



HAL
open science

Étude des mécanismes des réactions induites par les noyaux à halo de neutrons ^{11}Be (49,2 MeV/nucléon) et ^6He (41,5 MeV/nucléon) sur le plomb en fonction de l'inélasticité des collisions

Y. Patois

► **To cite this version:**

Y. Patois. Étude des mécanismes des réactions induites par les noyaux à halo de neutrons ^{11}Be (49,2 MeV/nucléon) et ^6He (41,5 MeV/nucléon) sur le plomb en fonction de l'inélasticité des collisions. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2001. Français. NNT: . tel-00707147

HAL Id: tel-00707147

<https://theses.hal.science/tel-00707147v1>

Submitted on 12 Jun 2012

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.

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 31 Aout 2001

par

Yannick Patois

pour l'obtention du

Doctorat de l'université de Caen

Spécialité : Constituants élémentaires

(Arrêté du 30 Mars 1992)

Sujet :

Étude des mécanismes des réactions induites par les noyaux à halo de neutrons ^{11}Be (49,2 MeV/nucléon) et ^6He (41,5 MeV/nucléon) sur le plomb en fonction de l'inélasticité des collisions

Composition du jury

Président : Michel Louvel

Rapporteurs : Roland Dayras
Ulrich Jahnke

Examineurs : Joël Galin
Benoît Lott
Alain Péghaire

Remerciements

Après avoir terminé cette thèse, il est temps de revenir sur cette période parfois difficile et de remercier quelques-uns de ceux qui m'ont aidés à la traverser.

Mes remerciements vont à Joël Galin, mon directeur de thèse, pour son incontestable soutien, en particulier durant la phase de rédaction que sans lui je n'aurais peut-être jamais achevée. Alain Péghaire pour sa disponibilité et le travail fourni sur le détecteur Tournesol auxquels sont dû de nombreux résultats présentés dans cette thèse. Benoît Lott pour ses remarques et suggestions constructives et intelligentes à chaque fois que nous butions sur un problème d'interprétation. Je remercie de même Alain Letourneau pour son aide sur les calculs GEMINI et sa compagnie fort agréable.

Je remercie Roland Dayras et Ulrich Jahnke, les rapporteurs de cette thèse qui ont acceptés de relire et de commenter de manière pertinente ce travail en un temps très court, ainsi que Michel Louvel qui a bien voulu prendre la présidence du jury de soutenance.

Parmi les doctorants, je remercie particulièrement Karim, Nicolas et Vincent pour les discussions et échanges (en C++ et ailleurs) ainsi que tous les utilisateurs de GANP188 qui m'ont fait confiance, et plus généralement, tous les thésards du GANIL et du LPC.

Aux responsables et gestionnaire de l'informatique au GANIL pour leur disponibilité, les échanges que nous avons pu avoir ainsi que pour m'avoir laissé expérimenter quelques solutions informatiques originales au GANIL. Nommément, je suis particulièrement redevable à Laurent Fortin, Bruno Piquet, Bruno Raine et Daniel Vaillant.

Merci à Armelle pour sa gentillesse souriante et à Madame Ygouf, pour sa compréhension et son assistance dans la gestion des dossiers de thèse, bien au delà de ses strictes obligations administratives.

Je remercie aussi Philippe Chomaz, avec qui j'ai eu le plaisir de participer au lancement du Bar des Science, et dont l'enthousiasme, le charme et le naturel font de chaque rencontre un plaisir.

Merci à toute ma famille et à mes parents qui m'ont soutenu tout au long de mes études, mes frères et sœurs, Stéphanie et Frédéric, à qui je souhaite beaucoup de courage pour leurs propre thèse et à Isabelle pour sa très grande gentillesse ainsi que Dom pour son attentive relecture finale, et enfin René, mon grand-père qui le premier me donna le goût des sciences.

Je remercie particulièrement François, correcteur émérite des premières versions de la thèse et compagnon indéfectible de toutes mes errances et espoirs, un Ami.

Pensées très douces pour Adina qui a rendu beaucoup plus agréable cette période de rédaction et à qui je souhaite un excellent parcours pour la fin de sa propre thèse.

Je remercie de plus tous les auteurs des Logiciels Libres que j'ai utilisés intensément tout au long de cette thèse, en particulier les auteurs du système GNU/Linux (évidemment), (x)emacs, gcc, T_EX, L^AT_EX, et bien sur les auteurs de ROOT, en particulier René Brun pour l'attention qu'il apporte aux questions des utilisateurs (et donc aux miennes).

Cette page ne serait pas complète sans mentionner les personnes avec qui j'ai pu échanger directement ou par lettre ces dernières années, Denis, Marykaa, Nathalie, Harmonie, Catherine, Guillaume, Laure, et tous ceux que j'oublie ici.

Table des matières

I	Introduction	1
	Introduction	3
II	Dispositif expérimental et calibrations	11
1	Dispositif expérimental	13
1.1	Le GANIL, un accélérateur pour la physique nucléaire	13
1.1.1	Le dispositif SISSI	13
1.1.2	Le spectromètre ALPHA	14
1.2	Faisceaux utilisés	16
1.3	Vue d'ensemble des détecteurs dans la configuration expérimentale .	18
1.4	Le détecteur de neutrons ORION	19
1.4.1	Principe de fonctionnement du détecteur ORION	21
1.5	Télescope silicium et plastique	24
1.5.1	Le détecteur silicium	24
1.5.2	Les scintillateurs plastiques du Télescope	26
1.5.3	L'identification des particules	28
1.6	Chambres à dérives	28
1.7	Le détecteur de normalisation	29
1.8	Le détecteur veto actif	29
1.9	Les cibles	30
1.10	Système de déclenchement et de validation des événements	30
2	La calibration des détecteurs	33
2.1	Calibration d'ORION	33

2.1.1	Équilibrage en charge des photomultiplicateurs	33
2.1.2	Équilibrage en temps	34
2.1.3	Mesure du bruit de fond	34
2.1.4	Mesure de l'efficacité du détecteur	35
2.1.5	Calibration de l'échauffement du noyau-cible	36
2.1.6	Efficacité de déclenchement	36
2.2	Calibration des Télescopes	37
2.2.1	Calibration des disques à piste de silicium	37
2.2.2	Les scintillateurs plastiques	41
3	Le détecteur TOURNESOL	51
3.1	Motivation à la réalisation d'un nouveau détecteur de neutrons . .	51
3.2	Principe de fonctionnement de TOURNESOL	54
3.2.1	Avant la réalisation de TOURNESOL, travaux sur un secteur cylindrique d'ORION	54
3.3	Principe de la simulation de TOURNESOL	58
3.3.1	Le programme Soleil : collection de la lumière	59
3.3.2	Le programme Denis : Suivi des neutrons dans la matière scintillante	60
3.3.3	Quelques résultats	61
3.4	TOURNESOL, présentation physique	61
3.5	Calibration de la réponse du détecteur TOURNESOL	64
3.5.1	Calibration en temps	64
3.5.2	Équilibrage en charge des photomultiplicateurs	67
3.6	Tests avec des neutrons produits sous faisceau	68
3.6.1	Fonctionnement - Novembre 1997	68
3.6.2	Test de la localisation - Décembre 1998	68
3.7	Tests sous cosmiques	73
3.7.1	Méthode	73
3.7.2	Répartition de la charge sur les photomultiplicateurs	74
3.7.3	Répartition des temps de déclenchements sur les photomul- tiplicateurs	78
3.8	Caractéristiques du détecteur TOURNESOL	82
3.8.1	Résolution en position	82
3.8.2	Résolution en Temps	83

3.8.3	Efficacité	85
3.8.4	Identifications des neutrons	90
3.9	Perturbations de la mesure des caractéristiques physiques des neutrons	93
3.9.1	Observations expérimentales	93
3.9.2	Conclusion	95
 III Résultats expérimentaux		 97
4	Généralités	99
4.1	Sélections sur les données	99
4.1.1	Sélection des mécanismes de réaction	100
5	Béryllium11	103
5.1	Introduction	103
5.1.1	Études antérieures portant sur le caractère « halo » du ^{11}Be	103
5.1.2	Les conditions expérimentales	105
5.2	Généralités	107
5.2.1	Distribution de multiplicité neutronique	107
5.2.2	Note sur la mesure des caractéristiques du noyau-cœur . . .	109
5.3	Caractéristiques du cœur	109
5.3.1	Impulsion du noyau-cœur	109
5.3.2	Dépendance de la distribution en impulsion du noyau-cœur à différentes sélections. Multiplicité neutronique associée . .	110
5.3.3	Angle de détection du noyau-cœur	117
5.3.4	Tableau récapitulatif des mesures	118
5.4	Caractéristiques cinématiques des neutrons du halo tels que mesu- rées par TOURNESOL	122
5.4.1	Caractéristiques générales	122
5.4.2	Impulsion des neutrons du halo en fonction des conditions de déclenchement et de la distance du détecteur TOURNESOL à la cible	122
5.4.3	Impulsion du neutron détecté en fonction de l'angle du noyau- cœur	125
5.4.4	Collisions non quasi-élastiques avec le noyau-cible	127

5.5	Corrélations entre les impulsions du cœur et du neutron du halo en réaction de dissociation	129
5.6	Réactions dans lesquelles le noyau-cœur ^{10}Be perd un ou plusieurs protons	133
5.6.1	Généralités	133
5.6.2	Multiplicité neutronique	134
5.6.3	Impulsion des neutrons	137
5.7	Discussion des résultats	141
5.7.1	Résumé	143
6	Hélium 6	145
6.1	Introduction	145
6.1.1	Études antérieures portant sur les caractéristiques du noyau ^6He	145
6.1.2	Les conditions expérimentales	146
6.2	Distribution de multiplicité neutronique	148
6.3	Caractéristiques du cœur	151
6.3.1	Impulsion du noyau cœur	151
6.3.2	Distributions angulaires du noyau-cœur	151
6.3.3	Dépendance des distributions en impulsion du noyau cœur aux sélections expérimentales. Multiplicité neutronique associée	152
6.4	Caractéristiques cinématiques des neutrons du halo	159
6.5	Corrélations entre l'impulsion du cœur et d'un ou deux neutrons détectés dans TOURNESOL	160
6.5.1	Impulsion du neutron détecté en corrélation avec un noyau cœur fortement ralenti	169
6.5.2	Cassure du cœur	169
6.5.3	Résumé de l'étude expérimentale du noyau de ^6He	172
7	Conclusion	175
	Bibliographie	181

Première partie

Introduction

Introduction

L'étude des noyaux stables ou du moins de ceux proches de la vallée de stabilité a abouti à une image des noyaux qui convient à la quasi-totalité des noyaux connus. Les nucléons qui constituent le noyau sont confinés par un potentiel nucléaire dans lequel chacun a une énergie de liaison d'environ 6 à 8 MeV, ce confinement se fait avec un profil de densité très plat pour la matière nucléaire qui se termine de manière assez abrupte aux frontières du noyau, le volume de la matière nucléaire pouvant alors s'écrire comme le simple remplissage par les nucléons d'un volume sphérique de rayon $r_X = r_0 A_X^{1/3}$ avec A_X le nombre de masse du noyau X et $r_0 \simeq 1,25$ fm. Dans ces noyaux, la répartition spatiale des neutrons et des protons est similaire, ce qui entraîne l'apparition d'une très légère « peau de neutrons » en périphérie des noyaux lourds (où le nombre de neutrons est notablement supérieur au nombre de protons). Ces effets restent cependant très faibles. Ainsi, pour le noyau ${}^{48}_{20}\text{Ca}$ le rayon carré moyen de la distribution des neutrons n'est supérieur à celui des protons que de 0,2 fm (rayon moyen 4,5 fm), et pour ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ l'écart est inférieur à 0,15 fm pour un rayon moyen de 7,4 fm)[TAN95].

