  et  $^9\text{Li}$  une distribution aussi large qu'attendue peut provenir de plusieurs effets :

1- Nous avons vu dans le chapitre IV que nous étions contaminés par des particules chargées venant de la réaction de cassure du cœur. Pour les petits détecteurs placés à l'avant, il a été très difficile d'isoler cette contribution car les particules chargées n'y sont pas stoppées. Il est alors probable qu'une partie de la statistique des petits détecteurs soit due à ces particules non éliminées. On peut d'ailleurs remarquer que la distribution obtenue pour le  $^9\text{Li}$ , même si elle est assez étroite, n'est pas aussi piquée que celle du  $^{10}\text{Be}$  ce qui peut s'expliquer par le plus faible nombre de particules chargées contaminantes produites par la fragmentation du  $^9\text{Li}$ . Pour vérifier cette hypothèse, nous avons ajusté la distribution de  $^{10}\text{Be}$  sans tenir compte des trois points représentant les petits détecteurs. Le résultat montre qu'il faudrait alors appliquer un facteur 0.5 à 0.7 aux petits détecteurs pour représenter correctement la distribution venant du cœur par une Gaussienne. Or, la contamination par des particules chargées ne peut représenter 30 à 50 % de la statistique et donc ne peut pas expliquer à elle seule les largeurs obtenues.

Par ailleurs, nous avons vérifié que le nombre de particules chargées était le même pour les noyaux à halo de  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$  et pour leur noyau cœur respectif de  $^{10}\text{Be}$  et  $^9\text{Li}$ . La contamination, si elle existe, sera donc identique et sera éliminée lors de la soustraction de la contribution du cœur de celle du noyau à halo.

2- Le modèle statistique de Goldhaber relie la largeur en moment à l'énergie de liaison des derniers nucléons enlevés au projectile. Il a été utilisé avec succès pour rendre compte de la fragmentation de noyaux lourds [han93] (en excluant l'évaporation) et de systèmes de masses intermédiaires ( $^{40}\text{Ar}$  [gue85], [bac92],  $^{86}\text{Kr}$  [sté91]) mais également pour des noyaux plus légers, aussi bien à haute énergie ( $^{12}\text{C}$  à 200  $\text{MeV/u}$  [mou82]) qu'à des énergies délivrées par GANIL ( $^{12}\text{C}$  à 30  $\text{MeV/u}$  [men83],  $^9\text{Be}$  à 27.4  $\text{MeV/u}$  [mur83]). Dans l'ensemble de ces travaux, on mesurait les distributions angulaires de fragments chargés.

Les résultats pour les noyaux légers ne concernent que la fragmentation de projectiles stables et il apparaît un certain décalage par rapport aux prédictions du modèle pour les énergies en deçà de 100  $\text{MeV/u}$ . Pour des énergie autour de 30-40  $\text{MeV/u}$ , l'ensemble des  $\sigma$  mesurés sont de l'ordre de 60-80  $\text{MeV/c}$  [mur83] ce qui représente une FWHM de l'ordre de 160  $\text{MeV/c}$  et un paramètre  $\Gamma$  de l'ordre de 210  $\text{MeV/c}$  (cf. formules II-12 et II-14). Pour la fragmentation du  $^9\text{Be}$  sur cible d'Au, une valeur de  $\sigma \approx 60 - 65 \text{ MeV/c}$  [ $\Gamma \approx 180 \text{ MeV/c}$ ] est trouvée pour les fragments de  $^6\text{Li}$  et  $^7\text{Li}$ . Il est important de noter que des distributions très étroites ont été observées mais à des énergies beaucoup plus basses ( $\approx 10 \text{ MeV/u}$ ).

Les valeurs que nous trouvons ( $\Gamma \approx 80 \text{ MeV/c}$  pour le  $^{10}\text{Be}$  et  $\Gamma \approx 100 \text{ MeV/c}$  pour le  $^9\text{Li}$ ) sont donc bien inférieures. Mais ces noyaux ont très peu de constituants ce qui s'oppose à un

modèle statistique et sont, de plus, riches en neutrons. Or le modèle de Goldhaber ne prend pas en compte d'éventuels effets de structure qui, pour ces noyaux, peuvent devenir très importants. Nous pouvons noter que W. Friedman [fri83] a proposé un réexamen du modèle de Goldhaber en y incluant des effet d'absorption et des effets Coulombiens pour les faibles énergies incidentes ( $E_i < 20 \text{ MeV/u}$ ). Dans cette nouvelle approche, on observe pour les noyaux stables de  $^{12}\text{C}$  et  $^{16}\text{O}$  des effets très importants de diminution de la largeur en moment parallèle quand on va vers des réactions qui fragmentent plus le projectile.

### iii - Distributions du halo de $^{11}\text{Be}$

Les distributions correspondant aux neutrons du halo sont très régulières sur 2 ordres de grandeur et les barres d'erreurs tout à fait satisfaisantes (cf. fig. V-2 a b et c). Les largeur  $\Gamma$  que nous avons extraites sont rappelées en gras dans le tableau V-7 avec les principaux résultats obtenus dans les réactions de cassure du cœur. Nous présentons aussi les résultats d'une expérience très récente de GSI [nil96] dans laquelle la contribution du cœur de  $^{10}\text{Be}$  a été mesurée et soustraite des données du  $^{11}\text{Be}$ .

voie de réaction	largeur $\Gamma$ (MeV/c)	cibles	énergie (MeV/u)	lieu	observation
$^A\text{Li}$	<b><math>42 \pm 5</math></b>	Be	40	GANIL	neutrons
$^A\text{He}$	<b><math>32 \pm 5</math></b>	Be	40	GANIL	neutrons
$Z < 4$	<b><math>38 \pm 4</math></b>	Be	40	GANIL	neutrons
$\neq ^{10}\text{Be}^1$	<b><math>60 \pm 5</math></b>	Be	41	GANIL	neutrons
$^7\text{Li}^2$	<b><math>47 \pm 9</math></b>	C	460	GSI	neutrons
$^7\text{Li}^2$	<b><math>51 \pm 16</math></b>	Pb	460	GSI	neutrons
$^7\text{Li}^1$	<b><math>67 \pm 5</math></b>	C	460	GSI	neutrons

<sup>1</sup> : résultats obtenus sans soustraction de la composante du cœur.

<sup>2</sup> : résultats obtenus récemment à GSI avec soustraction de la composante du coeur.

Tab. V-7 : Récapitulatif des résultats de largeurs des distributions des neutrons du  $^{11}\text{Be}$  obtenues dans les voies de cassure du cœur à GANIL et à GSI.

Le spectre obtenu à GSI sur cible de C est présenté avec son fit sur la figure V-7. Les barres d'erreur sont beaucoup plus importantes que celles de nos spectres, ceci à cause d'une statistique inférieure. Par conséquent, la largeur extraite doit être considérée avec sa large incertitude.

On voit que les largeurs du  $^{11}\text{Be}$  présentent une assez grande diversité et qu'il est impératif de soustraire la composante du coeur dans les voies de cassure du coeur. La largeur que nous obtenons pour le  $^{11}\text{Be}$  passe ainsi de  $60 \pm 5 \text{ MeV/c}$  à  $38 \pm 5 \text{ MeV/c}$  dans la voie "restricted-inclusive" tandis que celle de GSI passe de  $67 \pm 5 \text{ MeV/c}$  à  $47 \pm 7 \text{ MeV/c}$  en coïncidence avec un fragment de  $^7\text{Li}$ . Il y a une grande cohérence, dans le tableau ci dessus,

entre les résultats de GANIL et GSI avec soustraction de la composante du coeur. On peut aussi noter que les largeurs mesurées dans les voies de cassure du coeur sont assez différentes de ce qui avait été observé dans la voie de dissociation pour laquelle la valeur moyenne extraite à GANIL était  $\Gamma \sim 63 \text{ MeV}/c$  sur cible d'Au. Ceci confirme l'hypothèse selon laquelle les mécanismes de réaction augmentent la largeur de distribution de neutron dans la voie de dissociation.

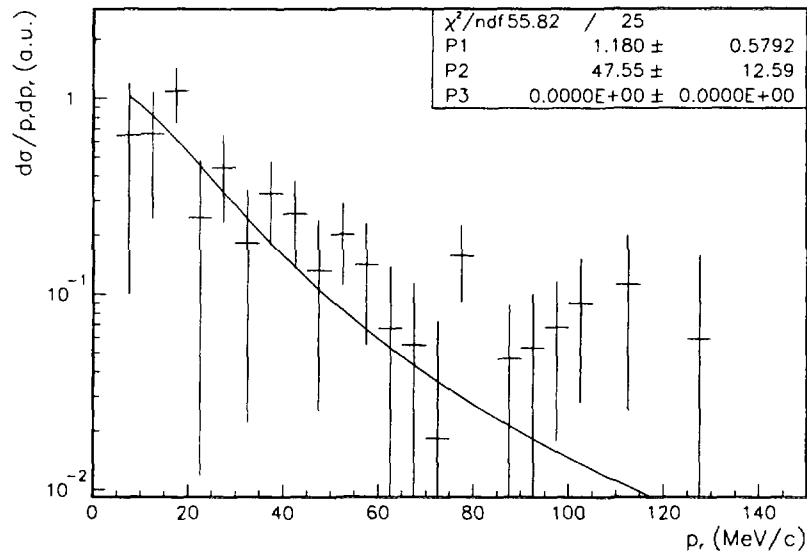


Fig. V-7 : Spectre en moment perpendiculaire des neutrons dans la voie de réaction  $^{11}\text{Be} + \text{C} \rightarrow ^7\text{Li} + \text{n}$  avec soustraction du coeur obtenu à GSI [nil96].

En regardant plus en détail, nous voyons que nous obtenons à GANIL deux largeurs différentes suivant le fragment chargé sélectionné en voie de sortie,  $\Gamma = 42 \pm 5 \text{ MeV}/c$  en coïncidence avec un Li, et  $\Gamma = 32 \pm 5 \text{ MeV}/c$  en coïncidence avec un He. La valeur de  $38 \text{ MeV}/c$  n'est donc qu'une moyenne des largeurs observées dans les voies plus exclusives. Ces résultats différents contredisent l'hypothèse selon laquelle le neutron n'est que spectateur de la réaction et qu'il ne garde mémoire que de l'impulsion qui était la sienne dans le noyau à halo. Si tel était le cas, nous devrions observer une largeur en moment identique quelque soit la nature du fragment chargé sélectionné en voie de sortie. Nous devons alors nous poser la question suivante :

*Les deux voies exclusives observées sont elles perturbées ou seulement l'une des deux est elle affectée par un mécanisme extérieur ?*

Pour essayer de répondre à cette question, nous allons comparer les résultats à ceux obtenus avec les fragments chargés de  $^{10}\text{Be}$  d'une part et avec les prédictions théoriques d'autre part.

### Résultats pour l'étude des fragments chargés de $^{10}\text{Be}$

De nombreuses expériences, notamment à GSI et à MSU, ont mesuré la distribution en moment des fragments chargés de  $^{10}\text{Be}$  après dissociation du  $^{11}\text{Be}$  sur cibles légères et lourdes, et ce pour plusieurs énergies. Les différents résultats obtenus sont présentés dans le tableau V-

8. Nous avons tracé sur les figures V-8 a et b les largeurs expérimentales en fonction de l'énergie incidente et de la charge de la cible. Bien que l'ensemble de ces résultats couvrent une gamme relativement importante, on observe qu'il n'y a **pas de dépendance importante avec l'énergie incidente ni avec la charge de la cible**. Ceci nous permet d'extraire une valeur moyenne pour la largeur en moment des fragments de  $^{10}\text{Be}$  :

$$\Gamma_{\text{coeur}} = 47 \pm 7 \text{ MeV}/c$$

voie de réaction	largeur $\Gamma$ (MeV/c)	cibles	énergie (MeV/u)	lieu	observation
$^{10}\text{Be}$	$41.6 \pm 2.1$	Be	63	MSU	p// fragments
$^{10}\text{Be}$	$45.7 \pm 2.0$	Nb	63	MSU	p// fragments
$^{10}\text{Be}$	$45.2 \pm 2.1$	Ta	63	MSU	p// fragments
$^{10}\text{Be}$	$41.6 \pm 2.2$	U	63	MSU	p// fragments
$^{10}\text{Be}$	$44 \pm 4$	Al	460	GSI	p// fragments
$^{10}\text{Be}$	$50 \pm 3$	Pb	460	GSI	p// fragments
$^{10}\text{Be}$	$51 \pm 4$	Al	680	GSI	p// fragments
$^{10}\text{Be}$	$44 \pm 3$	Pb	680	GSI	p// fragments

Tab. V-8 : Récapitulatif des résultats de largeurs de distributions en moment des fragments de  $^{10}\text{Be}$  obtenus à MSU et à GSI par dissociation du  $^{11}\text{Be}$  sur différentes cibles et à différentes énergies.

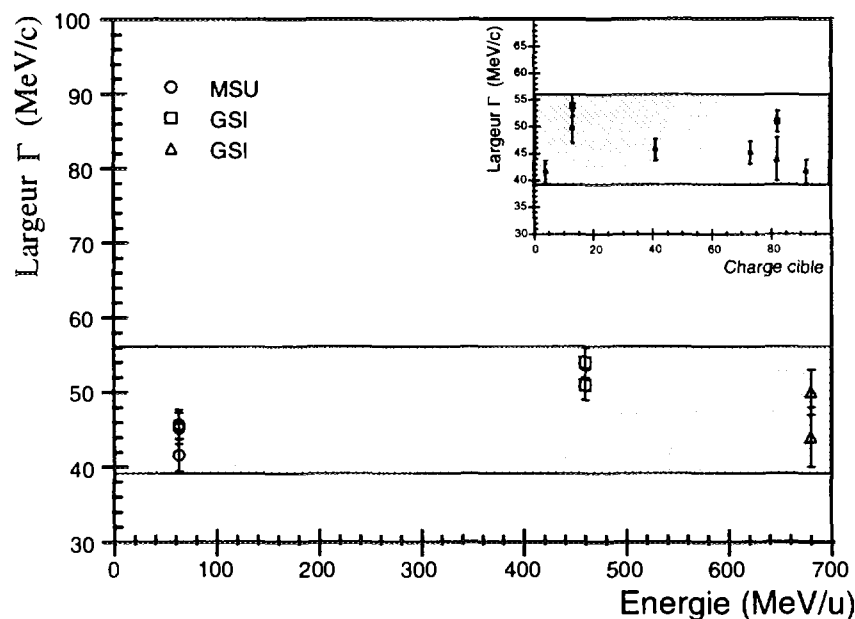


Fig. V-8 a et b (encadré) : Comparaison des largeurs en fonction de l'énergie incidente (a) et en fonction de la charge de la cible (b).

## Prédictions théoriques pour le halo du $^{11}\text{Be}$

Le modèle du halo de Hansen et Jonson donne une relation entre la largeur de la distribution en moment et l'énergie de séparation du neutron du halo (*cf. formule II-4*). Cette largeur est de  $58.4 \text{ MeV}/c$  pour le  $^{11}\text{Be}$  ( $S_n = 0.504 \text{ MeV}$ ). Mais ce modèle suppose pour le neutron une fonction d'onde de Yukawa dont on sait que seul son comportement asymptotique a une réalité physique. Lorsque le rayon tend vers zéro, ce n'est plus vrai car le module de la fonction d'onde diverge. Par conséquent, la relation II-4 qui lie la largeur  $\Gamma$  à l'énergie de séparation surestime la largeur de la distribution en moment. En prenant une fonction d'onde de type  $s$  plus réaliste donnée par un potentiel classique de Woods-Saxon, il est beaucoup plus difficile d'obtenir une expression analytique entre la largeur  $\Gamma$  et l'énergie de séparation  $S_n$ . Cependant, les calculs montrent que la distribution en moment a encore une forme Lorentzienne (car gouvernée par la partie exponentielle de la fonction d'onde qui ne change pas) avec une largeur  $\Gamma$  inférieure.

Un calcul effectué par Hansen avec une fonction d'onde de type  $s$  (moment angulaire  $l=0$ ) donne une largeur  $\Gamma = 47.4 \text{ MeV}/c$  [jon96] et l'ensemble des calculs théoriques convergent pour évaluer la largeur intrinsèque de la distribution en moment des neutrons du halo du  $^{11}\text{Be}$  entre  $45$  et  $50 \text{ MeV}/c$ . Un calcul similaire avec une fonction d'onde de type  $p$  (moment angulaire  $l=1$ ) ne pouvant développer le phénomène halo donne une largeur de distribution de l'ordre de  $150 \text{ MeV}/c$ . Ce résultat est tout à fait en accord avec les conditions sur le moment angulaire vues au chapitre II-III-2 [rii94].

Les résultats pour les fragments de  $^{10}\text{Be}$  sont donc en accord avec ce que prévoit la théorie. Les résultats que nous obtenons pour les distributions de neutrons,  $\Gamma = 42 \pm 5 \text{ MeV}/c$  en coïncidence avec des Li et  $\Gamma = 32 \pm 5 \text{ MeV}/c$  en coïncidence avec des He, sont inférieurs mais pour la voie Li, il n'y a pas de contradiction importante et le résultat recouvre celui des distributions de  $^{10}\text{Be}$  en tenant compte des barres d'erreurs. De plus, plusieurs effets qui seront développés par la suite, permettent d'expliquer la diminution observée pour la largeur de la distribution des neutrons.

Pour la voie He, le résultat n'est en accord ni avec les prédictions, ni avec les distributions de  $^{10}\text{Be}$ . Nous allons voir que nous pouvons cependant expliquer ce résultat si l'on tient compte d'interactions dans l'état final.

Avant tout, il est important de rappeler qu'il n'existe pas de prédictions théoriques quant aux résultats attendus pour les neutrons dans les voies de réaction de cassure du cœur. De même qu'expérimentalement il est plus difficile d'étudier ces réactions par rapport à celles de dissociation qui permettent de ne détecter que les neutrons du halo, les calculs de fragmentation sont beaucoup plus compliqués que ceux de dissociation car ils doivent tenir compte de tous les effets pouvant intervenir dans de tels processus. Le fait que nous trouvions des résultats différents pour deux voies de réactions prouve qu'il existe des effets importants dont nous devons tenir compte. Nous allons présenter quelques pistes permettant de donner une explication des deux résultats obtenus en coïncidence avec les fragments de Li et avec ceux d'He.



## Influence de la cassure du coeur

Le premier point que nous pouvons vérifier concerne les distorsions que le processus de cassure du coeur peut entraîner sur les distributions en moment mesurées. Nous rejoignons ici le problème de savoir s'il est raisonnable de nous placer dans la limite d'application de "Serber Transparent". Des calculs ont été réalisés pour les distributions en moment parallèle des fragments de  $^{10}\text{Be}$  et d'autres sont en cours de réalisation, notamment par Smedberg et Zhukov de Göteborg, pour les distributions angulaires de neutrons dans la voie de cassure du coeur. Nous avons cependant réalisé un modèle très simple afin d'estimer au premier ordre ces possibles distorsions.

Lorsque le coeur du noyau à halo se fragmente, le neutron est considéré comme étant un spectateur de la réaction ce qui signifie qu'il va continuer comme un neutron libre en gardant mémoire de l'impulsion qui était la sienne dans le noyau. Cependant, on peut considérer que la partie de sa fonction d'onde correspondant au coeur du noyau va être arrachée lors de la réaction. En d'autres termes, la cible ne va pas être totalement transparente au neutron et celui ci va, dans certains cas, être absorbé ou diffracté lors de la réaction. Cet effet est souvent appelé "effet d'ombre". Ce point est à rapprocher de la discussion sur les multiplicités observées pour les neutrons du halo. Afin de quantifier l'effet de cet arrachement d'une partie de la fonction d'onde sur la distribution en moment observée pour les neutrons du halo, nous avons calculé la transformée de Fourier de la fonction d'onde du halo avec et sans coupure de sa partie centrale. Le principe du calcul est schématisé sur la figure V-9.

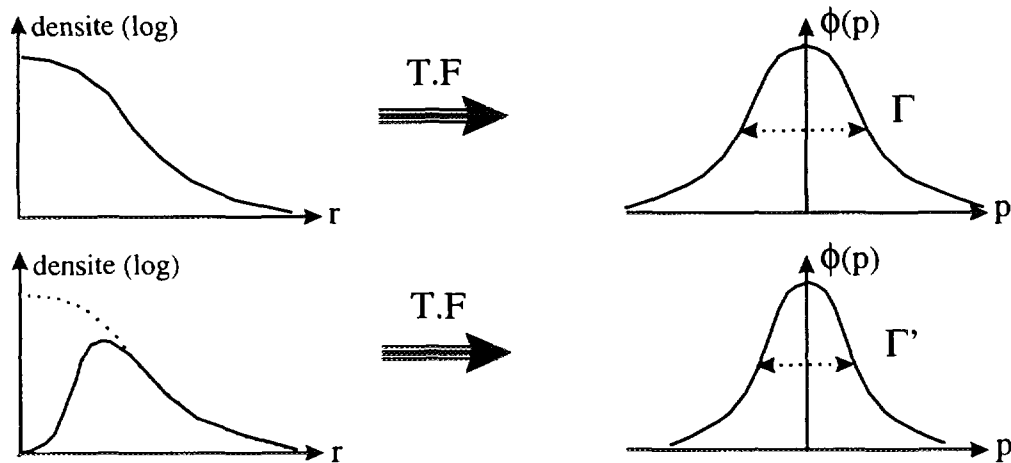


Fig. V-9 : Principe du calcul effectué pour évaluer l'influence d'une coupure dans la fonction d'onde sur la largeur  $\Gamma$  des distributions en moment.

La fonction d'onde utilisée est la suivante :

$$\Psi_0(r) = \alpha \sin\left(\frac{\pi r}{2R}\right) \frac{1}{r} \quad \text{pour } r \leq R \quad (\text{V-7})$$

$$\Psi_0(r) = \alpha \exp\left(\frac{R-r}{\rho}\right) \frac{1}{r} \quad \text{pour } r \geq R \quad (\text{V-8})$$

où  $R = 4 \text{ fm}$  est le rayon de cœur dur et  $\rho = 7 \text{ fm}$  la longueur de décroissance.  $\alpha$  représente une constante de normalisation. Cette fonction utilisée par K. Wilhelmsen [wil91] permet de garder la forme décroissante exponentielle pour les grands rayons et d'avoir une estimation réaliste de la partie interne de la fonction d'onde. L'arrachement de la partie centrale de la fonction d'onde est simulé en utilisant une fonction de coupure annulant la valeur de la fonction d'onde sur le passage du noyau cible. La fonction coupure schématisée sur la figure V-10 vaut 0 dans un cylindre dont l'axe se trouve parallèle à la direction  $z$  de propagation. Pour éviter les problèmes numériques dans le calcul de la transformée de Fourier, la coupure réalisée n'est pas franche mais a la forme Gaussienne suivante :

$$g(x,y) = 1 - \exp\left(\frac{-\ln 2((x-x_0)^2 + (y-y_0)^2)}{Rt}\right) \quad (\text{V-9})$$

où  $Rt$ , la demi largeur de la Gaussienne, a été choisie de façon à ce que l'intégrale de la fonction d'onde soit diminué de 40 % conformément au modèle géométrique de calcul de multiplicité. Plusieurs calculs ont été réalisés en considérant une coupure centrée à 0 ( $x_0 = y_0 = 0$ ) sur l'axe de propagation mais aussi pour une coupure décalée de 1 et 1.5 fm par rapport à l'axe  $z$  de propagation.

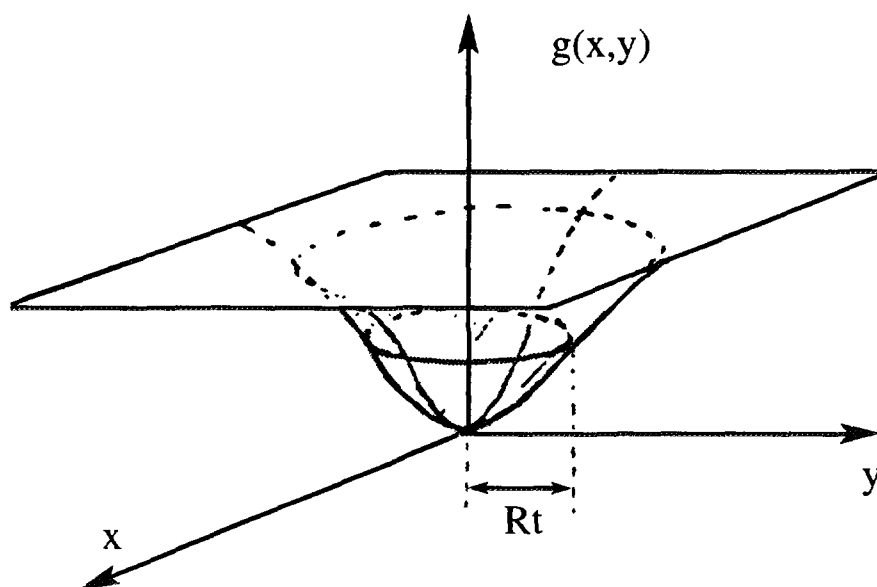


Fig. V-10 : Fonction de coupure appliquée sur la fonction d'onde du halo.

Nous avons utilisé la bibliothèque de programmes de calculs numériques *NAGLIB* pour obtenir les distributions en moment parallèle et perpendiculaire avec et sans coupure par transformée de Fourier des fonctions d'onde correspondantes. Nous avons ensuite ajusté les distributions obtenues par une fonction Lorentzienne et extrait les largeurs  $\Gamma$  avec et sans coupure. Nous avons d'abord réalisé l'ensemble de cette procédure dans le cas à une dimension afin de vérifier le fonctionnement du programme de calcul. Nous avons alors observé une diminution des largeurs  $\Gamma$  de l'ordre de 6 à 8 % en fonction de la position de la coupure. Pour le cas à 3 dimensions, nous n'avons pas relevé de modification supérieure à quelques pourcents. Si ce calcul ne peut pas expliquer les différences observées pour les deux

voies de réaction Li et He, on voit que les distributions en moment peuvent être plus étroites si on tient compte d'une coupure expérimentale dans la fonction d'onde.

Des calculs plus complets ont été réalisés pour la distribution en moment des fragments de  $^{10}\text{Be}$  par M. Zhukov et M. Smedberg [sme96] tenant compte du fait que le neutron n'est pas isolé. Ils considèrent alors l'ensemble du noyau coeur + nucléon du halo et arrivent à la conclusion que les distributions en moment parallèle sont plus étroites d'environ 10 %. Des calculs similaires ont été réalisés par G. Hansen [han96] et par H. Esbensen [hen96] qui arrive aux mêmes conclusions (réduction de 46.5 à 40.7 MeV/c) pour le  $^{11}\text{Be}$  tandis que l'effet de réduction est beaucoup plus prononcé (de l'ordre de 50%) pour le noyau de  $^8\text{B}$  pour lequel la fonction d'onde du proton célibataire est beaucoup plus concentrée dans la partie centrale du potentiel par la barrière Coulombienne. Il est intéressant de mentionner ici que Esbensen applique aussi son calcul dans le cas d'une pure fonction d'onde de Yukawa qui donne une largeur de 58.4 MeV/c dans la limite transparente de Serber. L'effet de réduction est bien sur plus important et on obtient le même résultat final  $\Gamma = 40.8 \text{ MeV/c}$ . L'adaptation de ces calculs pour les moments perpendiculaires des neutrons dans les réactions de cassure du coeur est en cours mais nous pouvons d'ores et déjà nous attendre à des effets similaires de réduction de la largeur pour les neutrons du halo de l'ordre de 10 %.

### Interactions dans l'état final

Le second effet qui peut expliquer une distribution plus étroite pour les neutrons du halo du  $^{11}\text{Be}$  en coïncidence avec les fragments de Li concerne les interactions dans l'état final  $^9\text{Li} + n$  que nous avons déjà mentionnées (cf. *chapitre II-VI*). En effet, nous ne séparons pas en masse les différents isotopes de Li et ceci ne nous permet pas d'affirmer que cette contamination est totalement absente. Cependant, deux arguments nous permettent de dire que si elle existe, elle est très faible :

1- Pour qu'il y ait une résonance entre un  $^9\text{Li}$  et le neutron du halo, il faut que le coeur de  $^{10}\text{Be}$  se fragmente en un  $^9\text{Li}$  en perdant un seul proton lors de la collision avec la cible tout en laissant intact sa structure en neutrons. On s'attend à ce que cette voie soit peu probable et ceci a été vérifié à GSI [nil96] dans les mesures des distributions en moment perpendiculaire de neutrons dans les voies de cassure du coeur.