L'image précédente convenait à la description de la totalité des noyaux connus jusqu'à il y a une vingtaine d'année. Cependant, après avoir été longtemps limitée à l'étude des noyaux proches de la vallée de stabilité, la recherche en physique nucléaire a pu s'étendre à de nouvelles catégories de noyaux aux propriétés notablement différentes, accessibles aux machines accélératrices de faisceaux secondaires.

Parmi cette catégorie de noyaux exotiques, les noyaux à halo ont attiré pour la première fois l'attention en 1985 dans une série d'études réalisées par I. Tanihata [TAN85a] [TAN85b] [TAN88]. Le noyau étudié (${}^7\text{Li}$) manifestait une section efficace totale de réaction bien au-delà de ce qui était attendu pour un noyau de cette masse atomique, en particulier beaucoup plus élevée que les isotopes voisins en A ou Z . L'interprétation, ainsi que le nom « noyau à halo de neutron » viendra d'une image qui se dégagera de l'analyse de ces expériences [HAN87] [HAN95] [TAN96]: pour ces noyaux, un ou deux neutrons sont très peu liés (quelques centaines de keV), dix fois moins que ne l'est un neutron d'un isotope stable correspondant. En conséquence, le(s) neutron(s) du halo se trouve(nt) en moyenne relativement éloigné(s) du centre du potentiel du noyau considéré. Ceci entraîne que le noyau à halo peut être décrit comme composé de deux éléments distincts n'interagissant que faiblement: un cœur constitué d'un ensemble de nucléons à densité nucléaire usuelle, et un halo diffus de densité neutronique faible dans lequel est(sont) localisé(s) le(s) neutron(s) faiblement lié(s).

Une autre particularité des noyaux à halo est directement la conséquence de leur grande extension spatiale. Il s'agit de la relative faiblesse des impulsions propres des

nucléons du halo dans le référentiel du noyau. Dans un noyau de densité nucléaire usuelle, cette impulsion, appelée impulsion de Fermi, vaut environ 200 MeV/c, elle caractérise l'impulsion moyenne du nucléon dans le potentiel du noyau. Pour un noyau à halo, l'impulsion de Fermi des nucléons du halo est beaucoup plus faible, entre 40 et 80 MeV/c. Ceci peut s'expliquer par la relation d'Heisenberg qui lie l'extension spatiale de la fonction d'onde à sa quantité conjuguée, l'impulsion : à extension spatiale plus grande correspond une impulsion plus faible. Cet effet peut être mesuré sur les impulsions du cœur ou des neutrons issus de la cassure du noyau à halo, et cela a été réalisé et vérifié en mesure d'impulsion totale ou en projection longitudinale ou transverse pour le cœur ou le neutron. L'impulsion transverse présente cependant l'inconvénient d'être plus sensible aux mécanismes de réaction.

Par un calcul simple, nous pouvons représenter le noyau-cœur comme un puits de potentiel à symétrie sphérique (potentiel de Yukawa) de profondeur S_n dans lequel la fonction d'onde du nucléon lié est de la forme :

$$\Psi(r) = \frac{e^{-\kappa r}}{r}$$

Le paramètre κ est la constante de décroissance de la fonction d'onde par rapport au rayon $\kappa = \frac{\sqrt{2\mu S_n}}{\hbar}$ dépend de l'énergie de liaison S_n . Nous retrouvons donc que l'une des premières caractéristiques visibles des noyaux à halo sera leur taille anormalement grande. En prenant la transformée de Fourier de la fonction d'onde en position précédente, nous obtenons la distribution en impulsion du nucléon, qui s'exprime sous la forme $f(P) = \frac{C}{(p^2 + \kappa^2)^2}$. Et nous y retrouvons le fait qu'à énergie de liaison faible correspondra une distribution en impulsion étroite. Cette modélisation simple du noyau à halo comme constitué d'un cœur inerte simulé par un puits de potentiel liant faiblement le(s) nucléon(s) du halo se révèle assez pertinente pour prédire et expliquer le comportement expérimental de ces noyaux.

Quand les premiers noyaux à halo ont été mis en évidence, on connaissait déjà avec le deuton un noyau peu lié (2,2 MeV) et de taille exceptionnellement grande (RMS de 2,1 fm pour le deuton à comparer à un rayon de 1,5 fm pour le noyau de ${}^4\text{He}$)¹. La grande compacité du noyau ${}^4\text{He}$ résulte de sa très grande énergie de liaison (16 MeV pour neutron et proton), ceci pouvant être justifié par des raisonnements simples classiques (par exemple avec un système planétaire) ou quantique (particule dans un potentiel). Il y a donc corrélation très étroite entre la valeur de l'énergie de liaison et l'extension spatiale du noyau considéré. La découverte presque accidentelle du premier noyau à halo à partir des sections efficaces de réactions aurait pu être prédite à partir des énergies de liaisons (mesurées ou calculables, au moins approximativement dans un modèle en couche, par exemple). C'est d'ailleurs par la suite en fonction de leur énergie de liaison que les possibles candidats au statut de noyau à halo ont été sélectionnés, et que les recherches se sont organisées pour vérifier s'ils répondaient bien aux propriétés spécifiques des noyaux à halo, comme une section efficace anormalement grande et une impulsion du neutron libéré possédant une dispersion très étroite. Il est

1. Ceci nous permet d'ajouter que si nous étudions ici les noyaux à halo de neutron, il existe aussi un domaine d'étude des noyaux avec un comportement semblable quoi que moins marqué pour les protons.

à noter que la faiblesse de l'énergie de liaison n'est pas une condition suffisante pour obtenir un neutron de grande extension spatiale. En effet, cela dépend aussi de l'allure de la barrière de potentiel qui confine les nucléons dans le noyau, et en particulier de la barrière centrifuge. Si le neutron peu lié est placé sur une orbitale de moment angulaire élevé, il restera proche du cœur, c'est pourquoi nous trouvons majoritairement les neutrons du halo dans des orbitales *s* ou *d*.

Il ne semble exister que deux types de noyaux à halo de neutron : ceux pour lesquels un seul neutron est faiblement lié (tel ^{11}Be ou ^{19}C [FUK91] [MAR96]) et ceux pour lesquels le halo est peuplé de deux neutrons. Ces derniers, tel ^6He [TAN92a] ou ^{11}Li [TAN92b] [ZAH93] présentent la propriété intéressante d'être liés en tant que système formé de trois corps sans qu'aucun des deux sous-systèmes ne soit lié (noyaux borroméens [ZHU93]). L'étude expérimentale de ces noyaux à deux neutrons est compliquée par la présence de trois corps qui peuvent interagir en voie de sortie rendant plus difficile la reconstruction de l'état du noyau avant dissociation.

Si l'étude des noyaux à deux neutrons est plus délicate que celles des noyaux à un seul neutron dans le halo, elle peut aussi apporter des informations plus riches, comme celle sur la structure corrélée ou anticorrélée des neutrons du noyau à halo ^6He [ZHU99]. De l'étude de ces corrélations entre neutrons il est possible de tirer des informations sur la structure du noyau comme cela a été fait par exemple pour ^{11}Li [SAC93] [MAR00].

L'étude des noyaux à halo peut se faire par celle de leur décroissance radioactive [MOR97], ou, et c'est le plus fréquent, en les impliquant dans des réactions nucléaires, et c'est cette dernière voie qui a été jusqu'à maintenant la plus explorée compte tenu de la faible intensité des faisceaux. Cependant, ces études impliquent d'avoir un bon contrôle sur les voies de réaction explorées, lesquelles sont sensibles aux effets de structure. En ce qui concerne les noyaux à halo, nous avons une méconnaissance assez large à la fois de la structure de ces noyaux mais aussi de leurs mécanismes de réaction ce qui complique l'analyse des réactions dans lesquelles ils sont impliqués.

C'est en fonction du paramètre d'impact ou plus exactement de la distance minimale d'approche que l'on peut le plus facilement classer les mécanismes de réaction des noyaux à halo, en faisant tout de suite deux distinctions essentielles : on distingue les collisions pour lesquelles la distance minimale d'approche est supérieure à la somme des rayons des noyau-cœur et noyau-cible² de celles dans lesquelles elle est inférieure. Dans le premier cas, à grande distance, seuls les neutrons du halo peuvent éventuellement interagir avec le noyau-cible. Dans le second, il pourra aussi y avoir interaction nucléaire du cœur du noyau à halo avec le noyau-cible. Du fait de la diffusivité de la matière nucléaire constituant le noyau cœur et de la nature quantique des objets en présence, cette image est simpliste, mais efficiente au regard des données issues des expériences et de leur interprétation. Pour les collisions à large paramètre d'impact pour lesquelles la répulsion coulombienne est dominante, la mesure de l'angle de diffusion permet de connaître le paramètre d'impact, mais dès que l'on passe à des distances plus courtes du noyau-cible, les possibilités d'interactions nucléaires rendent plus délicates et imprécises ce type d'évaluation. Pour cette raison, au lieu de raisonner en fonction du paramètre d'impact il nous paraît plus judicieux de classer les réactions en fonction

2. Dans ce travail, le noyau à halo sera toujours le projectile.

de leur inélasticité, cette dernière se quantifiant, par exemple, par le degré d'excitation du noyau-cible. Comme nous le verrons, c'est certainement là la grande originalité de notre travail par rapport à tous les travaux précédents que de pouvoir estimer l'énergie d'excitation du noyau-cible de manière relativement simple.