2 - Bien que nous ne séparions pas en masse les différents isotopes de Li, des arguments indirects nous permettent de dire qu'ils sont très peu nombreux. En effet, d'une part les sections efficaces de réaction mesurées avec les données ions lourds dans la voie Li sont les mêmes pour le  $^{11}\text{Be}$  et pour le  $^{10}\text{Be}$  ce qui confirme que l'on observe les mêmes réactions pour le coeur du  $^{11}\text{Be}$  que pour le noyau de  $^{10}\text{Be}$ . Cette hypothèse est d'ailleurs à la base de notre méthode de soustraction. D'autre part, la section efficace différentielle neutron  $d\sigma/d\Omega$  intégrée de 0 à 100 degrés pour une sélection en énergie des neutrons entre 15 et 80 MeV est toujours supérieure ou égale à la section efficace ions lourds. Ceci signifie qu'un neutron au moins est émis à chaque événement et qu'il n'y a quasiment aucun événement  $^{10}\text{Be} \rightarrow ^9\text{Li}$ , réaction dans laquelle aucun neutron ne doit être émis.

Les deux effets que nous venons d'évoquer (effet d'ombre et résonance dans l'état final) peuvent expliquer la différence de largeur observée -  $42 \pm 5 \text{ MeV}/c$  au lieu de  $\sim 47 \text{ MeV}/c$  - pour la distribution en moment des neutrons du halo en coïncidence avec un fragment de Li. Pour la voie de réaction dans laquelle le neutron est détecté en coïncidence avec un fragment He, l'effet d'ombre est similaire et il faut rechercher une explication supplémentaire pour rendre compte d'une largeur encore plus étroite de  $32 \pm 5 \text{ MeV}/c$ .

Une explication possible est la présence dans le noyau final He de deux résonances à basse énergie. La première est une résonance  ${}^4\text{He} + n$  se situant à  $E_0 = 0.89 \text{ MeV}$  et la seconde une résonance  ${}^6\text{He} + n$  à  $E_0 = 0.44 \text{ MeV}$ . En première approximation, ces résonances donnent une distribution en moment perpendiculaire pour les neutrons dont la largeur en moment est de l'ordre de  $\langle p_{\perp} \rangle$  avec :

$$p_0^2 c^2 = 2\mu c^2 E_0 \quad (\text{V-10})$$

$$p_0^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 = p_{\perp}^2 + p_z^2 \quad \text{et} \quad p_x^2 = p_y^2 = p_z^2 = \frac{1}{3} p_0^2$$

$$\text{soit finalement :} \quad \langle p_{\perp} \rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \mu c^2 E_0 \quad (\text{V-11})$$

ce qui donne une largeur de  $30 \text{ MeV}/c$  pour la résonance  ${}^5\text{He}$  et une largeur de  $22 \text{ MeV}/c$  pour la résonance  ${}^7\text{He}$ . La combinaison d'une largeur intrinsèque pour les neutrons du halo autour de  $47 \text{ MeV}/c$  combiné à ces deux résonances peut tout a fait expliquer une largeur aussi faible que celle observée de  $32 \pm 5 \text{ MeV}/c$ . De plus, la structure du  ${}^{10}\text{Be}$ , noyau souvent décrit comme deux  ${}^4\text{He}$  + deux neutrons, va favoriser ces voies de réaction. Lors de la fragmentation, il va être très facile au noyau coeur de  ${}^{10}\text{Be}$  de donner un  ${}^4\text{He}$  lequel peut ensuite facilement donner un  ${}^6\text{He}$  avec les deux neutrons supplémentaires disponibles lors de la réaction.

Il est donc possible d'expliquer les largeurs observées pour les distributions angulaires de neutron dans les voies de cassure du coeur dans le cadre d'un modèle où la largeur intrinsèque de la distribution en moment des neutrons du halo aurait une valeur comprise en  $45$  et  $50 \text{ MeV}/c$ , ce que semble confirmer aujourd'hui la plupart des résultats expérimentaux et des prédictions théoriques.

#### iv - Distribution du halo du ${}^{11}\text{Li}$ :

Comme dans le cas du  ${}^{11}\text{Be}$ , nous observons sur les figures V-4 a et b que les distributions obtenues pour les neutrons du halo de  ${}^{11}\text{Li}$  sont très régulières sur deux ordres de grandeur avec des barres d'erreurs tout à fait satisfaisantes. Nous avons extrait les largeurs  $\Gamma$  par un ajustement avec une fonction Lorentzienne. Pour les deux sélections réalisées, les largeurs sont de l'ordre de  $41 \pm 6 \text{ MeV}/c$  (cf. tab. V-4). Nous pouvons comparer ces valeurs à celles obtenues précédemment au GANIL et à GSI dans les mêmes voies de réaction. L'ensemble de ces résultats est résumé dans le tableau V-9 ci dessous :

voie de réaction	largeur $\Gamma$ (MeV/c)	cibles	énergie (MeV/u)	lieu	observation
$^4\text{He}$	$42 \pm 6$	Be	30	GANIL	neutrons
$Z < 3$	$41 \pm 6$	Be	30	GANIL	neutrons
$\neq {}^9\text{Li}$	$42 \pm 4$	Be	28	GANIL	neutrons
$\neq {}^9\text{Li}^1$	$43 \pm 3$	C	280	GSI	neutrons
$\neq {}^9\text{Li}^1$	$36 \pm 4$	Pb	280	GSI	neutrons

<sup>1</sup>: résultats obtenus sans soustraction de la composante du cœur.

Tab. V-9 : Récapitulatif des résultats de largeurs de distributions angulaires de neutrons du  $^{11}\text{Li}$  obtenues dans les voies de cassure du cœur à GANIL et à GSI.

Ces valeurs sont tout à fait compatibles et indépendantes de l'énergie incidente. Le résultat de GSI sur cible de Pb est sans doute moins représentatif car les voies de cassure du cœur ne sont pas favorisées par les cibles lourdes. On peut s'attendre alors à des effets non négligeables sur la largeur de la distribution en moment.

La valeur moyenne extraite des données en excluant celle de GSI sur cible de Pb est :

$$\Gamma_n = 42 \pm 5 \text{ MeV/c}$$

Nous allons comparer ce résultat pour les distributions de neutrons avec les prédictions théoriques pour le  $^{11}\text{Li}$  et avec les largeurs extraites à partir des distributions de fragments chargés de  ${}^9\text{Li}$  après dissociation du  $^{11}\text{Li}$ .

La plupart des travaux sur le  $^{11}\text{Li}$  s'accordent à montrer que les neutrons du halo sont peu corrélés et qu'il est alors important de considérer un modèle à trois corps pour décrire ce noyau. Si les neutrons ne sont pas corrélés, on a un facteur  $\sqrt{2}$  entre la largeur de la distribution des neutrons et celle correspondant au cœur de  ${}^9\text{Li}$ ,  $\Gamma({}^9\text{Li}) = \sqrt{2} \Gamma(n)$ , alors que si les neutrons sont fortement corrélés, ce rapport est 1.

Le forme Lorentzienne que nous avons utilisé pour reproduire les données vient du modèle du halo de Hansen et Jonson [han87] où le  $^{11}\text{Li}$  est traité comme un système à deux corps avec un dineutron ponctuel. Est-il encore exact d'utiliser une forme Lorentzienne pour les distributions en moment dans le cadre d'un modèle à trois corps et peut-on alors comparer les différentes largeurs obtenues pour les neutrons et pour les fragments chargés de  ${}^9\text{Li}$  ?

### Un modèle simple à 3 corps

Zhukov et Jonson ont développé un modèle simple pour l'analyse du problème à trois corps [zhu95]. Dans un tel système, la partie asymptotique de la fonction d'onde de l'état fondamental est bien connu comme étant une généralisation de la fonction de Yukawa à deux corps. Sa forme analytique est la suivante :

$$\Psi \propto \exp(-\kappa_0 \rho) / \rho^{5/2} \quad (\text{V-12})$$

$$\kappa_0 = (2m/\hbar^2)S$$

où le  $m$  est la masse du nucléon et  $S$  son énergie de liaison. L'hyper-rayon  $\rho$  est donné par :

$$\rho^2 = \sum_{i=1}^3 A_i (\bar{r}_i - \bar{R})^2 \equiv \frac{1}{A} \sum_{i>j=1}^3 A_i A_j (\bar{r}_i - \bar{r}_j)^2 \quad (\text{V-13})$$

$\bar{R}$  est le centre de masse,  $\bar{r}_i$  la coordonnée de la  $i^{\text{ème}}$  particule et  $A_i$  sa masse. Dans le cadre des coordonnées Jacobiennes  $(\bar{x}_i, \bar{y}_i)$  définies par :

$$\bar{x}_i = \sqrt{A_{ij}} (r_i - r_j) \quad \bar{y}_i = \sqrt{A_{(ij)l}} \left( \frac{A_i \bar{r}_i + A_j \bar{r}_j}{A_i + A_j} - \bar{r}_l \right) \quad (\text{V-14})$$

où  $A_{ij} = A_i A_j / (A_i + A_j)$  et  $A_{(ij)l} = (A_i + A_j) A_l / (A_i + A_j + A_l)$ , l'hyper-rayon  $\rho$  est alors défini par la relation suivante:

$$\rho^2 = \bar{x}_l^2 + \bar{y}_l^2 \quad (l=1,2,3) \quad (\text{V-15})$$

Si, par exemple, les indices 1 et 2 se réfèrent aux neutrons du halo et l'indice 3 au coeur, nous avons :

$$\bar{x}_3 = \frac{(\bar{r}_1 - \bar{r}_2)}{\sqrt{2}}; \quad \bar{y}_3 = \sqrt{\frac{2A_3}{A_3 + 2}} \left( \frac{\bar{r}_1 + \bar{r}_2}{2} - \bar{r}_3 \right) \quad (\text{V-16})$$

Il est important de noter ici que l'hyper-rayon  $\rho$  n'est pas, comme dans le modèle à deux corps, directement relié à une distance moyenne entre deux participants mais doit être considéré comme une indication de la taille du système à trois corps, soit comme une moyenne des différentes distances entre les trois participants. On peut d'ailleurs relier le rayon carré moyen du système à trois corps (coeur + neutron + neutron) au rayon carré moyen du coeur à l'aide de la relation suivante :

$$R_{r.m.s.}^2 (A_c + n + n) = \frac{A_c}{A_c + 2} R_{r.m.s.}^2 (A_c) + \frac{1}{A_c + 2} \langle \rho^2 \rangle \quad (\text{V-17})$$

L'utilisation d'une telle fonction d'onde de type Yukawa pour le  $^{11}\text{Li}$  suppose implicitement que les trois conditions ci dessous soient vérifiées :

- (i) la forme de cette fonction d'onde est correcte pour l'ensemble des valeurs possibles de  $\rho$ .
- (ii) toutes les particules sont dans un état de moment relatif  $l = 0$

(iii) la fonction d'onde correspond à l'approximation  $K = 0$  de la méthode des harmoniques hypersphériques (cf. Chapitre II-III-2 : Conditions d'apparition du halo)

Ces trois hypothèses sont raisonnables, surtout pour un système à trois corps très peu lié comme le  $^{11}\text{Li}$ . Cette argumentation est développée plus en détail dans la référence [zhu95].

Les distributions en moment parallèle et perpendiculaire sont calculées avec les coordonnées Jacobiennes dans le cadre du modèle de Serber où la distribution en moment est proportionnelle au carré de la fonction d'onde dans l'espace des moments, elle-même calculée par transformée de Fourier de la fonction d'onde dans l'espace des positions. Les expressions analytiques des distributions en moment parallèle et perpendiculaire sont assez compliquées mais peuvent être ajustées sans difficulté par la fonction Lorentzienne suivante :

$$f(x) = 1/(1+ax)^m$$

avec  $a = 0.5$  et  $m = 2$  pour la distribution en moment parallèle et  $a = 0.53$  et  $m = 3/2$  pour la distribution en moment perpendiculaire. La seule différence avec la fonction Lorentzienne du modèle à deux corps vient donc du facteur  $a$  qu'il est possible de factoriser. La largeur  $\Gamma$  est alors multipliée par un facteur  $1/\sqrt{a}$  (le même pour la distribution de neutrons et celle des fragments chargés) quasiment identique pour la distribution en moment perpendiculaire et pour la distribution en moment parallèle. Il est alors possible de comparer directement les largeurs des distributions en moment perpendiculaire des neutrons et celles des distributions en moment parallèle des fragments chargés correspondant de  $^9\text{Li}$  obtenus par les ajustements avec la fonction Lorentzienne définis par les formules II-6 et II-8.

Ce modèle permet d'autre part de relier la largeur de la distribution en moment du coeur  $\Gamma_c$  à celle des neutrons du halo  $\Gamma_n$  :

$$\Gamma_c = \sqrt{\frac{(A_n + A_n)A_c}{(A_n + A_c)A_n}} \Gamma_n \quad \text{soit} \quad \Gamma_c = \sqrt{1.8} \Gamma_n \quad (\text{V-18})$$

ce qui est très proche de la valeur  $\sqrt{2}$  attendue dans le cas de neutrons très peu corrélés dans le halo.

### Comparaison des largeurs neutrons et du coeur $^9\text{Li}$

De nombreuses expériences, notamment à GSI, ont mesuré la distribution en moment des fragments chargés de  $^9\text{Li}$  après dissociation du  $^{11}\text{Li}$  sur cible légères et lourdes, et ce pour plusieurs énergies. Les différents résultats obtenus sont résumés dans le tableau V-10. Nous avons tracé sur les figures V-11 a et b ces largeurs en fonction de l'énergie et de la charge de la cible.

voie de réaction	largeur $\Gamma$ (MeV/c)	cibles	énergie (MeV/u)	lieu	observation
${}^9\text{Li}$	$48 \pm 6$	Al	650	GSI	p// fragments
${}^9\text{Li}$	$44 \pm 6$	Pb	650	GSI	p// fragments
${}^9\text{Li}$	$43 \pm 4$	Pb	470	GSI	p// fragments
${}^9\text{Li}$	$51 \pm 2$	Al	280	GSI	p// fragments
${}^9\text{Li}$	$47 \pm 3$	Pb	280	GSI	p// fragments

Tab. V-10 : Récapitulatif des résultats de largeurs de distributions en moment des fragments de  ${}^9\text{Li}$  obtenus à GSI par dissociation du  ${}^{11}\text{Li}$  sur cibles de Al et Pb à différentes énergies.