À très grand paramètre d'impact le neutron du halo peut être libéré du noyau-projectile soit par excitation coulombienne, dominant pour une cible d'un élément lourd comme le plomb, soit suite à une interaction nucléaire avec le noyau-cible. Ces deux mécanismes ont lieu sans perte d'énergie dans le noyau-cible. Dans le premier cas c'est par échange de photons virtuels que le noyau à halo se trouve excité en passant dans le champ électromagnétique du noyau-cible. Il suffit d'une faible excitation du noyau à halo pour le dissocier, en raison de sa faible énergie de liaison. La dissociation par diffraction nucléaire aura une signature expérimentale très semblable³ mais ce sera un effet quantique d'interférence entre la fonction d'onde du neutron du halo et la cible qui provoquera la dissociation. De telles réactions ont lieu à des paramètres d'impact suffisamment grands pour que les lois de distribution de Rutherford soient valides, et donc nous trouvons ces événements avec un cœur à petit angle (environ 5 ou 6° en ¹¹Be ou ⁶He) en voie de sortie. Plus le paramètre d'impact est faible, plus la probabilité d'avoir une réaction de diffraction nucléaire augmente par rapport à la probabilité de dissociation coulombienne.

A des paramètres d'impact comparables à ceux permettant la diffraction nucléaire, se trouve aussi une voie de sortie assez faiblement dissipative dans lequel le neutron du halo est intercepté par la cible : c'est la réaction d'épluchage du neutron. Dans cette réaction, la cible peut se trouver excitée. Le neutron n'est généralement pas retrouvé en voie de sortie : il a été absorbé par la cible (cas le plus inélastique ; dans nos conditions de faisceau cela correspond à une quarantaine de MeV d'excitation), ou du moins fortement dévié et ralenti.

Si les réactions nucléaires de dissociation libérant le cœur, d'une part, et le(s) neutron(s) du halo, d'autre part, sont apparues les plus commodes pour caractériser la fonction d'onde du(des) neutron(s) du halo, en particulier parce que la caractérisation pouvait être faite aussi bien sur le cœur que sur le neutron lui-même, d'autres réactions, plus complexes, ont été explorées. Ce sont des réactions pour lesquelles le noyau-cœur est impliqué dans une interaction nucléaire forte avec le noyau-cible. Pour de telles réactions on peut penser que les effets d'interaction dans la voie finale entre le neutron et le noyau-cœur seront réduits du fait du ralentissement subi par le noyau-cœur (ou ses résidus quand le noyau-cœur se fragmente). On peut distinguer les réactions dans lesquelles le noyau-cœur subit une réaction très inélastique avec le noyau-cible et n'est pourtant pas détruit parce que bénéficiant d'une forte énergie de liaison (c'est le cas de ⁴He), des réactions pour lesquelles le noyau-cœur est partiellement ou totalement détruit. Toutes ces réactions impliquent des distances minimales d'approche plus faibles que les réactions de dissociation et l'on peut ainsi espérer tester une partie différente de la fonction d'onde des neutrons du halo. Dans ce cas, on ne peut plus utiliser les caractéristiques du noyau-cœur pour caractériser le neutron du halo et ne restent plus

3. De fait, nous ne sommes pas capables de faire la différence entre une dissociation coulombienne et nucléaire à l'échelle d'un événement.

que les neutrons eux-mêmes, sachant que deux types de neutrons peuvent alors être libérés, ceux du halo mais aussi ceux du noyau-cœur. Pour distinguer les deux types de neutrons, il a été suggéré d'étudier deux types de réactions : celles induites par le noyau à halo et celles induites par le noyau-cœur seul de même vitesse. Par différence, on peut penser pouvoir caractériser les propriétés du neutron du seul halo [NIL95] [GRE99]. Il ne faut cependant pas oublier que le neutron du halo peut néanmoins interagir avec le noyau-cible et ceci d'autant plus que des réactions de plus en plus dissipatives sont considérées. Cet effet mérite d'être étudié en détail car il peut rendre plus difficile ou plus discutable les interprétations faites à partir d'une analyse par soustraction brute telle qu'elle a pu être réalisée jusqu'à maintenant.

Notre étude a porté sur deux noyaux à halo, ^{11}Be et ^6He . Les réactions induites par le noyau ^{11}Be ont été comparées à celles induites par un faisceau de ^{10}Be . Ces noyaux et quelques unes de leurs propriétés sont présentés brièvement ici.

Le noyau de ^{11}Be est un exemple typique de noyau à halo à un seul neutron dans le halo. Il est formé d'un cœur de ^{10}Be et d'un neutron faiblement lié (0,503 MeV) sur une orbitale $1s_{1/2}$ avec 20% de mélange avec un état $0d_{5/2}$. Sa durée de vie est de 13,8 secondes. Le noyau ^{11}Be est parfois trouvé dans son premier état excité (0,32 MeV, seul état excité lié) après les réactions ayant servi à le produire.

Le noyau-cœur (^{10}Be) est un noyau stable d'énergie de liaison par nucléon de 6,81 MeV, d'un rayon d'environ 2,5 fm. Le rayon du système formé du cœur de ^{10}Be et d'un neutron (le noyau à halo ^{11}Be) atteint lui 6,0 fm [HAN95], ce qui signe bien le caractère halo de ce noyau.

Le noyau à halo ^{11}Be a fait l'objet de nombreuses études expérimentales (voir Section 5.1) et d'investigations théoriques. Citons, en ce qui concerne les mécanismes de réaction, les travaux sur la distribution en impulsion longitudinale du noyau-cœur après interaction nucléaire [HAN96], sur la dissociation coulombienne [BAR93] [BAR98], sur la diffusion élastique [JOH97] et sur la fusion [HUS95]. En ce qui concerne l'étude de la structure nucléaire notons les références [DES97] et [KHA96] pour le rayon de matière.

Le noyau ^6He est un noyau à halo comportant deux neutrons dans le halo. Il est donc vu comme un cœur de ^4He entouré de deux neutrons faiblement liés (0,97 MeV). Bien que cette énergie de liaison soit relativement élevée pour un noyau à halo (par comparaison, les deux neutrons du halo de ^{11}Li ont une énergie de liaison de 0,247 MeV), la nature halo de ce noyau est attestée par de nombreuses expériences. C'est un noyau dit 'borroméen' car ni le noyau ^5He ni le di-neutron ne sont liés, seul l'ensemble des trois partenaires l'est. Sa durée de vie est de 807 ms. Les neutrons du halo sont à plus de 90% dans une orbitale $0p_{3/2}$. Le cœur a un rayon de 1,5 fm tandis que le rayon du halo est estimé (par calcul [TOS97]) à 5,5-6 fm.

Parmi tous les noyaux à halo, ^6He a la propriété d'avoir un noyau cœur très lié (l'énergie de liaison d'un nucléon au sein de ^4He est de 16 MeV), ce qui permet des interactions fortement inélastiques qui conservent entier le cœur. Il a été l'objet de nombreux travaux expérimentaux dont certains seront détaillés en Section 6.1.

Des études précédentes (Y. Périer [PER97]) réalisées en faisceau de ^6He sur cible d'or à 35,2 MeV par nucléon ont pu montrer que les informations sur les halos recueillies sur les produits de réaction du noyau à halo dépendaient de façon cruciale des voies de réaction explorées.

En particulier, la largeur des distributions en impulsion des neutrons du halo augmente de façon importante avec l'inélasticité de la collision. Il est tentant d'interpréter ces résultats en terme d'échantillonnage de la fonction d'onde du neutron dans le halo : plus les neutrons du halo sont impliqués dans des réactions près du cœur, et plus leur distribution en impulsion doit être large. Cependant, les mesures expérimentales sont perturbées par les interactions possibles en voie de sortie entre les deux neutrons du halo ou entre un neutron et le noyau-cœur ce qui complique leur interprétation. D'autre part des processus de dissociation en deux étapes ne sont pas exclus en impliquant le passage par un état résonnant de ^5He . En ce qui concerne les réactions fortement inélastiques dans lesquelles le cœur est brisé, il n'est pas certain que l'on mesure bien le neutron du halo et non un des neutrons issus de la cassure du cœur.

Ces différentes constatations nous ont amené à reprendre l'étude en incluant des mesures sur les réactions des noyaux à halo dotés d'un seul neutron dans le halo (^{11}Be) dont les caractéristiques (cinématique du cœur, du neutron et dissipation dans la cible) peuvent être mesurées sans ambiguïté par notre dispositif expérimental. Avec ce faisceau, la conservation de l'impulsion lors de la dissociation impose une égalité de comportement entre le noyau cœur et le neutron. Nous pouvons ainsi, tout en effectuant des mesures complémentaires sur chacune des particules, obtenir des informations utiles à la validation du dispositif expérimental, en particulier le détecteur de neutron utilisé, TOURNESOL (décrit en Chapitre 3) qui venait d'être construit. De plus, la comparaison avec un faisceau comportant le noyau-cœur uniquement (^{10}Be) permet de soustraire les contributions des réactions du cœur seul (neutrons issus de sa fragmentation en particulier).

Avec des faisceaux secondaires d'intensité modeste (moins de 50 000 pps) il est impératif de disposer pour chaque paramètre mesuré d'un détecteur d'une grande efficacité. Pour l'identification du cœur ou de ses débris, nous avons opté pour un télescope annulaire centré sur l'axe du faisceau, de taille suffisante pour couvrir l'essentiel de l'angle solide sous lequel les fragments sont émis. Ce télescope était d'ailleurs mobile le long de l'axe du faisceau permettant de modifier sa position par rapport à la cible et donc la zone angulaire sous laquelle il recueille les fragments de la réaction. Le taux d'excitation du noyau-cible était mesuré par le comptage de neutrons d'évaporation dans le détecteur ORION, un détecteur à scintillateur liquide dopé au gadolinium d'efficacité élevée.

Si l'on compare ce nouveau dispositif à celui utilisé dans l'expérience précédente [PER97], les changements au niveau du télescope ou du comptage des neutrons d'évaporation sont mineurs, par contre la mesure de l'impulsion des neutrons du halo est assurée par le nouveau détecteur TOURNESOL, un spectromètre à temps de vol avec localisation.

Nous présenterons tout d'abord le détail du dispositif expérimental utilisé ainsi que les détecteurs qui le constituent, en laissant de côté le détecteur TOURNESOL auquel est consacré un chapitre entier qui fait suite à celui consacré à la calibration des détecteurs. Le détecteur TOURNESOL a nécessité un grand nombre d'études expérimentales et de simulations qui sont détaillées dans la troisième partie. Nous aborderons enfin les résultats expérimentaux et leur interprétation, en partant du noyau à un seul neutron dans le halo (le ^{11}Be) le plus simple pour terminer par les réactions induites par le

noyau ${}^6\text{He}$. Les impulsions du cœur et du (ou des) neutron(s) ainsi que l'excitation de la cible seront analysées et interprétées sous différentes contraintes de mesures. Dans l'étude du noyau à halo ${}^{11}\text{Be}$, nous avons mené une étude comparative avec un faisceau constitué uniquement du noyau-cœur (${}^{10}\text{Be}$) afin de soustraire l'effet des neutrons du cœur dans l'analyse des réactions avec brisure du cœur. Nous concluons l'exposé par une synthèse des principaux résultats et perspectives.

Deuxième partie

Dispositif expérimental et calibrations

Chapitre 1

Dispositif expérimental

Dans ce chapitre, nous présenterons les différents moyens matériels qui, depuis la création du faisceau jusqu'à l'acquisition des données physiques, nous permettent de réaliser nos mesures.

1.1 Le GANIL, un accélérateur pour la physique nucléaire

Les expériences décrites dans ce document ont eu lieu sur le site du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) de Caen entre Novembre 1997 (premiers tests du détecteur TOURNESOL) jusqu'en Avril 1999, où nous avons effectué les mesures physiques sous faisceau.

L'installation de recherche du GANIL offre une machine accélératrice de faisceaux d'ions de masse élevée, permettant en particulier la création et l'accélération de noyaux exotiques, ainsi que des salles d'expériences où prennent place les détecteurs (Figure 1.1).

La création d'un faisceau exotique, tel que les noyaux à halo de neutrons étudiés ici, se fait en accélérant un faisceau primaire à l'aide des cyclotrons du GANIL qui engendre un faisceau secondaire par interaction avec une cible dans SISSI (voir Sous Section 1.1.1), ces particules secondaires étant ensuite triées par le spectromètre magnétique ALPHA (Sous Section 1.1.2) avant d'être dirigées vers les salles d'expériences.

1.1.1 Le dispositif SISSI

SISSI (Source d'Ions Secondaires à Supraconducteurs Intense) est un dispositif formé de deux solénoïdes supraconducteurs chargés de refocaliser le faisceau secondaire créé par interaction du faisceau primaire avec la cible placée en son centre. L'utilisation de bobines supraconductrices autorise la création d'un champ magnétique particulièrement intense (11,76 T) autour de la cible créant une lentille magnétique de très courte distance focale (70 cm) permettant de ramener la quasi-totalité des fragments créés à l'intérieur de la cible dans l'acceptance de la ligne de faisceau (Figure 1.2).

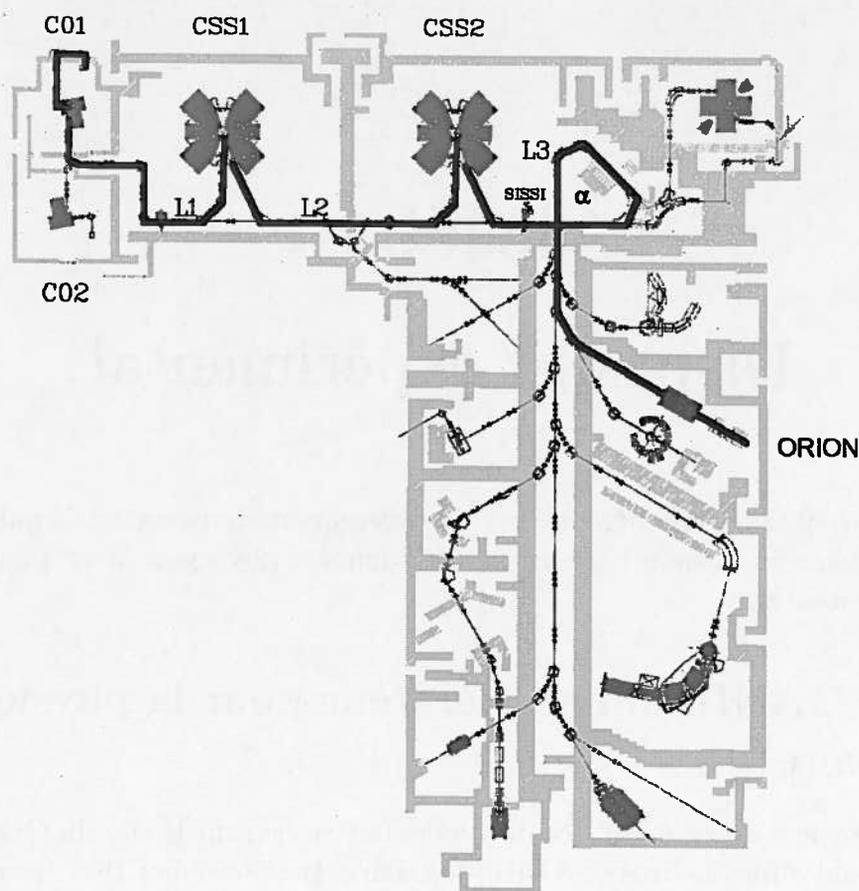


FIG. 1.1 – Plan général des installations de l'accélérateur du GANIL

Les éléments ayant contribué à la production des faisceaux utilisés dans les expériences analysées dans ce document ont été surlignés, depuis la source d'ion primaire jusqu'au détecteur ORION.

Le gain en intensité de faisceau secondaire dû à cette focalisation supplémentaire est considérable (estimé à un facteur vingt en comparaison d'une situation sans refocalisation) en raison de l'acceptance limitée du spectromètre ALPHA que le faisceau secondaire doit ensuite emprunter.

La nature du faisceau primaire et celle de la cible située dans SISSI sont optimisées afin de maximiser la production des noyaux désirés dans le faisceau secondaire.

1.1.2 Le spectromètre ALPHA

Le faisceau issu de SISSI contient un mélange de divers noyaux créés par les réactions nucléaires du projectile dans la cible. Ces noyaux doivent ensuite être triés et sélectionnés; c'est le rôle du sélecteur magnétique ALPHA. Le principe du sélecteur est que le rayon de courbure d'un noyau lancé dans un champ magnétique dépend, à

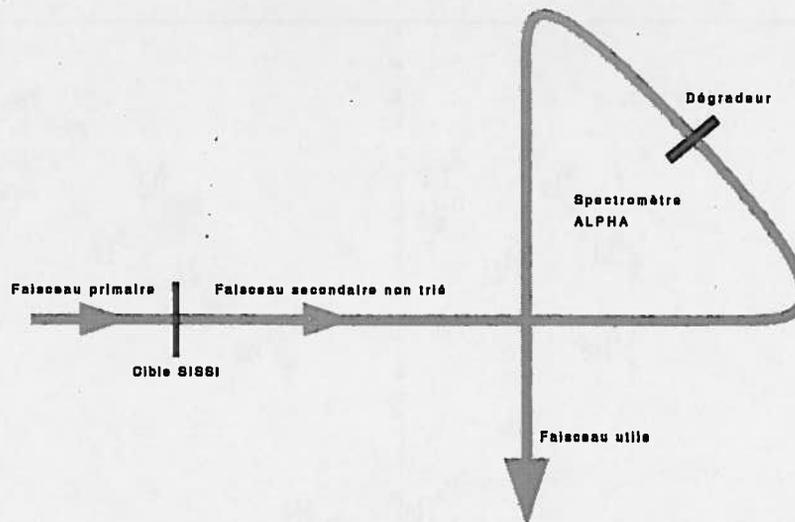


FIG. 1.2 – La production d'un faisceau secondaire au GANIL

Le dispositif SISSI contient une cible primaire qui produit le faisceau secondaire par interaction avec le faisceau primaire. Le faisceau secondaire est ensuite trié par le spectromètre magnétique ALPHA.

vitesse donnée, uniquement de son rapport⁴ N/z , ce qui permettra donc de séparer les noyaux produits selon ce rapport.

L'ALPHA est constitué d'un ensemble magnétique comportant essentiellement deux dipôles dont la rigidité magnétique $B\rho$ est ajustable individuellement. Entre les dipôles, une lame de matière appelée *dégradeur* peut être placée sur le trajet du faisceau. Le ralentissement du faisceau dans ce dégradeur étant différent suivant la nature des particules projectiles, un réglage de la rigidité magnétique de chaque dipôle permet d'effectuer une sélection à l'intérieur d'une classe de noyau ayant le même rapport N/z . En sortie ne devrait essentiellement rester que le seul faisceau demandé; de fait, la purification n'est pas parfaite et les contaminants restant dans le faisceau seront discriminés par la mesure du temps de vol des noyaux dans les lignes de faisceau. Cette mesure est effectuée sur les produits de réactions, juste en aval de la cible de réaction où les noyaux à halo interagissent, le temps de vol des produits de la cible au détecteur étant faible. La Figure 1.3 montre les différents faisceaux qui arrivent à la salle d'expérience après avoir traversé le spectromètre ALPHA sans dégradeur, il reste encore de nombreux faisceaux parasites qui sont éliminés par la mise en place du dégradeur (Figure 1.4).

4. $B\rho = \gamma \frac{mv}{q} \propto \frac{N}{Z}v$ avec B intensité du champ magnétique et ρ rayon de courbure. Ceci n'est valable que si le noyau est totalement ionisé, ce qui est vérifié en pratique pour des noyaux légers comme ceux présentés ici.