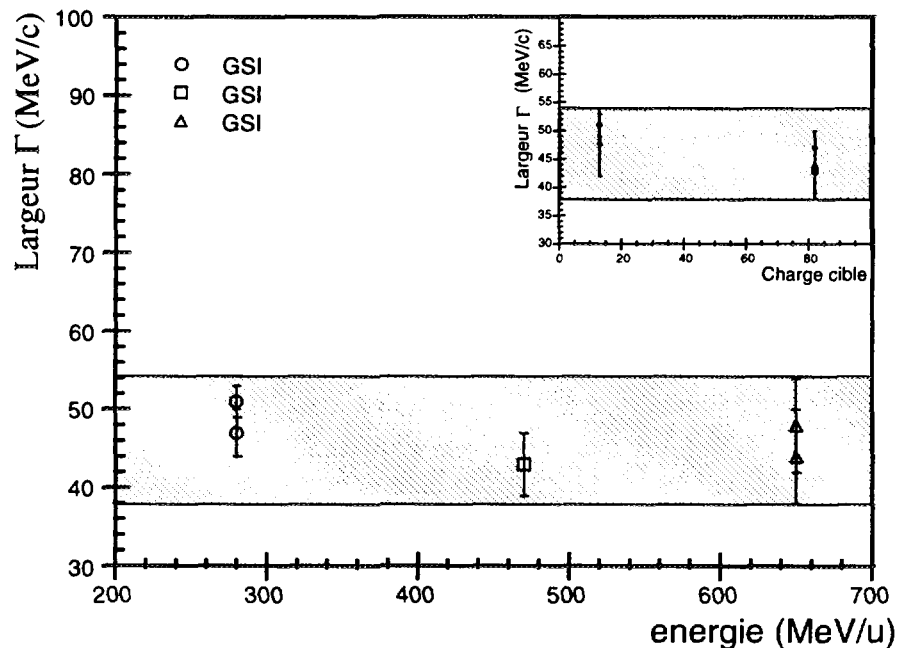


Fig. V-11 : Comparaison des largeurs en fonction de l'énergie incidente et en fonction de la charge de la cible.

Comme pour les neutrons, on voit qu'il n'y a pas de dépendance importante avec l'énergie incidente ni avec la charge de la cible ce qui permet d'obtenir une valeur moyenne pour la largeurs des fragments de  ${}^9\text{Li}$  :

$$\Gamma_{\text{coeur}} = 47 \pm 6 \text{ MeV/c}$$

Le rapport entre la largeur moyenne du coeur et celle des neutrons est alors :

$$r = \Gamma_c / \Gamma_n = 1.1 \pm 0.3$$



Cette valeur, quoique sensiblement plus faible, n'est pas très éloignée du rapport 1.3-1.4 attendu dans le cas de neutrons peu corrélés dans le halo. De plus, plusieurs effets peuvent expliquer que l'on obtienne un rapport  $r$  inférieur à la valeur attendue :

1 - Pour les fragments chargés de  ${}^9\text{Li}$ , l'effet d'ombre dont nous avons parlé pour le  ${}^{11}\text{Be}$  va avoir pour effet de diminuer la largeur de la distribution en moment. Les calculs n'ont pas encore été effectués mais on peut s'attendre à un effet comparable à celui des fragments de  ${}^{10}\text{Be}$  soit :

$$\Gamma_{\text{intrinsèque}}(\text{coeur}) > \Gamma_{\text{expérimental}}(\text{coeur})$$

2 - le même effet d'ombre va moins affecter les neutrons du halo du  ${}^{11}\text{Li}$  que dans le cas du  ${}^{11}\text{Be}$ . En admettant que les deux neutrons du halo du  ${}^{11}\text{Li}$  sont peu corrélés, on a alors une grande probabilité de trouver au moins un des deux neutrons en dehors de la région d'ombre. Dans ce cas :

$$\Gamma_{\text{intrinsèque}}(\text{halo}) \approx \Gamma_{\text{expérimental}}(\text{halo})$$

3 - Les expériences ont montré que les nucléons du noyau peuvent être déviés par une diffusion du type Glauber sur le noyau cible. On peut alors imaginer le même type de scénario dans les réactions de cassures du coeur où une collision directe entre le noyau cible et le neutron du halo aurait pour effet d'augmenter très légèrement la largeur de la distribution en moment perpendiculaire. On s'attend alors à :

$$\Gamma_{\text{intrinsèque}}(\text{halo}) < \Gamma_{\text{expérimental}}(\text{halo})$$

On voit donc que nos résultats n'apportent pas de contradiction si on veut décrire le noyau de  ${}^{11}\text{Li}$  comme un système à trois corps dans lequel les corrélations entre les deux neutrons du halo seraient faibles. De plus, certains effets expérimentaux permettent de comprendre le rapport plus faible observé pour la largeur du coeur et celle du halo par rapport à ce que nous attendons dans le cadre de deux neutrons très peu corrélés dans le halo. Nous n'avons pas évoqué ici les interactions dans l'état final dans la voie He (dont on sait qu'elles influencent les largeurs de distributions dans le cas du  ${}^{11}\text{Be}$ ) pour les raisons suivantes :

- les résultats sont identiques pour les deux voies de réactions incluant uniquement les fragments de  $Z = 2$  et tous les fragments de  $Z < 3$ . Si des interactions dans l'état final modifiaient les largeurs de la voie  $Z = 2$ , nous devrions observer une moyenne des différentes largeurs dans la voie  $Z < 3$  (comme pour le  ${}^{11}\text{Be}$  dans la voie  $Z < 4$ ), ce que nous n'observons pas.
- la largeur obtenue pour  $Z = 2$  est différente de celle observée dans la même voie de réaction pour le  ${}^{11}\text{Be}$ . On ne peut donc pas évoquer les mêmes processus.
- enfin, la structure du  ${}^{10}\text{Be}$  favorise l'apparition des noyaux de  ${}^4\text{He}$  et  ${}^6\text{He}$  de par sa structure ce qui n'est pas le cas du  ${}^9\text{Li}$  qui n'a que de très faibles probabilité de donner un  ${}^6\text{He}$ . Il est plus probable qu'il donne un  ${}^4\text{He}$  mais la largeur de cette résonance correspond à peu près à ce que nous attendons pour les neutrons du halo dans le cas du  ${}^{11}\text{Li}$ . L'effet de réduction ne peut être que très faible.

## Taille du système à trois corps

Dans le cadre d'un modèle à trois corps (ou d'un modèle à 2 corps réaliste), nous avons vu qu'il n'était pas possible de relier analytiquement d'une façon simple l'énergie de séparation du halo et l'hyper-rayon  $\rho$  (ou longueur de décroissance dans le modèle à 2 corps réaliste). Par contre  $\rho$  est d'une part relié, comme nous le montre la formule V-17, au rayon carré moyen du noyau au travers d'un modèle donnant les largeurs des distribution et il peut être d'autre part extrait des mesures de sections efficaces totales de réaction. Nous pouvons comparer la valeur que nous obtenons pour le rayon carré moyen avec celle obtenue à partir des mesures de sections efficaces totales de réaction.

Tanihata *et al.* [tan85a] ont extrait un rayon carré moyen pour le  $^{11}\text{Li}$  à l'aide d'un modèle de type Glauber simplifié, le modèle de Karol [kar75] dans lequel la section efficace de réaction dépend de l'interaction nucléon-nucléon  $\tau_{nn}$  et de la densité du noyau cible  $\rho_c$  et du noyau projectile  $\rho_p$  :

$$\sigma_R \propto \int e^{-\tau_{nn} \int \rho_c \rho_p dz} d\tau$$

L'interaction nucléon nucléon-nucléon  $\tau_{nn}$  et de la densité du noyau cible  $\rho_c$  étant supposées connues, le seul paramètre est alors la densité du noyau projectile. En utilisant en première approximation une densité de forme Gaussienne de paramètre  $a_0$ , Tanihata *et al.* extraient un rayon de matière pour le  $^{11}\text{Li}$  de  $3.27 \text{ fm}$ . L'utilisation d'un profil Gaussien avec une densité statique pour un système à 3 corps comme le  $^{11}\text{Li}$  n'étant pas le plus adapté, Al-Khalili et Tostevin [kha96] ont recalculé le rayon carré moyen en considérant un système à trois corps où le centre de masse ne se trouve pas au centre du noyau et en tenant compte des corrélations possibles entre le coeur et les neutrons du halo. La valeur déduite pour le rayon carré moyen du  $^{11}\text{Li}$  est de  $3.55 \text{ fm}$ .

Si nous considérons que les valeurs intrinsèques pour les largeurs en moment du coeur et des neutrons dans le  $^{11}\text{Li}$  sont respectivement de  $50$  et de  $37 \text{ MeV}/c$ , en accord avec les résultats expérimentaux discutés précédemment, le modèle à trois corps de Zhukov et Jonson donne un hyper-rayon  $\langle \rho^2 \rangle$  de l'ordre de  $10 \text{ fm}$ . De la formule V-17, en considérant le rayon carré moyen du  $^9\text{Li}$  étant égal à  $2.3 \text{ fm}$  [tan85a] nous déduisons alors un rayon carré moyen pour le noyau de  $^{11}\text{Li}$  de  $3.65 \text{ fm}$  soit une valeur tout à fait en accord avec celle déduite des mesures de sections efficaces totales de réaction.

Pour le  $^{11}\text{Be}$  comme pour le  $^{11}\text{Li}$ , nos données semblent indiquer qu'il n'y a pas de contradictions fondamentales avec les différents résultats expérimentaux et avec les prédictions théoriques les plus récentes. Cependant, pour l'étude plus précise du  $^{11}\text{Li}$  et pour celle du  $^{11}\text{Be}$ , une bonne connaissance des différents canaux de réactions pour les coeurs de  $^9\text{Li}$  et  $^{10}\text{Be}$  est indispensable afin de pouvoir estimer précisément les effets d'éventuelles interactions dans l'état final. Un important travail est aussi à faire au niveau des modèles pour quantifier de façon exacte l'effet d'ombre pour les coeurs mais surtout pour les neutrons du halo. On attend un effet moindre pour le  $^{11}\text{Li}$  que dans le cas du halo d'un seul neutron du  $^{11}\text{Be}$  mais ceci reste à vérifier. Il semble aussi qu'il soit important de connaître précisément les distributions angulaires d'un neutron libre après réaction sur la cible pour quantifier les effets d'élargissement qu'un tel processus peut engendrer pour les neutrons du halo.

## 2 - Distributions en moment parallèle

Nous venons de discuter les résultats des distributions angulaires de neutrons qui sont comparables aux distributions en moment perpendiculaire car obtenues par projection du moment sur le plan des détecteurs. Le dispositif expérimental utilisé permet aussi d'extraire les distributions en moment parallèle. De telles distributions n'ont jamais encore été publiées, tant à GANIL qu'à GSI. Leur étude est intéressante car, outre la confirmation que l'on en attend des précédents résultats, l'analyse des ions lourds a montré que les moments parallèles sont moins perturbés par les mécanismes de réactions que les moments transverses [orr92]. On peut en particulier espérer, pour les neutrons du halo, un effet moins important des diffusions de type Glauber.

La formule II-8 donne l'expression de la distribution en moment parallèle (suivant l'axe  $z$ , axe du faisceau) attendue pour les neutrons du halo. Cependant, cette formule suppose que l'on intègre la distribution en moment sur l'ensemble des valeurs possibles de  $p_x$  et  $p_y$  (dans le plan des détecteurs). Or le dispositif expérimental utilisé comporte de nombreuses zones sans détecteurs. Il est impératif de prendre en compte ces effets dans une éventuelle étude quantitative des moments parallèles. Nous rejoignons ici le problème évoqué au chapitre II-II-4 et l'utilisation d'une distribution Lorentzienne pour représenter les distributions en moment. La situation est complètement différente dans le cas d'une distribution Gaussienne car celle-ci est séparable suivant les trois coordonnées cartésiennes :

$$\Phi(\vec{p}) = \Phi(p_x, p_y, p_z) = \Phi(p_x) \cdot \Phi(p_y) \cdot \Phi(p_z)$$

et une limitation sur  $p_x$  et/ou  $p_y$  ne change pas la forme de la distribution en  $p_z$ . Au contraire, dans le cas d'une distribution Lorentzienne, il n'y a pas de séparabilité des variables et la limitation sur une des variables va changer la distribution observée sur toutes les autres variables.

Considérons en première approximation chaque détecteur comme étant un point, nous pouvons alors, à partir de la formule II-3, obtenir l'expression de la distribution parallèle pour chaque détecteur en substituant  $p_x$  et  $p_y$  par la relation suivante :

$$(p_0 + p_z) \tan\vartheta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (\text{V-22})$$

où  $\theta$  est l'angle du détecteur considéré. L'expression de la distribution en moment parallèle devient alors :

$$\frac{d^2\sigma}{dp_z d\Omega} = \frac{(p_0 + p_z)^2}{2\pi^2 \cos^3\theta} \frac{1}{\left[ \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + p_0^2 \sin^2\theta + \left(\frac{p_z + p_0 \sin^2\vartheta}{\cos\theta}\right)^2 \right]^2} \quad (\text{V-23})$$

Quand  $\theta$  augmente, nous observons à la fois un décalage du centre de la distribution vers des moments négatifs ( $p_{\text{centre}} = -p_0 \sin^2\theta$ ) et un élargissement ( $\Gamma_{\text{ela}}^2 = \Gamma^2 + 4p_0^2 \sin^2\theta$ ).

Nous avons tracé sur les figures V-12 a, b et c la distribution en moment parallèle des neutrons du  $^{11}\text{Be}$  en coïncidence avec un fragment chargé de  $Z < 4$  sans soustraction des données du coeur de  $^{10}\text{Be}$  pour les détecteurs placés respectivement à 1.5, 5 et 12 degrés. Les ajustements sont réalisés avec la fonction V-24 suivante :

$$f(x) = \frac{P1 \times (p_0 + x)}{[(P2 + (x - P3)^2)]^2} \quad (\text{V-24})$$

Nous vérifions bien qu'il y a un décalage du maximum de la distribution ( $P3 = 5, -3.3$  et  $-23.7$  à respectivement 1.5, 5 et 12 degrés) et un élargissement ( $P2 = 88.5, 102.7$  et  $157.3 \text{ MeV}/c$  à respectivement 1.5, 5 et 12 degrés). Les mêmes effets sont observés pour le noyau coeur de  $^{10}\text{Be}$  mais la statistique étant encore plus faible, il n'est pas possible de réaliser un ajustement représentatif des distributions.

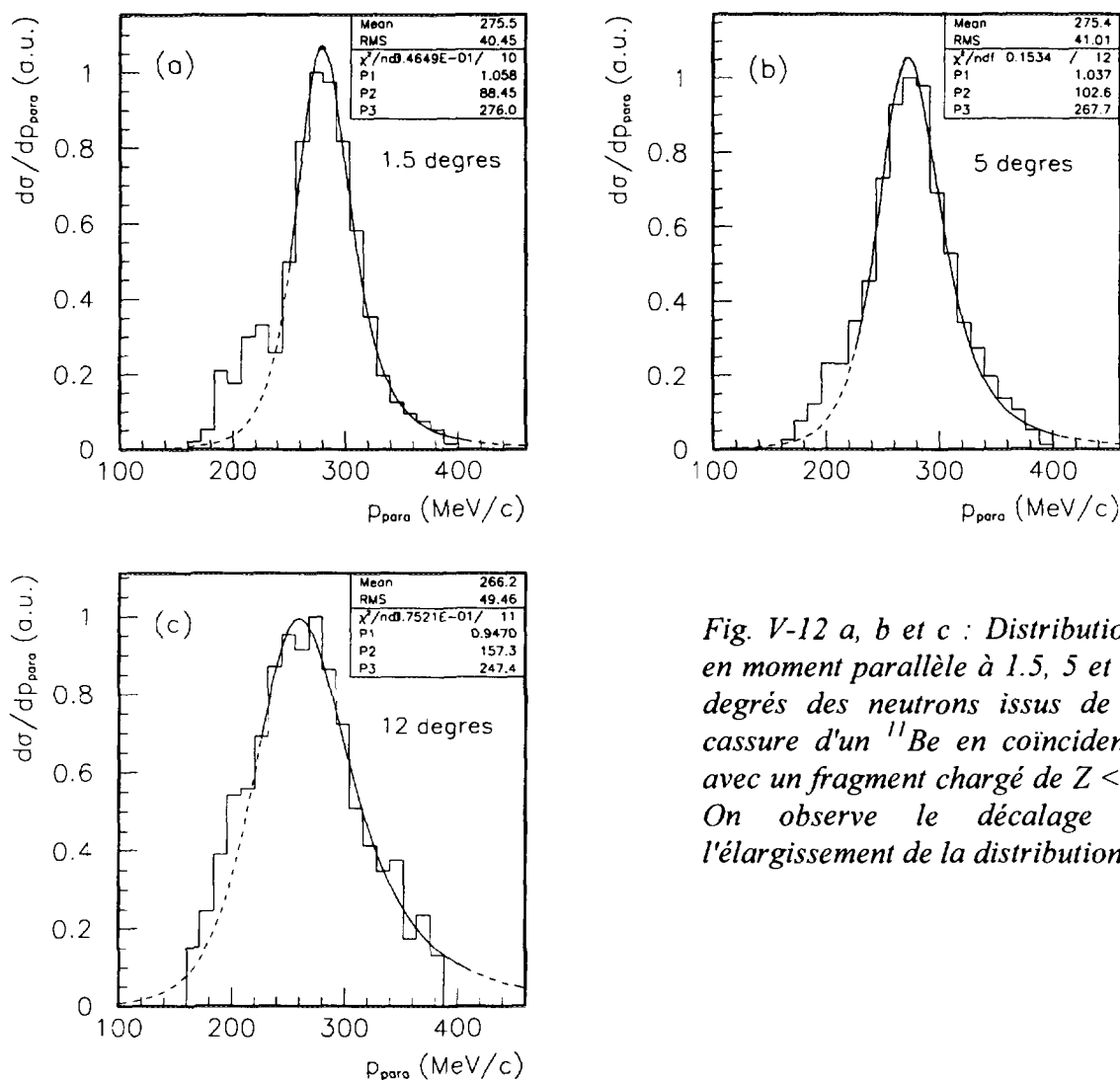


Fig. V-12 a, b et c : Distributions en moment parallèle à 1.5, 5 et 12 degrés des neutrons issus de la cassure d'un  $^{11}\text{Be}$  en coïncidence avec un fragment chargé de  $Z < 4$ . On observe le décalage et l'élargissement de la distribution.

La largeur obtenue à 1.5 degrés, soit quasiment au centre, est de 88.5 MeV/c soit beaucoup plus que la largeur intrinsèque attendue pour le halo (l'effet d'élargissement à 1.5 degré n'est que de 7 MeV/c). Il est donc impératif de soustraire les données correspondant au coeur pour obtenir la largeur correspondant aux neutrons du halo.

Nous avons réalisé la soustraction pour le run de  $^{11}\text{Be}$  dans la voie "restricted-inclusive" et le résultat est présenté sur les figures V-13-a à V-13-g. La statistique devient critique et il est difficile d'obtenir une information précise des ajustements réalisés. Les paramètres P1, P2 et P3 de l'ajustement représentent respectivement le maximum, la largeur et la position du maximum de la distribution. Nous pouvons observer les trois points suivants :

- 1 - malgré des statistiques très faibles, il reste après soustraction des événements pour les angles inférieurs à 12 degrés. Ceci confirme que les effets du halo, bien que non quantifiables, se manifestent aux angles avants.
- 2 - Les distributions au delà de 12 degrés sont identiquement nulles mais la soustraction ne donne pas des écarts par rapport à 0 trop importants. Ceci justifie la méthode de soustraction des événements du coeur que nous utilisons.
- 3 - Bien que les spectres jusqu'à 12 degrés soient difficilement interprétables, les distributions semblent assez étroites en accord avec ce que nous attendons. Ceci est particulièrement vrai à 0 degré où la largeur est de 45 MeV/c.

Nous avons réalisé un travail identique pour le noyau de  $^{11}\text{Li}$  pour lequel on observe les mêmes phénomènes d'élargissement et de décalage.

Une étude plus précise des distributions en moment parallèle nécessiterait une statistique plus importante et une analyse précise afin de définir des fonctions de corrections tenant compte des zones non couvertes par le dispositif expérimental. Il serait possible d'imaginer une autre configuration géométrique pour la disposition des détecteurs à neutron de façon à ne laisser aucun angle non couvert entre 0 et 50 degrés dans le laboratoire.

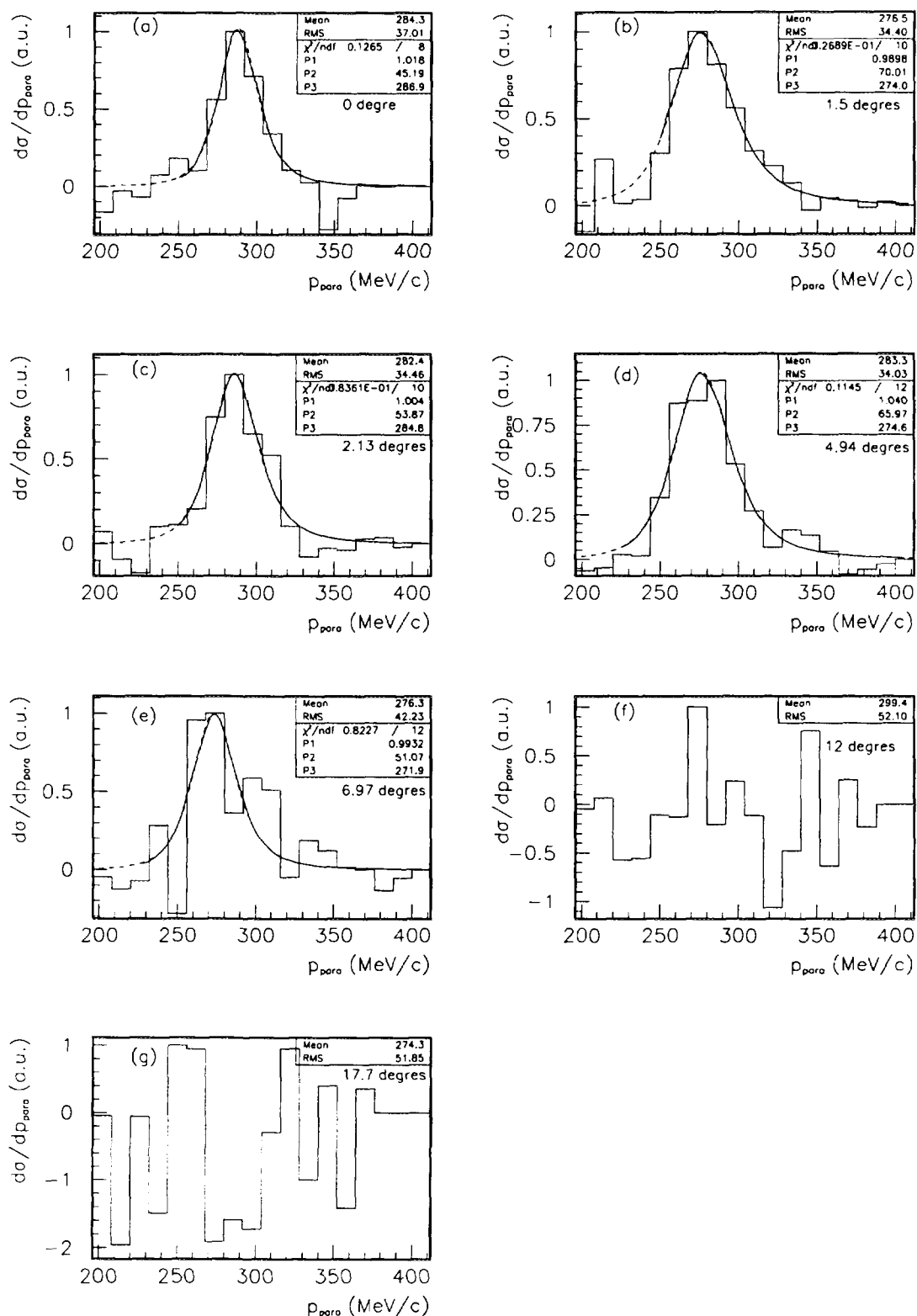


Fig. V-13 a-g : Distributions en moment parallèle pour la composante "halo" du  $^{11}\text{Be}$  en coïncidence avec des fragments de  $Z < 4$  pour des angles allant de 0 à 17.7 degrés.

# Chapitre VI : Les noyaux miroir de $^{11}\text{Be}$ et de $^{11}\text{N}$

## I - Introduction

Très peu d'informations spectroscopiques sont disponibles pour les noyaux situés près des "drip-line". Concernant les noyaux de masse  $A = 11$  du côté riche en neutron, des informations sont connues pour les deux noyaux de  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$  [tan96, zhu93] qui laissent apparaître de nouvelles propriétés près de la drip-line, les halos de neutrons. Le noyau de  $^{11}\text{Be}$  présente un effet de structure très particulier à savoir qu'il y a inversion de ses premiers niveaux. Ce noyau est, d'ailleurs, connu pour avoir la transition  $s_{1/2} \rightarrow p_{3/2}$  la plus rapide observée en physique nucléaire. Du côté des noyaux riches en protons, le noyau miroir du  $^{11}\text{Be}$ , le noyau  $^{11}\text{N}$  est non lié et il est intéressant de savoir s'il présente, comme le  $^{11}\text{Be}$ , une inversion de ses premiers niveaux. Il est évident que les caractéristiques des états nucléaires dans les noyaux exotiques près des drip-line sont indispensables à l'élaboration des modèles rendant compte des propriétés de la matière nucléaire. Le but de l'expérience que nous avons réalisée était donc de mesurer l'état fondamental du noyau  $^{11}\text{N}$  ainsi que ses premiers états excités par la méthode directe de diffusion élastique résonante du  $^{10}\text{C}$  sur cible d'hydrogène.

Un modèle qualitatif a été développé par N. Vinh Mau de la division de Physique Théorique de l'IPN faisant apparaître l'inversion des deux premiers niveaux dans le noyau  $^{11}\text{Be}$  par un terme de couplage entre les vibrations du noyau cœur et le nucléon célibataire. Il décrit donc le  $^{11}\text{Be}$  par l'image "cœur + nucléon". Il est alors apparu intéressant d'essayer de décrire le noyau  $^{11}\text{N}$  dans la même image "cœur + nucléon" avec dans ce cas un proton célibataire. Le caractère de surface du couplage est à relier à la problématique des halos et recoupe bien l'idée de Bulboaca et coll. [vin96] selon laquelle le neutron du halo est lié au reste du noyau par des forces de proximité. Si un tel modèle permet de décrire les deux noyaux  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{N}$ , ceci montrera qu'une bonne connaissance du noyau cœur est indispensable à la compréhension du phénomène de halo et notamment des conditions de son apparition. En cela, nous rejoignons la remarque que nous faisons à propos des distributions angulaires des neutrons des cœurs de  $^{10}\text{Be}$  et  $^9\text{Li}$  qui sont beaucoup plus étroites que ce que prévues.

## II - Détermination des premiers états du noyau $^{11}\text{N}$

Des informations spectroscopiques sur le noyau non lié  $^{11}\text{N}$ , noyau miroir du  $^{11}\text{Be}$  ont été obtenues par différentes méthodes. Benenson *et al.* [ben74] ont utilisé la réaction de transfert  $^{14}\text{N}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{11}\text{N}$ . Une résonance à 2.24 MeV au dessus du seuil  $^{10}\text{C} + \text{p}$  a été observée avec une importante largeur de 740 keV. Par des arguments indirects, les auteurs ont attribué cet état à l'état excité  $1/2^-$  et non pas au fondamental  $1/2^+$ . Guimarães *et al.* ont répété cette expérience et déduit par analogie avec le  $^{11}\text{Be}$  que cette large résonance était en fait une superposition des deux états  $1/2^+$  et  $1/2^-$ . De nouvelles informations ont été obtenues par Thoennensen *et al.* par décroissance  $^{11}\text{N} \rightarrow ^{10}\text{C} + \text{p}$  en utilisant la réaction de stripping  $^9\text{Be}(^{12}\text{N}, ^{11}\text{N})$ . Le spectre en énergie du proton présente un large pic à faible énergie indiquant que la décroissance par proton transite par au moins deux niveaux du noyau  $^{11}\text{N}$ . En utilisant la systématique des noyaux miroir, l'énergie et la largeur des deux états  $1/2^+$  et  $1/2^-$  ont été estimées.

Le principal problème dans toutes les études spectroscopiques des noyaux loin de la vallée de stabilité est, en général, la mise en œuvre de réactions très complexes pour les atteindre. Nous avons étudié ce noyau par une méthode plus directe - la diffusion élastique résonante en géométrie inverse - qui nous a permis de déterminer le spin, la parité, l'énergie et la largeur des trois premiers niveaux du noyau  $^{11}\text{N}$ .