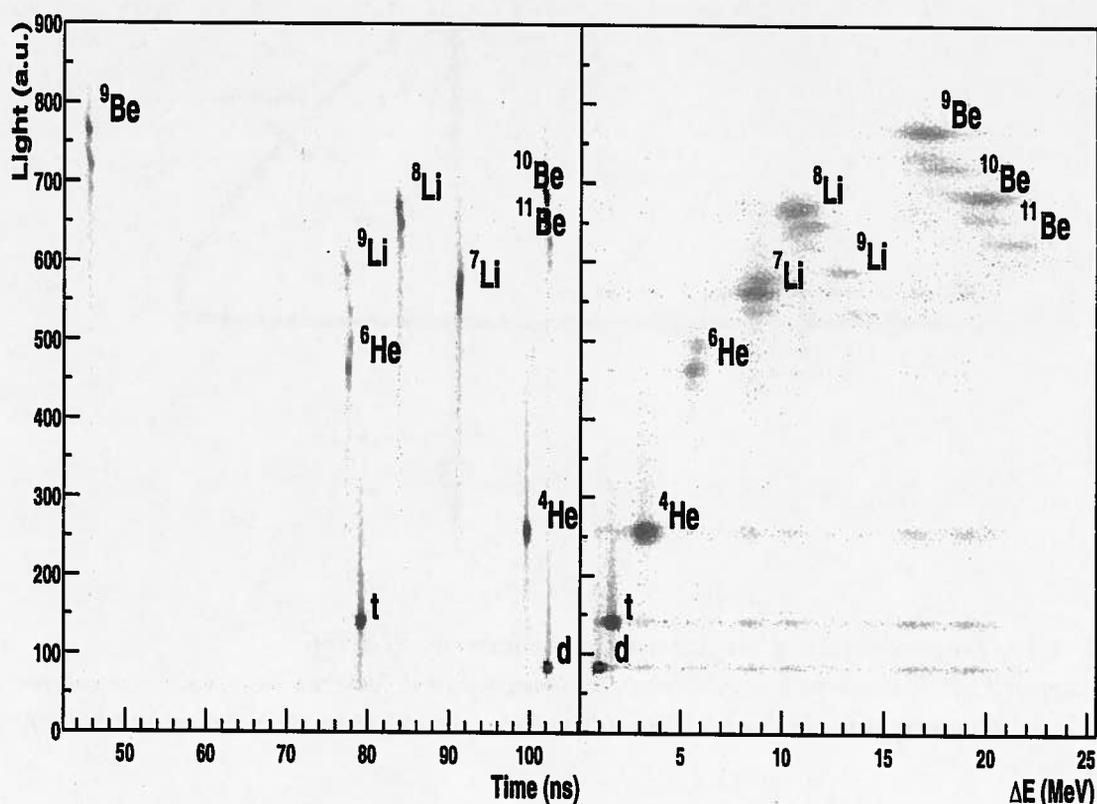


FIG. 1.3 – Matrices des faisceaux secondaires avant mise en place du dégradeur.

Sans le dégradeur, un grand nombre de faisceaux sont susceptibles d'être conduits par le spectromètre ALPHA ; ils sont identifiés sur les matrices en temps de vol/énergie ou en $\Delta E-E$. Le détecteur utilisé est le Télescope silicium-plastique décrit en Section 1.5. En l'absence de calibration, le paramètre E est donné par la quantité de lumière dans le scintillateur (axe vertical). Sur cet axe, les taches apparaissent doublées ou triplées. Ceci s'explique par la géométrie du Télescope qui laisse la possibilité à certaines particules de ne pas traverser l'un des détecteurs silicium, ce qui altère la valeur mesurée de leur énergie.

1.2 Faisceaux utilisés

Les noyaux à halos étudiés ici ne peuvent être trouvés dans la nature et assemblés en une cible car ils ont des temps de vie assez courts (807 ms pour ${}^6\text{He}$ et 13,8 s pour ${}^{11}\text{Be}^5$). Ceci impose d'avoir recours au dispositif de création en ligne d'un faisceau secondaire.

Nous avons donc utilisé le système SISSI détaillé précédemment afin de produire ces noyaux en ligne. Le faisceau primaire choisi est constitué de noyaux ${}^{13}\text{C}$ accélérés à une énergie de 75 MeV/A. La cible de production SISSI est constituée d'atomes de ${}^{12}\text{C}$ d'une épaisseur de 1900 mg/cm². Ces paramètres sont calculés afin de maximiser le rendement de production des noyaux d'intérêt par la cible de SISSI.

5. Ils se désintègrent par décroissance β .

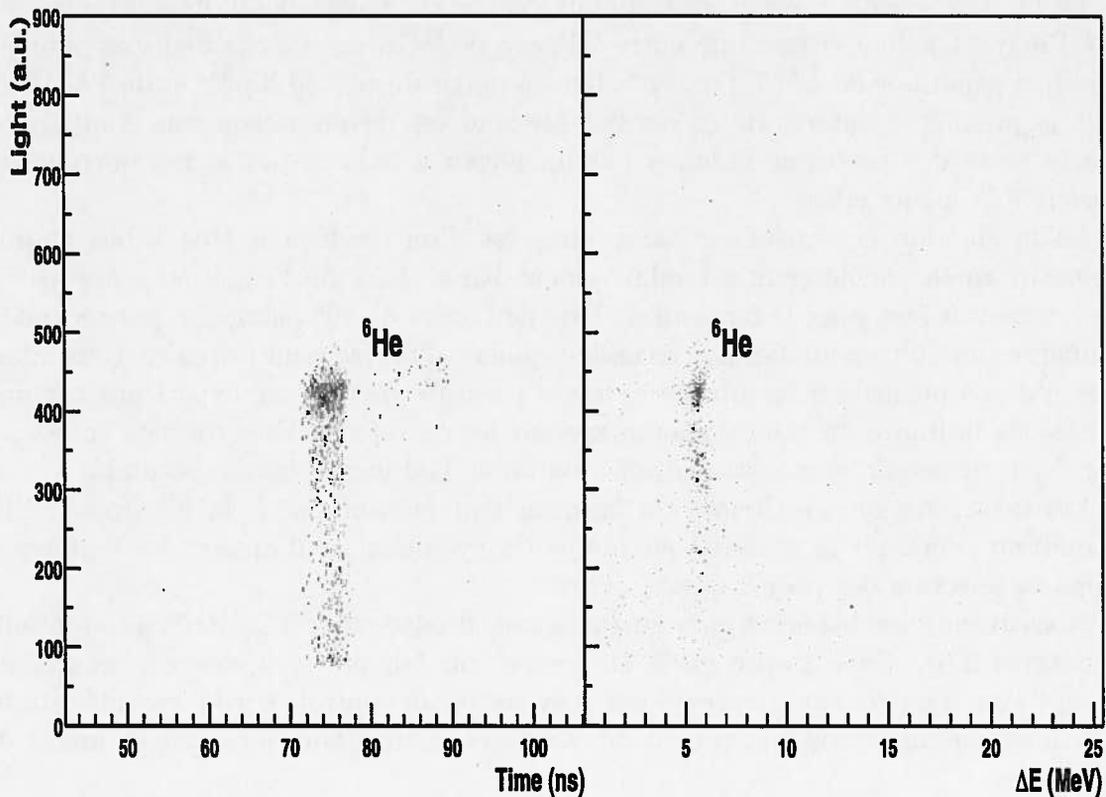


FIG. 1.4 – Matrices des faisceaux secondaires après mise en place du dégradeur, sélection du noyau ${}^6\text{He}$.

L'introduction du dégradeur a bien sélectionné le faisceau d'intérêt (${}^6\text{He}$). Le taux de contamination total est très faible et peut être rejeté par sélection des événements dans une fenêtre en temps adéquate.

Les cyclotrons du GANIL créent une structure en temps dans le faisceau primaire qui se trouve ramassé en paquets discontinus de particules. La fréquence cyclotron caractérise la répartition temporelle avec laquelle la machine accélératrice produit ces paquets. Cette structure est retrouvée intacte dans le faisceau secondaire issu de SISSI. Dans notre expérience, la fréquence cyclotron vaut 12,13 MHz, elle fournit une référence en temps stable et fiable qui peut être exploitée pour les mesures en temps.

Les temps de réglage de la machine étant relativement long, il a été choisi de modifier aussi peu que possible les paramètres de la ligne de faisceau secondaire. C'est pourquoi une même rigidité magnétique de $B\rho = 2,813 \text{ Tm}$ est conservée sur cette ligne à partir du second dipôle de l'ALPHA pour les deux noyaux à halo. L'énergie du faisceau de ${}^6\text{He}$ est donc de 41,5 MeV/A, tandis que celle du ${}^{11}\text{Be}$ est de 49,18 MeV/A. La sélection de la particule se fait par ajustement du premier dipôle du spectromètre ALPHA dont la rigidité magnétique est de 2,880 Tm pour le faisceau de ${}^6\text{He}$ et de 2,8676 Tm pour celui de ${}^{11}\text{Be}$.

En fin d'expérience nous avons toutefois modifié ce réglage afin d'obtenir un faisceau de ^{10}Be ayant même vitesse que notre faisceau de ^{11}Be , conditions réalisées pour une rigidité magnétique de 2,557 Tm sur la ligne à partir du second dipôle et de 2,6113 Tm pour le premier. L'intérêt de ce dernier faisceau est de permettre une comparaison directe entre des réactions induites par un noyau à halo et par le noyau-cœur seul accéléré à la même vitesse.

La production des faisceaux secondaires est d'un rendement très faible, et donc l'intensité finale du faisceau est relativement basse. Lors de l'expérience étudiée ici, elle se trouvait être pour le faisceau de ^{11}Be de l'ordre de 10^6 particules par seconde, à comparer aux 10^{12} particules par seconde typiques d'un faisceau primaire. Cependant, nous n'avons pu utiliser la totalité de cette intensité pour notre expérience car nous dépassions la limite du taux de comptage sur les détecteurs Veto (décrits en Section 1.8). Nous avons dû nous restreindre à environ 50 000 particules par seconde.

Les caractéristiques en temps du faisceau sont présentées sur la Figure 1.5. Elles permettent d'évaluer la stabilité en temps du cyclotron et d'ajuster les fenêtres en temps de sélection des projectiles d'intérêt.

Nous avons aussi bénéficié pour quelques tests du détecteur TOURNESOL (détaillés en Section 3.6), d'une partie (10% en temps) du faisceau (dit faisceau auxiliaire) partagé avec d'autres expériences. Nous n'avons aucun contrôle sur les caractéristiques de ce faisceau que ce soit son énergie ou sa nature, mais il nous a permis de mener des tests utiles.

1.3 Vue d'ensemble des détecteurs dans la configuration expérimentale

Le faisceau secondaire créé par la machine du GANIL arrive dans la salle d'expérience où il entre en collision avec une cible, un ensemble de détecteurs recueille les particules émises par cette collision et en enregistre les caractéristiques.