### 1 - Méthode expérimentale

Le principe de l'expérience est d'exciter les résonances du système  $^{10}\text{C} + \text{p}$  par diffusion élastique résonante d'un faisceau de  $^{10}\text{C}$  sur une cible gazeuse d'hydrogène ( $\text{CH}_4$ ). Cette méthode a d'abord été testée avec des ions lourds stables au cyclotron I.V. Kurchatov de Moscou [art90, gol91, gol93] puis appliquée à des faisceaux radioactifs.

Un faisceau secondaire de  $^{10}\text{C}$  à 11 MeV/u d'intensité  $7 \times 10^3$  pps est obtenu par fragmentation d'un faisceau primaire de  $10^{12}$  pps de  $^{12}\text{C}$  à 75 MeV/u sur cible de Be et sélectionné par le spectromètre LISE3. Le taux de contamination par des particules  $\alpha$  est inférieur à  $10^{-8}$ . Le faisceau entre dans la chambre de réaction par une fenêtre mince de capton choisie de façon à minimiser le straggling en énergie et est stoppé dans la chambre remplie d'hydrogène (*cf. fig. VI-1*). Un compteur à plaques parallèles placé à l'entrée de la chambre de réaction et la radiofréquence du cyclotron permettent une identification en temps de vol des noyaux incidents.

Le proton de recul est éjecté aux angles avant et détecté par une série de détecteurs Silicium placés dans la chambre de réaction. L'énergie perdue dans le gaz  $\text{CH}_4$  par le proton éjecté est faible et, en tous les cas, très inférieure à celle des ions lourds. Quand l'énergie d'un ion lourd au cours de son ralentissement dans le gaz correspond à celle d'une résonance, la probabilité de diffusion élastique croît extrêmement rapidement. La section efficace résonante à 0 degré (180 degrés dans le centre de masse) est de type Breit-Wigner et décrite pour l'onde partielle  $l$  par la relation VI-1. A une énergie d'excitation de 1 MeV dans le centre de masse, et pour  $l = 1$ , cette section efficace est de l'ordre de 20 barn/sr.

$$\sigma_l \sim \lambda^2 (2l + 1)^2 (\Gamma_{el} / \Gamma_{tot})^2 \quad (\text{VI-1})$$



Une simulation Monte Carlo des différents processus d'élargissement en énergie montre que les largeurs à mi hauteur (FWHM) attendues sont meilleures que  $50 \text{ keV}$  au dessus de  $1.5 \text{ MeV}$  dans le centre de masse. La contribution provenant des réactions sur le carbone des molécules de  $\text{CH}_4$  a été déterminée au cours d'une mesure avec la chambre remplie de gaz  $\text{CO}_2$  de réaction. Elle est inférieure à 10% de l'intensité totale.

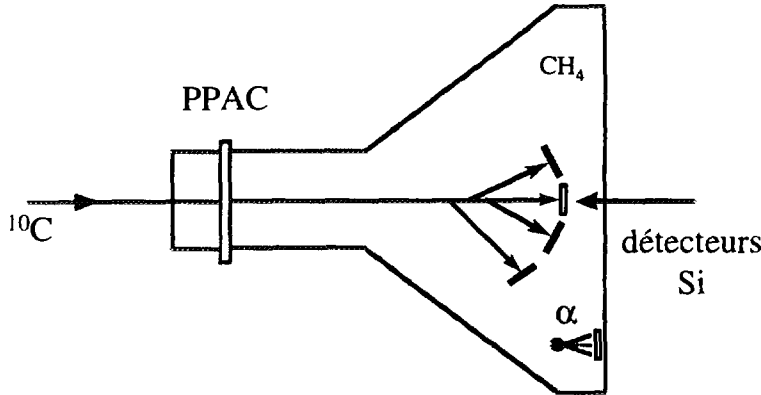


Fig. VI-1 : Schéma de la chambre de réaction. Le faisceau de  $^{10}\text{C}$  entre dans la chambre via une fenêtre de capton de  $80 \text{ mg/cm}^2$ . La pression du gaz qui sert de cible est ajustée de façon à stopper les  $^{10}\text{C}$  dans la chambre. Les protons diffusés sont détectés dans les détecteurs Silicium.

## 2 - Résultats obtenus

La fonction d'excitation dans le centre de masse de la réaction  $^{10}\text{C} + p$  obtenue avec le détecteur placé à  $0$  degré est présentée sur la figure VI-2. Une description détaillée de la procédure de conversion depuis les données brutes jusqu'à la fonction d'excitation sera publiée prochainement [axe96b].

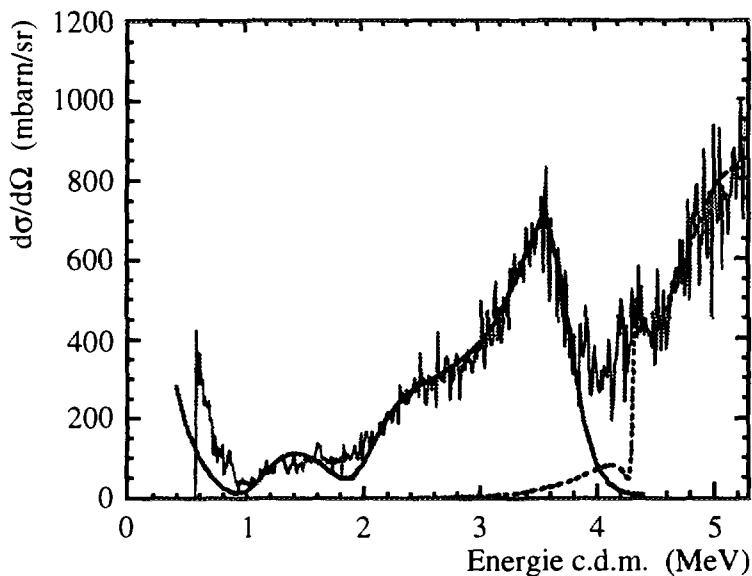


Fig. VI-2 : Fonction d'excitation de la diffusion élastique  $^{10}\text{C} + p$ . La courbe en trait plein montre l'ajustement sur la partie basse énergie par un modèle de potentiel de type Woods-Saxon tandis que la courbe en trait pointillé est obtenue avec une somme cohérente de résonances de Breit-Wigner.

Les fonctions d'ondes des trois plus bas états  $s$ ,  $p$  et  $d$  du  $^{11}\text{Be}$  sont très peu mélangées et ont des facteurs spectroscopiques connus supérieurs à 0.6. L'analyse de la fonction d'excitation du noyau  $^{11}\text{N}$  se base sur la même hypothèse ce qui permet d'utiliser un modèle de potentiel pour générer les résonances observées dans la diffusion élastique  $^{10}\text{C} + p$ . Le potentiel utilisé est un potentiel Woods-Saxon central avec un terme de spin orbite et des valeurs conventionnelles de rayon  $r_0 = 1.3 \text{ fm}$  et de paramètre de diffusion  $a = 0.53 \text{ fm}$ . Le potentiel de spin orbite est  $V_{s.o.} = 5.5 \text{ MeV}$  et le potentiel Coulombien correspond à une distribution de charge uniforme de rayon  $r_{0C} = r_0$ . Pour obtenir le meilleur fit possible, la profondeur du puits est ajustée pour chaque valeur du moment angulaire  $l$ .

La fonction d'excitation calculée est représentée par la courbe en trait plein de la figure VI-2. Le résultat, en supposant que les niveaux dans le noyau  $^{11}\text{N}$  ont même spin et même parité que dans le  $^{11}\text{Be}$ , donne une très bonne description des données expérimentales jusqu'à  $4 \text{ MeV}$  (c.d.m.). Les positions par rapport au seuil  $^{10}\text{C} + p$  et les largeurs des résonances sont données dans le tableau VI-1. A plus haute énergie, une somme cohérente de résonances de Breit-Wigner est utilisée pour ajuster la fonction d'excitation (ligne pointillée de la figure VI-2). Le spectre d'excitation se complique à plus haute énergie à cause de l'existence probable d'une densité d'états plus importante et de largeurs plus grandes. Les résultats au dessus de  $4 \text{ MeV}$  indiquent la présence de résonances à plus haute énergie.

Level $I^\pi$	Energie (MeV)	largeur keV
$1/2^+$	$1.30 \pm 0.04$	$990^{+100}_{-200}$
$1/2^-$	$2.04 \pm 0.04$	$690^{+50}_{-100}$
$5/2^+$	$3.72 \pm 0.04$	$600^{+100}_{-40}$
$3/2^-$	4.32	70
$3/2^+$	5.1	1100
$5/2^+$	5.5	1500

Tab. VI-1 : Energie et largeur des six premiers niveaux dans le noyau  $^{11}\text{N}$  [axe96a].

En conclusion, il a été possible, avec une méthode expérimentale originale, d'identifier sans ambiguïté les trois premiers niveaux du noyau non lié  $^{11}\text{N}$  et d'observer des structures pouvant correspondre à des résonances à plus haute énergie. On voit également que les trois premiers états du noyau  $^{11}\text{N}$  ont une structure tout à fait similaire à l'état fondamental et aux deux premiers états excités du  $^{11}\text{Be}$ . De plus, les facteurs spectroscopiques déduits pour les trois premiers états de  $^{11}\text{N}$  proches de l'unité ( $SF = 0.76, 0.9$  et  $0.73$  pour les états  $1/2^+, 1/2^-$  et  $5/2^+$  respectivement) suggèrent que ces états résonants peuvent être décrits comme des états propres et qu'ils ont bien une structure du type  $^{10}\text{C} + p$ . Cette image est à mettre en parallèle avec celle du  $^{11}\text{Be}$  considéré comme un cœur de  $^{10}\text{Be}$  plus un neutron. Ce parallèle nous a incité à reproduire les niveaux du noyau  $^{11}\text{N}$  avec le modèle de couplage particule-vibration développé pour expliquer l'inversion des niveaux dans le  $^{11}\text{Be}$ .

### III - Interprétation théorique

Nous allons appliquer au noyau  $^{11}\text{N}$  le modèle développé par N. Vinh Mau [vin95] pour expliquer l'inversion des niveaux dans le noyau de  $^{11}\text{Be}$ . En effet, dans la plupart des modèles utilisés pour le noyau de  $^{11}\text{Be}$ , l'inversion des niveaux  $2s_{1/2}$  et  $1p_{1/2}$  est obtenue en "renormalisant" la profondeur du potentiel à  $N$  corps pour chaque état. Ce faisant, on suppose implicitement qu'il existe de fortes corrélations entre le neutron du halo et le cœur de  $^{10}\text{Be}$  mais on ne dispose pas d'informations détaillées sur la structure de ces corrélations. Comment expliquer, par exemple, le cas de l'isotone du  $^{11}\text{Be}$ , le  $^{13}\text{C}$  pour lequel l'état fondamental est  $1p_{1/2}$  et qui ne présente donc pas d'inversion de niveaux ?

Le modèle développé par N. Vinh Mau montre que l'inversion des niveaux peut être la résultante de forts couplages entre les vibrations du cœur représentés par des états à un phonon et un extra nucléon. On remarque en effet que le  $^{10}\text{Be}$  a un état  $2^+$  à une énergie relativement basse de  $3.37 \text{ MeV}$  avec un très large  $B(E2\downarrow)$  de  $10.5 \pm 1.1 e^2 \text{ fm}^4$  qui traduit une facilité pour ce noyau d'avoir des excitations collectives importantes. Un des avantages d'un tel modèle, qui donne directement les déplacements en énergie des états à une particule, est de montrer quel processus est responsable de l'inversion observée et son effet sur chaque état indépendamment.

Je vais tout d'abord décrire rapidement le modèle faisant apparaître **qualitativement** l'inversion des deux premiers niveaux du  $^{11}\text{Be}$  puis nous verrons son application au noyau  $^{11}\text{N}$ .

#### 1 - Développement du modèle et apparition de l'inversion dans le $^{11}\text{Be}$

La point de départ du modèle est un potentiel Hartree-Fock pour le neutron célibataire dans le champ moyen créé par les nucléons du cœur. On calcule alors la correction  $\delta V_v$  à appliquer à ce potentiel résultant du couplage des états à une particule avec les états à un phonon du cœur.

$$V_v(r) = V_{HF}(r) + \delta V_v(r) \quad (\text{VI-2})$$

Ces corrections vont induire pour chaque état à une particule un déplacement de sa position en énergie qui, en première approximation, peut être calculée comme la moyenne de  $\delta V$  sur cet état. L'énergie de chaque état devient :

$$e_v = \varepsilon_v + \delta \varepsilon_v \quad (\text{VI-3})$$

où  $\varepsilon_v$  est l'énergie de l'état Hartree-Fock et  $\delta \varepsilon_v$  la modification en énergie qui dépend des densités entre un état  $0^+$  et un état à un phonon. L'évaluation de cette modification se fait dans le cadre du modèle collectif de Bohr et Mottelson.

Le but ici est de montrer qualitativement l'apparition de l'inversion de niveaux dans le  $^{11}\text{Be}$  et non pas de retrouver exactement les énergies expérimentales ce qui demanderait un calcul microscopique beaucoup plus complexe. Par conséquent, le potentiel Hartree-Fock est remplacé par un potentiel de Woods-Saxon dont la forme sera explicité lorsque nous verrons l'application de ce modèle au noyau  $^{11}\text{N}$ .

Les décalages en énergie dus au terme supplémentaire  $\delta V_v$  du potentiel sont calculés en tenant compte des contributions des états occupés ou inoccupés correspondant aux diagrammes de polarisation et de corrélation des états de neutrons et en ne considérant que les phonons  $2^+$  et  $1^-$  dans le  $^{10}\text{Be}$ . Les amplitudes de transition entre les états de vibration du cœur et les états à une particule de neutrons sont déduites des valeurs d'excitabilité  $B(E2)$  du noyau cœur de  $^{10}\text{Be}$ .

Le spectre corrigé par le couplage est présenté sur la figure VI-3-a pour le cœur de  $^{10}\text{Be}$ . Il est comparé au spectre obtenu avec le seul potentiel de Woods-Saxon et on observe une grande différence entre les deux spectres : l'état  $2s_{1/2}$  est décalé vers le bas tandis que l'état  $1p_{1/2}$  (comme celui  $1p_{3/2}$ ) est fortement décalé vers le haut ce qui explique l'apparition de l'inversion. Cette forte modification de la position de l'état  $1p_{1/2}$  est principalement due aux termes de corrélation correspondant au couplage entre un état occupé  $1p_{3/2}$  et le phonon  $2^+$ .