Désirant effectuer des mesures exclusives sur chacun des mécanismes de réaction en jeu, le détecteur doit permettre de recueillir des informations précises sur les caractéristiques cinématiques de l'ensemble des particules intervenant dans les réactions.

La configuration retenue pour l'expérience d'avril 1999 est présentée sur la Figure 1.6. La mesure de l'état d'excitation du noyau-cible est réalisée par le détecteur de neutrons d'évaporation ORION, un télescope composé de détecteurs silicium et plastiques permet de déterminer l'impulsion et la nature du noyau projectile ou de ses fragments tandis que le détecteur TOURNESOL mesure le temps de vol (et donc l'énergie) du neutron du halo éventuellement projeté vers l'avant. Un ensemble de deux chambres à dérive placées en amont de la cible permet de mesurer la position de la particule incidente et un veto actif sélectionne la partie centrale du faisceau afin d'éliminer les interactions effectuées par des noyaux incidents à trop grand angle qui pourraient interagir avec le support de cible s'ils étaient trop décentrés.

Chacun de ces sous-ensembles de détection sera détaillé dans ce chapitre, à l'exception du détecteur TOURNESOL, auquel est consacré l'intégralité du Chapitre 3.

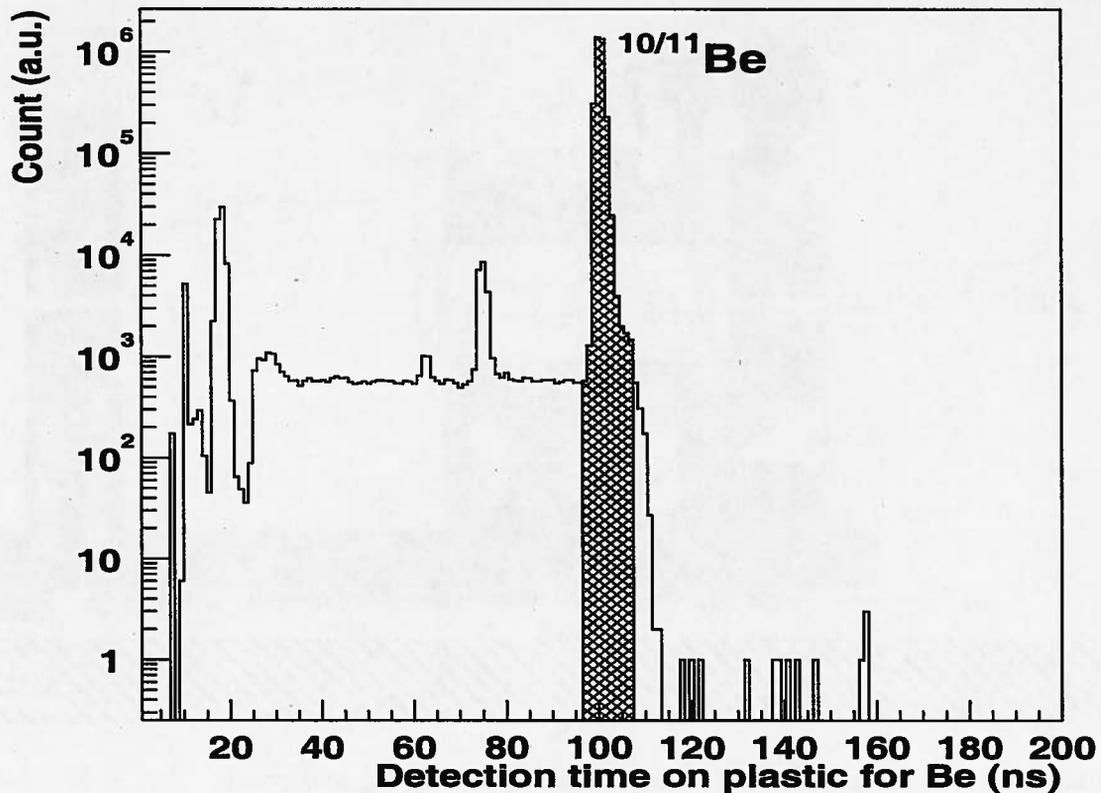


FIG. 1.5 – Largeur en temps d'un faisceau de ^{11}Be

La largeur est mesurée sur les détecteurs plastiques du télescope. Une sélection en temps permet d'isoler le faisceau d'intérêt, le fond est plus de trois ordres de grandeurs en dessous du signal. Il faut cependant noter que la largeur intrinsèque de la résolution du temps mesuré par le détecteur (inférieure à 1 ns) n'est pas déconvoluée du spectre affiché. L'origine des temps est arbitraire et relative à la HF des cyclotrons.

1.4 Le détecteur de neutrons ORION

Le détecteur ORION [PER98] a pour but le comptage des neutrons d'évaporation émis par le noyau-cible chauffé lors d'une collision inélastique. Cette multiplicité neutronique détectée nous renseigne sur l'état d'excitation du noyau-cible, et permet donc d'estimer l'énergie qui lui est transmise au cours de la collision.

Chaque neutron évaporé correspond à une certaine quantité d'énergie d'excitation évacuée par le noyau chauffé. Des codes d'évaporation tels que GEMINI [CHA88] permettent d'évaluer cette énergie perdue, généralement un peu supérieure à 10 MeV par neutron. Étant particulièrement intéressés par les événements ayant laissé la cible froide afin de distinguer les mécanismes de réaction en jeu, nous sommes particulièrement dépendants de l'efficacité du détecteur car chaque neutron non détecté entache la mesure d'une erreur importante sur l'énergie d'excitation de la cible, en particulier lorsque celle-ci est relativement faible.

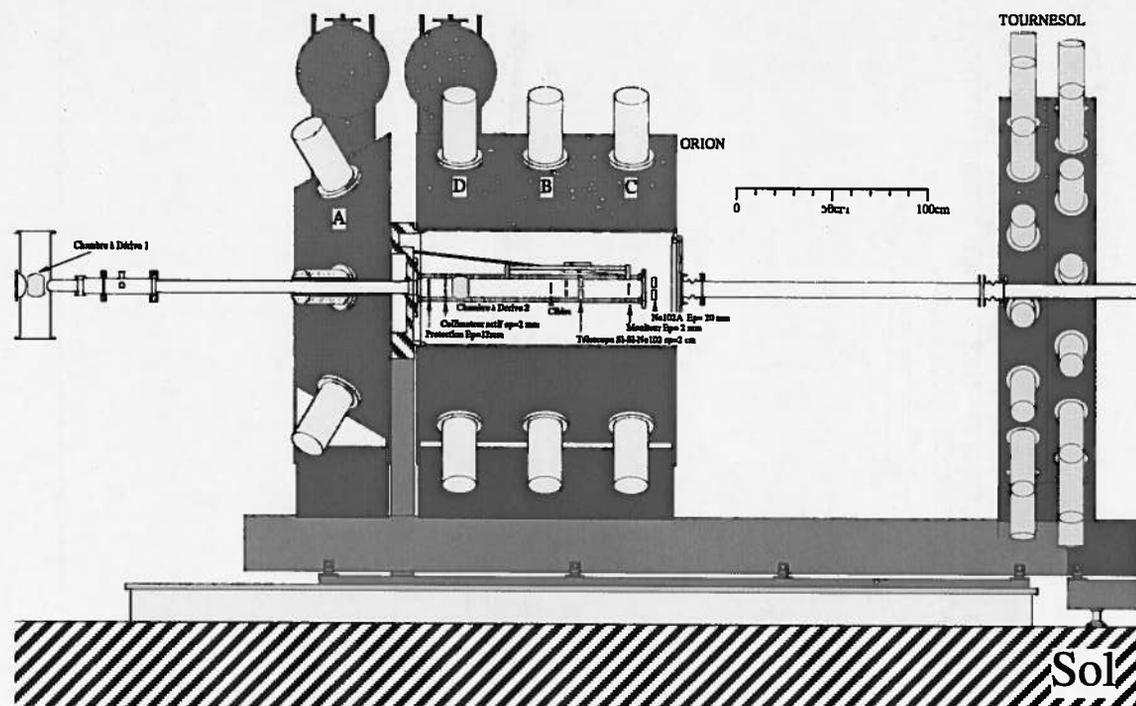


FIG. 1.6 – Représentation de l'ensemble du dispositif expérimental.

Le détecteur ORION entoure la chambre à réaction qui contient la cible et certains détecteurs (voir détails de l'intérieur de la chambre en Figure 1.7). En amont se trouve la première chambre à dérive, tandis que TOURNESOL est disposé sur un rail mobile en aval d'ORION.

Afin d'obtenir une bonne efficacité de détection de ces neutrons d'évaporation dotés d'une énergie cinétique de quelques MeV, le détecteur ORION est composé d'un ensemble de modules de grande taille (1,6 mètres de diamètre et 50 cm d'épaisseur) emplis d'un liquide scintillant essentiellement composé de pseudocumène⁶ dopé au gadolinium, le NE343 fabriqué par Nuclear Enterprise⁷.

Chaque module est équipé de six photomultiplicateurs pour collecter la lumière émise dans le scintillateur. Afin d'augmenter la collection de lumière, les parois internes des modules ont été revêtues d'une peinture réfléchissante. Un schéma en vue de face de l'un des modules est présenté en Figure 1.8.

La configuration des modules est présentée sur la Figure 1.6. Le secteur A en forme de tronc conique ferme le détecteur coté amont et les secteurs D, C et B, de forme cylindrique, entourent la chambre à réaction⁸. Aucun secteur d'ORION n'est placé pour fermer l'angle avant, car les neutrons rapides doivent pouvoir s'échapper afin d'être

6. 1-2-4 tri-méthyl benzène, auquel est adjoint un scintillateur (para-terphény) et un changeur de longueur d'onde, le popop.

7. Maintenant vendu sous la référence BC-521 par Bicron.

8. Dans sa configuration complète de détecteur 4π il existe un secteur E pour ORION, en aval des quatre autres et qui avait été utilisé dans l'expérience précédente [PER97] en lieu et place de TOURNESOL

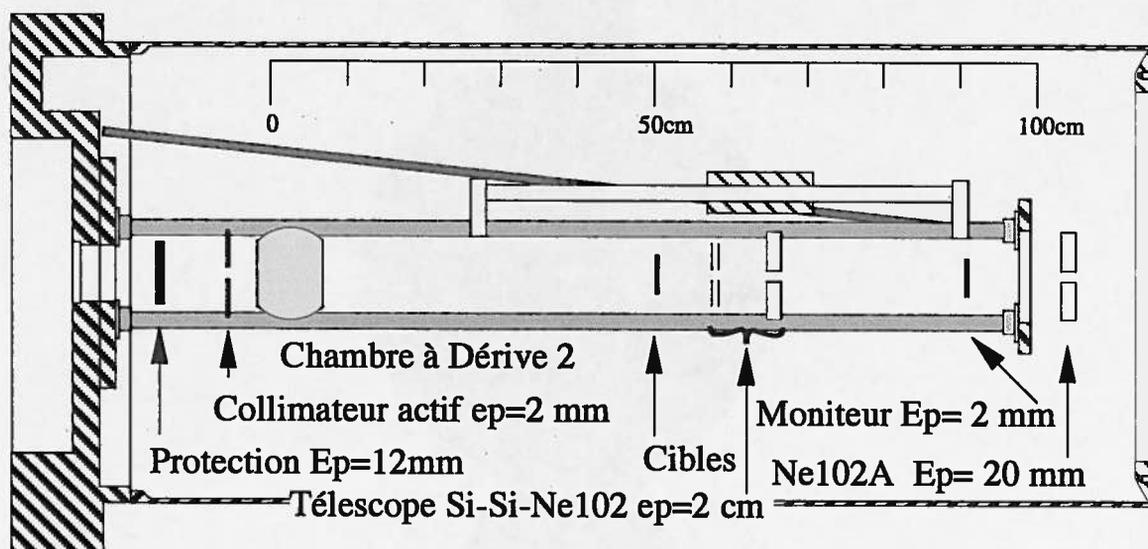


FIG. 1.7 – La chambre à réaction d'ORION.

Parmi les éléments importants, nous pouvons citer le collimateur actif, la cible, le Télescope, mobile sur le rail ainsi que son deuxième membre de scintillateurs (E') escamotable et placé en bout de barres.

détectés par TOURNESOL (voir Chapitre 3). Il serait cependant possible d'utiliser TOURNESOL comme détecteur de neutrons d'évaporation pour fermer cet angle solide. Cela nécessiterait l'analyse du signal de lumière retardée (voir ci-dessous Sous Section 1.4.1), ce qui n'a pas été fait, l'angle solide perdu étant relativement faible, car le détecteur dispose encore d'une couverture angulaire importante, proche de 4π sr (plus de $3,6\pi$), dans laquelle tout neutron émis se voit présenté plus de 30 cm d'épaisseur de liquide scintillant.

1.4.1 Principe de fonctionnement du détecteur ORION

Le noyau-cible pouvant émettre de nombreux neutrons d'évaporation dans un très faible intervalle de temps après une collision, il est impossible de les compter directement par l'émission de lumière créée lors de leur ralentissement dans le scintillateur, à la manière dont fonctionne un détecteur usuel à scintillation. Le détecteur utilise donc un système spécifique de détection dans lequel les neutrons sont comptabilisés après thermalisation dans le liquide, et capture par les noyaux de gadolinium.

Le principe en est détaillé sur la Figure 1.9. Le neutron évaporé pénètre dans le détecteur à une énergie de quelques MeV. Là, il interagit principalement par chocs élastiques contre les noyaux de carbone et d'hydrogène, perdant l'essentiel de son im-

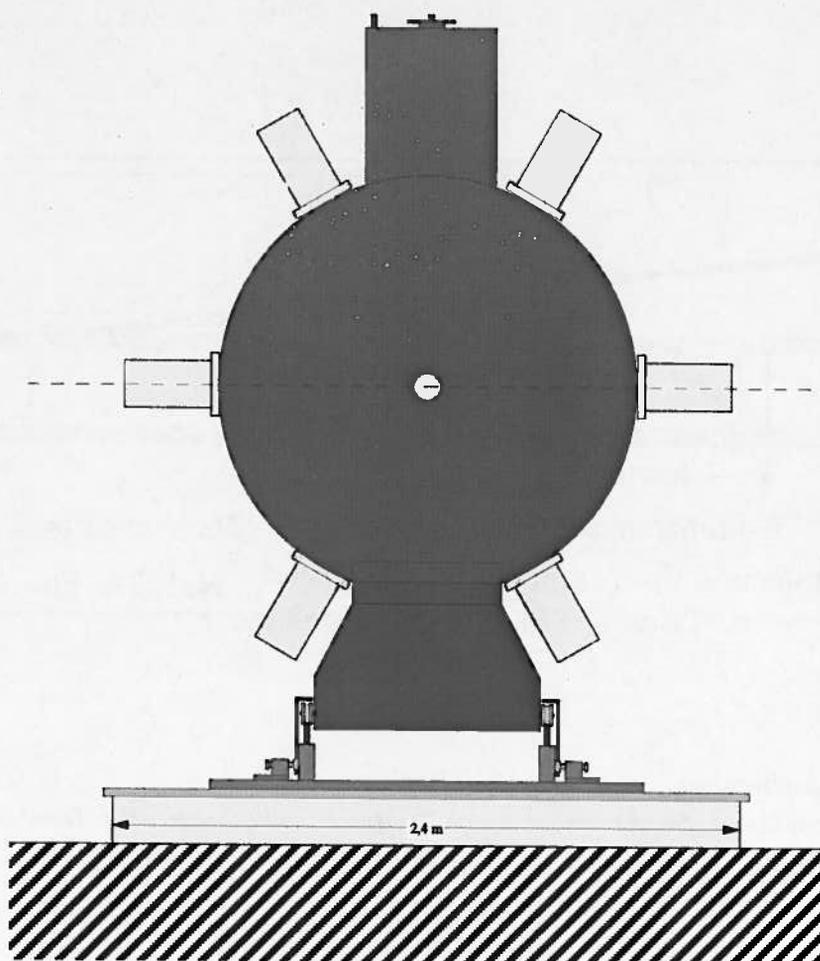


FIG. 1.8 – Représentation du secteur C d'ORION.

Sur cette vue de face d'un secteur d'ORION (secteur C) sont mis en évidence les six photomultiplicateurs qui entourent le cylindre de scintillateur. Le trou central permet le passage d'un tube à vide au travers duquel passe le faisceau.

pulsion sur ces derniers. Les sections efficaces d'interaction augmentant avec la perte d'énergie du neutron, les collisions sont de plus en plus fréquentes au cours du temps. En quelques nanosecondes, si le neutron n'a pas échappé au détecteur ou s'il n'a pas été victime d'une absorption par le milieu⁹, il est ralenti. Cette succession de chocs entraîne un recul des noyaux du scintillateur heurtés par le neutron provoquant une ionisation du milieu. Cette ionisation est convertie en photons par le liquide scintillant, d'où une émission de lumière qui peut être collectée par les photomultiplicateurs du détecteur. La lumière créée lors du ralentissement du neutron est appelée *lumière prompte*.

9. Un certain nombre de réactions de captures sur le carbone ou l'hydrogène sont susceptibles de faire disparaître le neutron avant détection, ceci doit être intégré à la caractérisation de l'efficacité du détecteur. Environ 10% des neutrons peuvent disparaître ainsi.

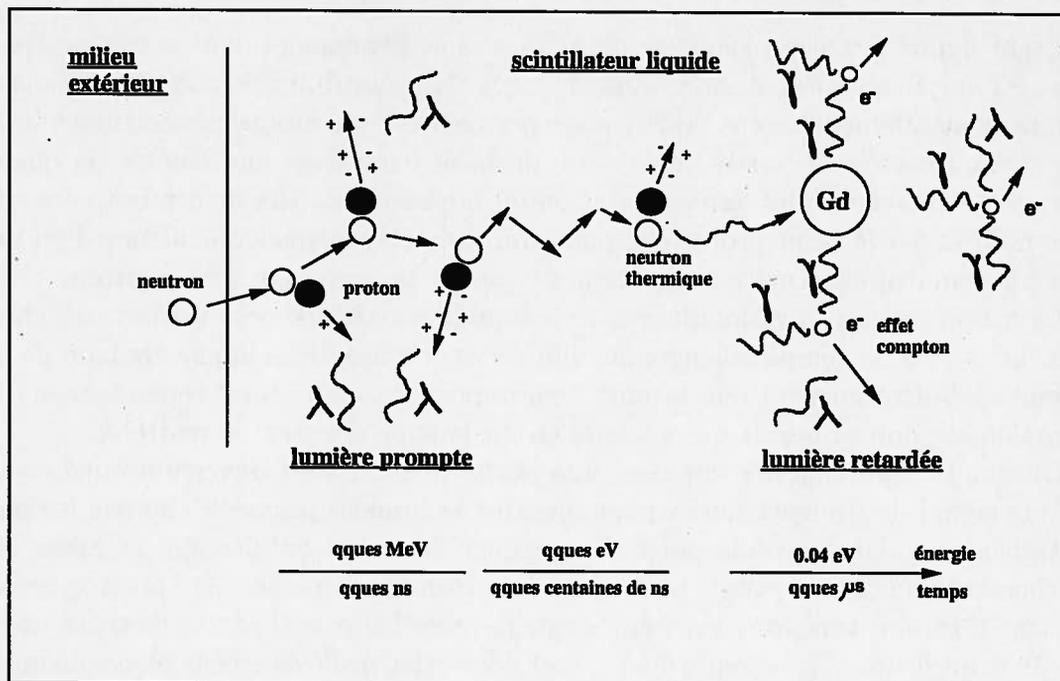


FIG. 1.9 – Principe de détection des neutrons dans ORION

Le scintillateur liquide contenu dans ORION ralentit le neutron par chocs élastiques essentiellement sur l'hydrogène qu'il contient. Après thermalisation une réaction de capture par le gadolinium émet des photons gamma qui excitent une seconde fois le milieu scintillant. (Image d'après la thèse de Yann Perier [PER97]).