En comparaison, on montre sur la figure VI-3-b les résultats du même calcul pour le noyau cœur de  $^{12}\text{C}$  pour lequel aucune inversion de niveaux n'est observée expérimentalement. On voit que les couplages modifient les positions des états  $2s_{1/2}$  et  $1p_{1/2}$  mais ne sont pas suffisants pour faire apparaître l'inversion. Les énergies absolues données par le modèle sont quelque peu différentes des valeurs expérimentales mais le but du calcul présenté est juste de montrer un effet qualitatif qu'il est possible d'améliorer en ajustant plus finement les paramètres du potentiel Woods-Saxon.

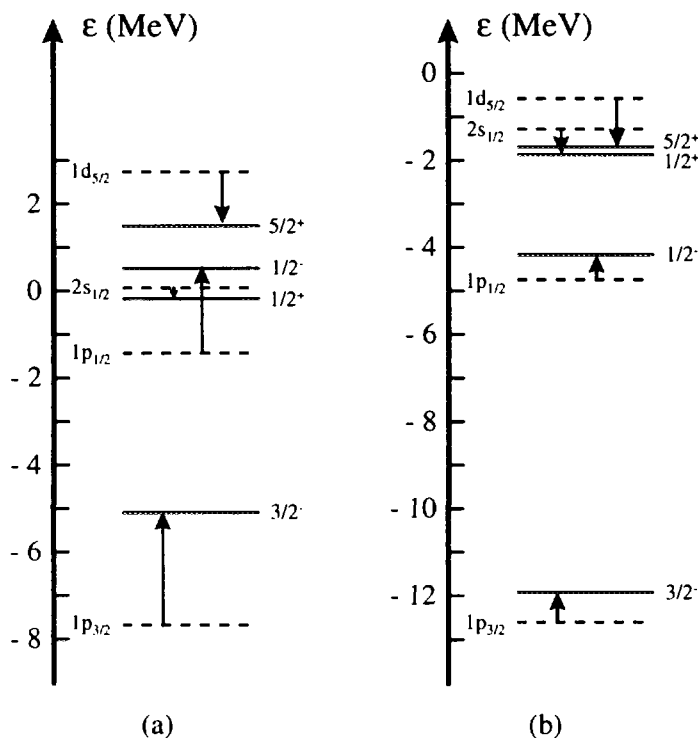


Fig. VI-3 a et b : Spectres d'énergie d'un neutron dans les noyaux de  $^{10}\text{Be}$  (a) et  $^{12}\text{C}$  (b). Les états en traits pointillés sont calculés sans couplage et les états en traits pleins sont calculés en tenant compte des couplages avec les vibrations du cœur. Les flèches indiquent la modification de chaque état due au couplage [vin95].

## 2 - Application au noyau $^{11}\text{N}$

Le but est maintenant de voir si ce modèle peut décrire aussi le noyau miroir du  $^{11}\text{Be}$ , le noyau  $^{11}\text{N}$ . Pour cela, nous allons ajuster les paramètres du potentiel pour reproduire exactement les valeurs connues des niveaux d'énergie du  $^{11}\text{Be}$  puis nous appliquerons ce même potentiel au noyau  $^{11}\text{N}$  avec un terme Coulombien supplémentaire pour tenir compte du fait que le nucléon célibataire est un proton.

Nous explicitons par les formules VI-3 à VI-5 l'expression du potentiel donné par la formule VI-2.  $V_{ws}$  est le potentiel conventionnel de Woods-Saxon capable de reproduire les états neutrons des noyaux voisins de ceux étudiés :

$$V_{ws}(r) = V_0 \left[ 1 - 0.44 r_0^2 (\bar{l} \cdot \bar{s}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \right] f(r) \quad (\text{VI-3})$$

$$f(r) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}$$

avec les paramètres suivants :

$$V_0 = - \left( 50.5 + 32\tau_z \frac{N-Z}{A} \right) \text{ MeV} \quad (\text{VI-4})$$

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = 1.27 \text{ fm}, \quad a = 0.75 \text{ fm}$$

où  $\tau_z$  est relié à la troisième composante de l'isospin du nucléon considéré ( $\tau_z = -1$  pour les neutrons et  $\tau_z = +1$  pour les protons).  $N$ ,  $Z$  et  $A$  sont respectivement le nombre de neutrons, le nombre de protons et le nombre de masse du cœur. Le paramètre de diffusivité  $a$  du potentiel rend compte de la distance sur laquelle le potentiel passe de 90 % à 10 % de sa valeur centrale. Le facteur  $df(r)/dr$  appliqué au terme de spin orbite rend compte du fait que ses effets se font sentir principalement à la surface du noyau. Ce n'est en effet que pour des valeurs de  $r$  proches de  $R$  que la dérivée de la fonction  $f$  prend des valeurs non négligeables;  $df(r)/dr$  est aussi appelé terme de surface.

$\delta V(r)$  représente le terme de couplage entre les états de vibration du cœur et les états à une particule du noyau :

$$\delta V(r) = 16 a^2 \alpha_v \left( \frac{df(r)}{dr} \right)^2 \quad (\text{VI-5})$$

$a$  et  $f(r)$  étant définis de la même façon que précédemment (cf. formule VI-4). Les coefficients  $\alpha_v$  sont des paramètres et ajustés de façon à reproduire les énergies expérimentales des états  $2s_{1/2}$ ,  $1p_{1/2}$  et  $1d_{5/2}$  du  $^{11}\text{Be}$ .

Le potentiel Woods-Saxon pour un extra proton dans le noyau  $^{11}\text{N}$  est le même que pour un extra neutron dans le  $^{11}\text{Be}$  (le terme d'asymétrie est le même puisque à la fois  $(N-Z)$  et  $\tau_z$  changent de signe). Le terme correctif de couplage dans le noyau  $^{11}\text{N}$  est supposé être

identique à celui du  $^{11}\text{Be}$  étant donné que l'excitation des cœurs de  $^{10}\text{C}$  et  $^{10}\text{Be}$  ont des valeurs d'énergies et de  $B(E2)$  très similaires ( $B(E2\downarrow)$  de  $10.5 \pm 1.1 e^2\text{fm}^4$  à  $3.37 \text{ MeV}$  dans le  $^{11}\text{Be}$  et  $B(E2\downarrow)$  de  $12.6 \pm 2.1 e^2\text{fm}^4$  à  $3.35 \text{ MeV}$  dans le noyau  $^{11}\text{N}$ ). Par contre, l'extra-nucléon du noyau  $^{11}\text{N}$  étant un proton, un terme Coulombien supplémentaire est ajouté et se déduit d'une distribution uniforme de charges de rayon  $R = r_0 A^{1/3}$  avec la même valeur de  $r_0$  que dans VI-4.

Les états du noyau  $^{11}\text{N}$  étant non liés, les calculs sont menés des deux façons suivantes :

- les états du continuum sont calculés comme des états d'énergie discrète  $\varepsilon_b$  en imposant que la fonction d'onde radiale s'annule à une distance de  $20 \text{ fm}$ .
- l'équation de Schrödinger est résolue pour des énergies positives  $\varepsilon$ . Nous savons que, à la résonance, la fonction d'onde est concentrée à l'intérieur du puits de potentiel. Par conséquent, pour déterminer l'énergie de la résonance, nous calculons la fonction  $I_v(\varepsilon)$  définie comme :

$$I_v(\varepsilon) = \int_0^{R_0} |\varphi_v(r, \varepsilon)|^2 r^2 dr \quad (\text{VI-6})$$

où  $\varphi_v(r)$  est la fonction d'onde d'un proton dans un état  $v$  et d'énergie  $\varepsilon$ . Nous avons choisi  $R_0 = 5 \text{ fm}$  (la position et la largeur de la résonance est indépendante de la valeur  $R_0$  adoptée entre 3 et 6  $\text{fm}$ ). L'énergie  $\varepsilon_r$  de la résonance est déterminée au maximum de la fonction  $I_v(\varepsilon)$  tandis que la largeur à mi hauteur (FWHM) de la fonction  $I_v(\varepsilon)$  est associée à la largeur  $\Gamma$  de la résonance. Les fonctions  $I_v(\varepsilon)$  calculées pour le noyau  $^{11}\text{N}$  sont présentées sur la figure VI-4 ci dessous :

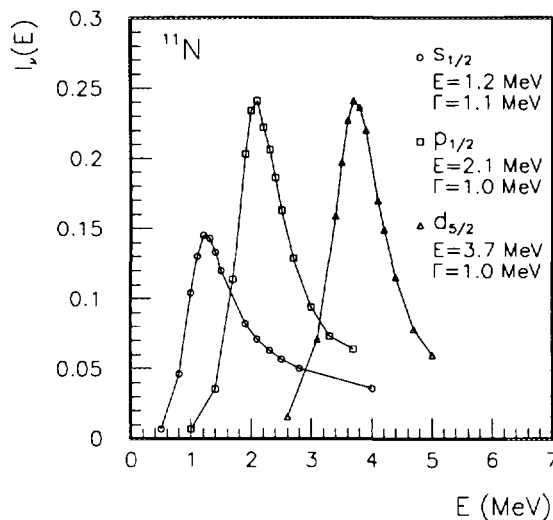


Fig. VI-4 : Fonction  $I_v(E)$  pour les résonances  $S_{1/2}$ ,  $p_{1/2}$  et  $d_{5/2}$  dans le noyau  $^{11}\text{N}$ .

Les valeurs des énergies  $\varepsilon_b$  et  $\varepsilon_r$  calculées par ces deux méthodes ainsi que la largeur  $\Gamma$  calculée par la deuxième méthode sont présentées avec les énergies et les largeurs expérimentales dans le tableau VI-2. On s'aperçoit d'une part que les valeurs données par les

deux méthodes de calcul sont très proches, ce qui donne une grande confiance dans ce modèle et d'autre part que l'accord avec les valeurs expérimentales est très satisfaisant.

Etats du $^{11}\text{N}$	$\epsilon_{\text{exp}} \text{ (MeV)}$	$\Gamma_{\text{exp}} \text{ (keV)}$	$\epsilon_b \text{ (MeV)}$	$\epsilon_r \text{ (MeV)}$	$\Gamma_r \text{ (MeV)}$
$s_{1/2}$	$1.30 \pm 0.04$	$990^{+100}_{-200}$	1.29	1.2	1.1
$p_{1/2}$	$2.04 \pm 0.04$	$690^{+50}_{-100}$	2.17	2.1	1
$d_{5/2}$	$3.72 \pm 0.04$	$600^{+100}_{-40}$	3.90	3.7	1

*Tab. VI-2 : Valeurs expérimentales et calculées par le modèle de couplage particule-vibration des résonances en énergie dans le noyau  $^{11}\text{N}$ .*

En conclusion, nous venons de voir qu'un modèle simple utilisant un potentiel de Woods-Saxon plus un terme de surface est capable de décrire de façon très satisfaisante aussi bien le  $^{11}\text{Be}$ , noyau lié riche en neutrons développant le phénomène très particulier de halo, que le noyau non lié riche en protons  $^{11}\text{N}$ . Le point important est que le potentiel utilisé est un potentiel Woods Saxon classique pouvant reproduire les noyaux voisins de ceux étudiés auquel on a rajouté un terme supplémentaire de surface modélisant le couplage entre les vibrations du noyau cœur et le nucléon supplémentaire. On peut aussi penser que ce modèle a un pouvoir prédictif dans cette région de masse pour les noyaux dont on ne connaît pas encore le schéma de niveaux.

## Conclusions et perspectives

Le but de l'expérience que j'ai présentée dans ce mémoire de thèse était d'étudier les noyaux à halo de neutrons  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$  par réactions de cassure du cœur de façon à obtenir des informations pertinentes sur la structure du halo, notamment la largeur des distributions en moment des neutrons du halo, paramètre essentiel dans l'élaboration des modèles. Les distributions en moments des neutrons du halo qui avaient fait l'objet de nombreuses études mais toujours dans la voie de réaction de dissociation étaient affectées par des mécanismes de réaction et par des interactions dans l'état final et ne permettaient pas d'obtenir les informations correspondant au halo seul.

Avec ces études, nous avons mesuré pour le halo du  $^{11}\text{Be}$  deux nouvelles valeurs pour la largeur de la distribution en moment.  $\Gamma = 42 \pm 5 \text{ MeV}/c$  en coïncidence avec des fragments chargés de Li dans la voie de sortie et  $\Gamma = 32 \pm 5 \text{ MeV}/c$  en coïncidence avec des fragments chargés de He dans la voie de sortie. Ces deux valeurs sont assez différentes des résultats précédemment obtenus ( $\Gamma \approx 60 \text{ MeV}/c$ ) et permettent une nouvelle interprétation du halo du  $^{11}\text{Be}$ . La valeur de  $42 \pm 5 \text{ MeV}/c$  est en accord avec les prédictions théoriques les plus récentes et avec les résultats obtenus dans des expériences de distribution en moment du cœur de  $^{10}\text{Be}$ . C'est la première fois que ces deux types d'expériences complémentaires qui mesurent les neutrons du halo et le noyau cœur donnent des résultats identiques et pouvant être compris dans le cadre d'un même modèle. La valeur de  $32 \pm 5 \text{ MeV}/c$  en coïncidence avec des fragments chargés de He s'interprète en terme d'interactions dans l'état final de la réaction. Le neutron détecté ne possède pas uniquement les caractéristiques du halo mais aussi celles de deux résonances à basse énergie  $^4\text{He} + n$  et  $^6\text{He} + n$ . Ces interactions montrent que, même dans les voies de réactions de cassure du cœur, nous ne pouvons pas négliger les interactions possibles entre le neutron du halo et le reste du noyau et qu'une bonne connaissance des réactions du cœur est indispensable si on veut être sûr de tenir compte de tous les effets pouvant intervenir.

La largeur mesurée pour la largeur de la distribution en moment du  $^{11}\text{Li}$  est  $\Gamma = 42 \pm 5 \text{ MeV}/c$  en coïncidence avec des fragments chargés de He. Cette valeur confirme celle obtenue à GANIL dans une précédente expérience avec une statistique très faible pour le noyau cœur. Cette valeur est aussi en accord, dans le cadre d'un modèle à trois corps que nous avons présenté, avec les résultats obtenus dans les expériences de distributions en moment du cœur.



Dans ce modèle, il existe une très faible corrélation entre les deux neutrons du halo ce qui implique un rapport entre les largeurs de la distribution du cœur et celle des neutrons du halo proche de  $\sqrt{2}$ . La valeur que nous obtenons est plus faible, de l'ordre de  $1.1 \pm 0.3$  mais nous avons montré qu'il était possible de comprendre cette différence par des effets expérimentaux (diffusions de type Glauber des neutrons du halo et effet d'ombre pour les distributions du cœur).

Nous avons aussi étudié les distributions en moment parallèle pour le faisceau de  $^{11}\text{Be}$ . La faible statistique ne nous a pas permis d'obtenir d'informations qualitatives mais nous avons montré que la limitation de l'acceptance en moment transverse provoque un décalage et un élargissement des distributions en moment parallèle.

Enfin, j'ai présenté dans le dernier chapitre une étude de spectroscopie du noyau non lié riche en protons  $^{11}\text{N}$  qui a permis de mesurer ses premiers niveaux d'énergie. Cette étude a été l'occasion de présenter un modèle original développé pour expliquer l'inversion des deux premiers niveaux du  $^{11}\text{Be}$  par un couplage entre les vibrations du cœur de  $^{10}\text{Be}$  et le neutron supplémentaire. Nous avons montré que ce modèle permet de reproduire également les niveaux d'énergie du noyau  $^{11}\text{N}$  en utilisant exactement le même potentiel auquel on ajoute simplement un terme Coulombien pour tenir compte du fait que le nucléon supplémentaire est un proton dans le noyau  $^{11}\text{N}$ . Ceci montre, encore une fois, qu'une bonne connaissance du noyau cœur est indispensable à la compréhension du phénomène de halo.

Dans le futur, les réactions de cassure du cœur continueront d'être un bon outil pour étudier les distributions de neutrons des noyaux à halo. Mais une étude très précise des différentes voies de réaction, en particulier pour les noyaux cœur, est indispensable. Il sera donc important à l'avenir, pour réduire les incertitudes, de pouvoir séparer complètement les différentes voies de sortie et donc de disposer d'une résolution en masse suffisante permettant une séparation des isotopes produits dans la cassure du cœur. Pour l'étude de ces voies plus sélectives, il sera indispensable d'augmenter la statistique par une meilleure couverture angulaire de la détection des neutrons. Afin de s'affranchir des particules chargées légères non stoppées dans le détecteur à implantation et qui réagissent dans les détecteurs à neutrons, il serait bon d'ajouter un détecteur véto après le détecteur à implantation. D'une façon plus générale, des expériences en cinématique complète seraient idéales pour reconstruire la totalité de l'événement.

Enfin, les noyaux à halo peuvent être étudiés par d'autres types d'expériences. Nous avons mentionné l'importance du rôle joué par le cœur. La plupart de ces noyaux ont des propriétés inconnues et obtenir des informations serait très utile. On peut penser en particulier à des études d'excitation Coulombienne qui permettraient de déterminer les positions de niveaux et les probabilités de transition nécessaires pour connaître la polarisabilité de ces noyaux. Ces informations sont indispensables pour les modèles tels que celui du couplage cœur-vibration. Une expérience a déjà été envisagée au GANIL pour étudier le noyau de  $^{18}\text{C}$ , cœur du noyau à halo de  $^{19}\text{C}$ , qui a fait l'objet de toutes premières études et qui est, à ce jour, le plus lourd à présenter le phénomène de halo de neutrons.

Comme on l'a vu dans les différents modèles, c'est la faible énergie de liaison qui est à la base de cet effet de halo de neutrons. Il est donc indispensable de connaître la masse des

noyaux pour modéliser cet effet. Là encore, cette valeur est très mal connue pour le noyau de  $^{19}\text{C}$ .

Pour le noyau de  $^{11}\text{Li}$ , nous avons vu que le halo est composé de deux neutrons où interviennent des effets de corrélation qui sont primordiaux pour expliquer la stabilité d'un tel système. Le même effet est pressenti pour les noyaux de  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{17}\text{B}$  ou  $^{19}\text{B}$ . Il serait donc également intéressant d'étudier ces isotopes.

Si de telles expériences sont d'ores et déjà possibles, elles seront facilitées d'ici deux ans avec le démarrage du nouvel accélérateur de faisceaux radioactifs SPIRAL. En effet, il sera alors possible d'avoir des faisceaux secondaires de qualités optiques inégalées (comme celles des faisceaux stables actuels) et de moduler leur énergie en fonction de l'étude à mener. De la même façon, la méthode de diffusion élastique résonante pourra être exploitée et conduire à une spectroscopie très précise des noyaux exotiques, ces informations étant indispensables à la bonne compréhension du comportement de la matière nucléaire loin de l'équilibre en général et des noyaux à halo en particulier.

## Références Bibliographiques

- [ann90] R. Anne et al., Phys. Lett. B250(1990)19.
- [ann93] R. Anne et al., Phys. Lett. B304(1993)55.
- [ann94] R. Anne et al., Nucl. Phys. A575(1994)125.
- [arn87] E. Arnold et al. Phys. Lett. B197(1987)311.
- [art90] K. P. Artemov et al., J. of Nucl. Phys. 52(1990)634.
- [aud93] G. Audi et A. H. Wapstra, Nucl.Phys. A565(1993).
- [axe96a] L. Axelsson et al., Phys. Rev. C54(1996)R1511.
- [axe96b] non publié.
- [bac92] C.O. Bacri et al., Phys. A555(1993)477.
- [ban92] J. M. Bang and I. J. Thompson, Phys Lett. B279(1992)201.
- [bar93] F. Barranco, E. Vigezzi and R. A. Broglia, Phys. Lett. B319(1993)387.
- [bar95] F. Barranco et al. NTGMI-95-2 and to be published (1995)
- [baz95] D. Bazin et al., Phys. Rev. Lett. 74(1995)3569.
- [ben74] W. Benenson et al., Phys. Rev. C9(1974)2120.
- [ber92] C.A. Bertulani and K.W. Mc Voy, Phys. Rev. C46(1992)2638.
- [bla92] B. Blank et al. Z. Phys. A343(1992)375.
- [dog92] S. Dogny, Thèse de l'Université Paris XI, Orsay, France, 1992.
- [eng95] C. Engelmann et al., Z. Phys. A352(1995)351.
- [esb96] H. Esbensen, Phys. Rev. C53(1996)2007.
- [fed93] D. V. Fedorov, A. S. Jensen et K. Riisager, Phys. Lett. B312(1993) 1.

- [fed94] D. V. Fedorov, A. S. Jensen et K. Riisager, Phys. Rev. C49(1994)201.
- [fri83] W. A. Friedman, Phys. Rev. C27(1983)569.
- [fuj80] T. Fujita and J. Hüfner, Nucl. Phys. A343(1980)493.
- [fuk91] M. Fukuda et al. Phys. Lett. B268(1991)339.
- [gol74] A. S. Goldhaber, Phys. Lett. 53B(1974)306.
- [gol90] V.Z. Goldberg et A. E. Pakhomov, Sov. J. of Nucl. Phys. 56(9)1993, 31.
- [gol93] V.Z. Goldberg, Contribution à la conférence "Nuclear and Atomic Clusters", Åbo Academi Turku (Finlande) Juin 1991.
- [gre75] D. E. Greiner et al., Phys. Rev. Lett. 35(1975)152.
- [gue85] D. Guerreau, Nucl. Phys. A447(1985)37c-66c.
- [gui95] D. Guillemaud-Mueller, Contribution à la conférence "Exotic Nuclei and Atomic Masses", Arles (France) Juin 1995.
- [gui95] V. Guimaraes et al., Nucl. Phys. A588(1995)161c.
- [han87] P. G. Hansen and B. Jonson, Europhys. Lett. 4(1987)409.
- [han93] E. Hanelt et al., Z. Phys. A346(1993)43.
- [han95] P. G. Hansen, see ref. [gui95].
- [han96] P. G. Hansen, Phys. Rev. Lett. 77(1996)1016.
- [huf81] J. Hüfner and M. C. Nemes, Phys. Rev. C23(1981)15.
- [jon96] B. Jonson - Private Communication (12/1996).
- [kar75] P. J. Karol, Phys. Rev. C11(1975)1203.
- [kel95] J. H. Kelley et al., Phys. Rev. Lett. 74(1995)30.
- [kha96] J.S. Al-Khalili and J. A. Tostevin, Phys. Rev. Lett. 76(1996)3903.
- [kob89] T. Kobayashi, Phys. Lett. B232(1989)51.
- [kob92] T. Kobayashi, Nucl. Phys. A538(1992)343c.
- [kra88] K.S. Krane, Introductory Nuclear Physics, J. Wiley and Sons, 1988.
- [lew95] M. Lewitowicz et al., Nucl. Phys. A583(1995)857.
- [mar96] M. Marquès et al., Phys. Lett. B381(1996)407-412.

- [men83] A. Menchaca-Rocha et al., Phys. Lett. 131B(1983)31.
- [mos94] M. Moszynski et al., N.I.M. A343(1994)563.
- [mou82] J. Mougey, Nucl. Phys. A387(1982)109c-128c.
- [mur83] M. Murphy et al., Phys. Rev. C28(1983)428.
- [nil95] T. Nilsson et al. Europhys. Lett. 30(1995)19.
- [nil95b] T. Nilsson, Doctoral Thesis, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden (1995).
- [nil96] T. Nilsson - Private Communication (12/1996).
- [oga91] Y. Ogawa et al.,
- [orr92] N. A. Orr et al., Phys. Rev. Lett. 69(1992)2050.
- [rii94] K. Riisager, Contribution à la conférence "Nuclear Shapes and Nuclear Structure at Low Excitation Energies", Antibes (France) Juin 1994.
- [rii94] K. Riisager, Thesis from Aarhus University, Aarhus, Danemark, 1994.
- [rou93] P. Roussel, Ch. O. Bacri, F. Clapier, Nucl. Phys. A559(1993)646.
- [sac93] D. Sackett et al., Phys. Rev. 48(1993)118.
- [sag94] H. Sagawa and N. Takigawa, Phys. Rev. C50(1994)985.
- [sai89] M. G. Saint Laurent et al. Z. Phys. A332(1989)457.
- [sat86] H. Sato and Y. Okura, Phys. Rev. C34(1986)2171.
- [sca90] J.A. Scarpacci, Thèse de l'Université Paris XI, Orsay, France, 1990.
- [ser47] R. Serber, Phys. Rev. 72(1947)1008.
- [sme96] M. H. Smedberg- Private Communication (12/1996).
- [sté91] C. Stéphan et al., Phys. Lett. B262(1991)6.
- [tan85a] I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. 55(1985)2676.
- [tan85b] I. Tanihata et al., Phys. Lett. 160B(1985)380.
- [tan90] I. Tanihata et al., Nucl. Phys. A520(1990)411c.
- [tan96] I. Tanihata, J. Phys. G22(1996)157.

- [tho95] M. Thonnensen et al., Contribution à la conférence "Exotic Nuclei and Atomic Masses", Arles (France) Juin 1995.
- [val86] L. Valentin, Le monde subatomique, Herman, 1986.
- [vin95] N. Vinh Mau, Nucl. Phys. A592(1995)33.
- [vin96] N. Vinh Mau - Private Communication (10/1996).
- [wil91] K. Wilhelmsen, Diploma, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden (1991).
- [zhu93] M.V. Zhukov et al., Phys. Rep. 231(1993)151.
- [zhu95] M.V. Zhukov and B. Jonson, Nucl. Phys. A589(1995)1.

## Résumé

L'étude des noyaux éloignés de la vallée de stabilité a pour but de comprendre le comportement de la matière nucléaire quand le rapport  $N/Z$  ( $N$  : nombre de neutrons;  $Z$  : nombre de protons) est très différent de 1. C'est dans la région de  $Z < 10$  qu'a été observé pour la première fois, dans les années 80, le phénomène de "halo de neutron" : des isotopes très riches en neutrons développent, autour d'un cœur "stable", un nuage neutronique s'étendant à des distances supérieures à celles de la portée moyenne des forces nucléaires.

De nombreuses études ont été menées sur les noyaux à halo de 1 ou 2 neutrons comme le  $^{11}\text{Be}$  ou le  $^{11}\text{Li}$  par réactions de dissociation où l'on détecte le(s) neutron(s) du halo en coïncidence avec le noyau cœur ( $^{10}\text{Be}$  ou  $^9\text{Li}$ ). Mais, comme cela a été montré, ces réactions sont affectées par les mécanismes de réaction et par des interactions dans l'état final, de sorte que l'information obtenue n'est pas seulement caractéristique des propriétés du halo. Afin de trouver une "sonde" plus propre, nous avons utilisé, sur les noyaux de  $^{11}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Li}$ , une nouvelle voie de réaction appelée "cassure du cœur" où le neutron du halo est détecté en anti-coïncidence avec son cœur. Le neutron a alors de grandes probabilités de n'être que "spectateur" de la réaction et ainsi ne pas être perturbé, sa distribution en moment nous renseignant alors directement sur sa fonction d'onde à l'intérieur du noyau.

De nouveaux résultats ont été obtenus pour les deux noyaux étudiés. Ils sont en accord avec des études réalisées sur les distributions en moment des noyaux cœurs dans les réactions de dissociation et avec la plupart des modèles théoriques. Ces études ont aussi montré qu'une bonne connaissance des propriétés des noyaux cœurs est indispensable à une meilleure compréhension du phénomène de halo. Nous avons, en particulier, montré qu'un modèle de couplage entre les vibrations du noyau cœur et le nucléon célibataire peut expliquer l'apparition du phénomène halo dans le  $^{11}\text{Be}$  en reproduisant son schéma de niveaux et retrouver simultanément les niveaux d'énergies de son noyau miroir riche en protons  $^{11}\text{N}$ .

## Abstract

The study of light nuclei with large neutron excess are very useful for the understanding of nuclear matter far from stability. The neutron halo phenomenon has been observed for the first time for  $Z < 10$  nuclei in 80's : halo nuclei consist of a "stable" core (neutron separation energy of about a few  $MeV$ ) and one or two neutrons with a very low separation energy of about a few hundred  $keV$ . Their wave functions can extend from the core at distances larger than the main range of nuclear force. These halo nuclei have been studied by dissociation reactions in which the neutron from the halo is detected in coincidence with the core. It has been shown that the extraction of the halo wave function is strongly influenced by (i) the reaction mechanism itself (ii) final state interactions.

In the present work, I used the core breakup reactions in which the halo neutron is detected in anti-coincidence with the core to study the  $^{11}\text{Be}$  and  $^{11}\text{Li}$  halo nuclei. In this channel, the neutron is supposed not participate to the reaction and then, when detected, to carry out the same properties as in the halo nucleus.

The deduced widths of the neutron momentum distributions are different from the one extracted from dissociation reactions. Nevertheless, they are in agreement with results extracted from the core distributions and with the more recent theoretical models. From these studies, it is also stressed that the properties of the core are essential to understand the halo phenomenon. In particular, the correlation between the core vibrations and the halo neutron are able to explain the emergence of the halo in  $^{11}\text{Be}$ .