Le neutron ralenti possède une énergie de l'ordre de quelques électronvolts, il suit alors un parcours stochastique jusqu'à thermalisation (énergie cinétique d'environ $\frac{3}{2}kT = 0,025$ eV), ce qui peut durer quelques centaines de nanosecondes. La concentration en gadolinium étant relativement faible (0,3% en masse), le neutron thermalisé diffuse encore durant quelques microsecondes dans le milieu, il a cependant de grandes chances d'être capturé par un noyau de gadolinium pour lesquels la section efficace de capture neutronique à ces énergies est très élevée, de l'ordre de 100 000 barns¹⁰. Cette réaction de capture¹¹ donne naissance à un noyau stable mais excité qui se désexcite par émission d'en moyenne trois photons gamma ayant une énergie totale d'environ 8 MeV correspondant à l'énergie de liaison gagnée par la capture du neutron. Ceux-ci interagissent avec le milieu scintillant par effet Compton provoquant un flash de lumière qui peut être collectée. Cette seconde émission de lumière dans les détecteurs, plusieurs microsecondes après la réponse prompte est appelée *lumière retardée*. Une réaction similaire mais moins probable (10% des événements) peut se faire sur l'hydrogène. Dans ce cas, un seul photon gamma d'énergie 2,35 MeV est émis.

10. La section efficace de capture est de 61 000 barns pour l'isotope 155 et de 250 000 barns pour l'isotope 157.

11. $n + Gd \rightarrow Gd^* \rightarrow Gd + n\gamma$

Étant donné la nature aléatoire du processus et l'étalement dans le temps des captures, les empilements sont suffisamment rares (aux multiplicités auxquelles nous travaillons, généralement moins de 20) pour permettre de compter correctement la multiplicité neutronique à partir du nombre de flash émis dans une fenêtre de quelques dizaines de microsecondes après excitation du noyau-cible. Afin de diminuer les comptages induits par le bruit propre des photomultiplicateurs, une coïncidence d'au moins deux photomultiplicateurs est requise pour valider le comptage d'un neutron.

La concentration en gadolinium dans le liquide est ajustée pour assurer une capture des neutrons en un temps raisonnable, afin d'éviter d'ajouter à la mesure trop de bruit de fond et d'introduire un temps mort trop important, en limitant cependant le risque d'empilement que causerait une capture en un laps de temps trop restreint.

Durant l'acquisition des données, une porte de 100 ns est ouverte immédiatement après le signal de déclenchement pour mesurer la lumière prompte vue par les photomultiplicateurs. Une seconde porte de longueur 70 μ s est validée 800 ns après le déclenchement afin de compter la multiplicité neutronique. Une dernière porte est ensuite ouverte 70 μ s plus tard, de même durée que la précédente, ceci afin d'effectuer une mesure du bruit de fond, la seconde porte étant décorrélée de l'événement physique mesuré, en raison du grand intervalle de temps qui la sépare de celui-ci (voir Figure 1.10). En raison de la faible intensité du faisceau incident, la probabilité d'empilement avec une autre réaction dans la cible est faible, moins de quatre noyaux ($70 \cdot 10^{-6} * 50.000 = 3,5$) traversent en moyenne la cible durant le temps d'ouverture des portes de comptage. Avec des cibles d'épaisseur 200 mg/cm², la probabilité de réaction est de l'ordre de 10^{-3} par particule incidente, conduisant donc à une probabilité d'empilement de l'ordre de $3,5 \cdot 10^{-3}$ durant l'ouverture des portes de comptage.

1.5 Télescope silicium et plastique

La détection des particules chargées, leur identification et leur caractérisation sont confiées à un télescope (Figure 1.11) constitué de deux disques de silicium à pistes et de quatre scintillateurs plastiques.

Le télescope peut être translaté derrière la cible afin de couvrir une zone angulaire plus ou moins large. Sa course totale est limitée de 72 mm à 236 mm après la cible ce qui offre une couverture angulaire allant de $[6^\circ, 26^\circ]$ à $[2^\circ, 8^\circ]$. Il a typiquement été placé à une distance de 100 mm durant l'expérience avec quelques utilisations à 200 et 72 mm.

1.5.1 Le détecteur silicium

Le détecteur silicium à pistes (Figure 1.12) est lui-même formé de deux disques successifs placés sur l'axe du faisceau, avec des pistes dessinées de manière radiale ou circulaire. Le disque découpé en pistes circulaires permet de mesurer l'angle que fait la particule incidente avec l'axe du faisceau (angle θ), tandis que le disque découpé radialement mesure l'angle azimutal autour de cet axe (angle ϕ).

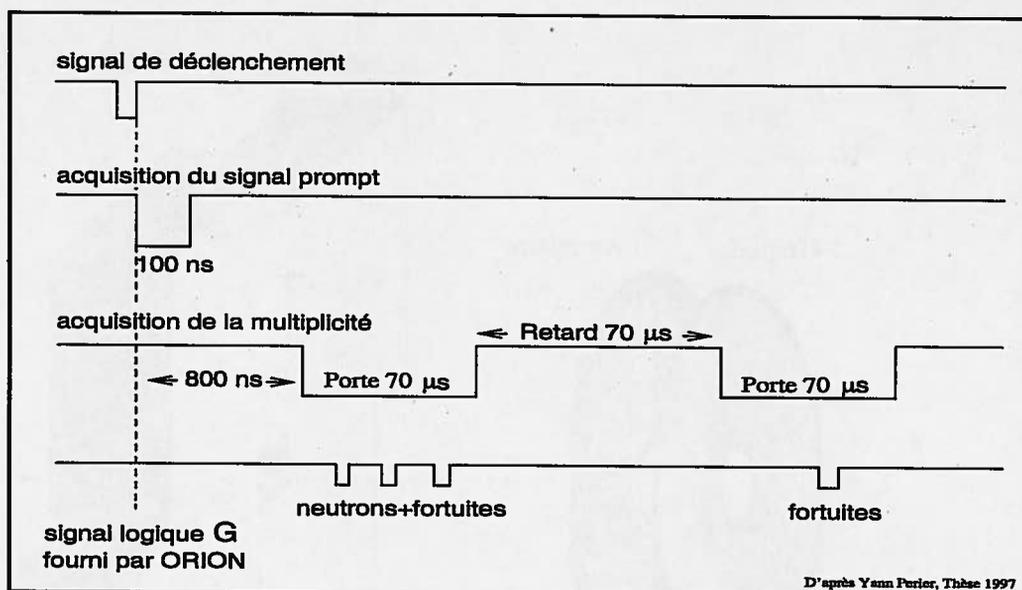


FIG. 1.10 – *Chronogramme des séquences de l'acquisition pour le détecteur ORION.* Lorsque le détecteur ORION est déclenché, une séquence de signaux permet l'acquisition des données relatives au signal prompt, à la multiplicité neutronique et au bruit de fond (Graphique d'après la thèse de Yann Perier [PER97]).

Lorsqu'une particule chargée traverse une piste de ce détecteur, elle y dépose une énergie d'ionisation qui est fonction du carré de la charge de cette particule et inversement proportionnelle à son énergie¹². Chaque piste étant lue par un codeur indépendant, on peut donc savoir à quelle position est passée la particule que l'on désire mesurer. L'épaisseur de chacun de ces disques est de 500 μm , ce qui représente par exemple une perte d'énergie de l'ordre de 20 MeV pour un noyau de ^{11}Be à l'énergie du faisceau et de 6 MeV pour un noyau de ^6He . Cette énergie perdue par la particule dans le détecteur est classiquement appelée ΔE .

Une propriété importante des détecteurs silicium est leur grande linéarité de réponse. Cela signifie que le dépôt d'énergie de la particule dans le détecteur sera converti en une quantité de charge mesurée proportionnelle.

Le disque à pistes circulaires est découpé en deux zones (droite et gauche) pour des raisons électroniques (connexion des pistes). Il comporte au total 64 pistes, soit 32 de chaque côté, de même largeur et réparties entre 7,55 mm et 34,45 mm de rayon. Lorsque ce dispositif est placé à la distance typique (100 mm de la cible), il permet donc de couvrir une région angulaire en θ de 4,3 à 19 degrés avec une résolution moyenne de 0,5 degré.

Le disque à pistes radiales est découpé en 128 pistes régulièrement espacées, sur l'ensemble des angles ϕ , soit une résolution de 2,8 degrés sur cette dimension.

12. Formule de Bethe-Bloch : $-\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{mv^2}$, quantité d'énergie dE perdue par unité de longueur dx pour un noyau de charge Z de masse m à la vitesse v

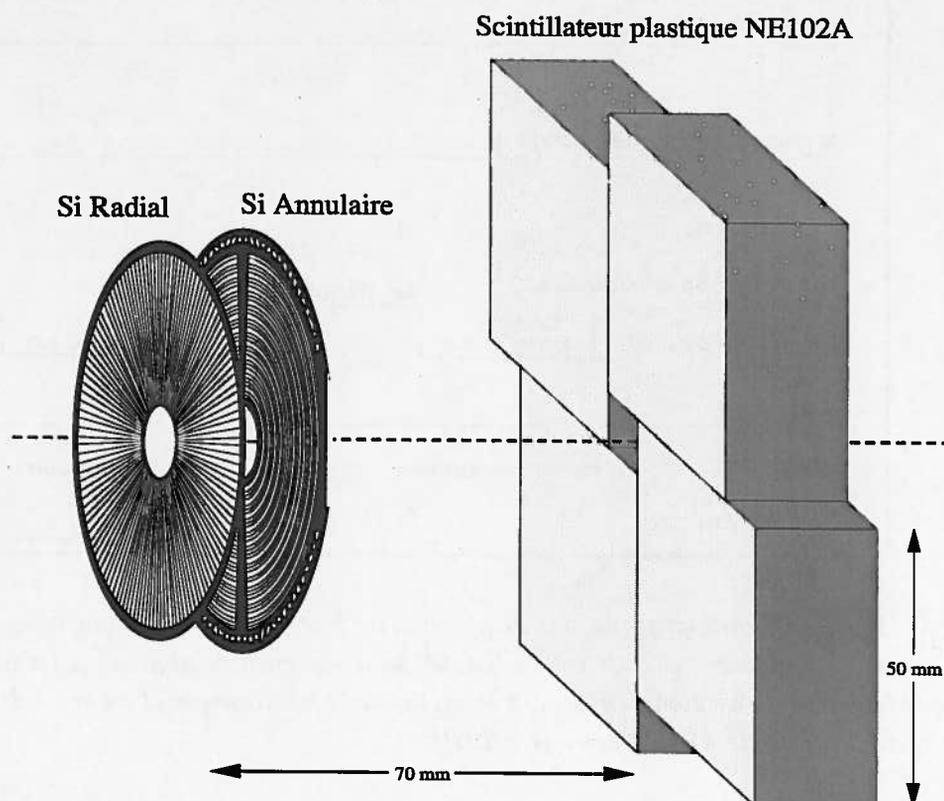


FIG. 1.11 – Ensemble Silicium + Plastiques formant le Télescope.

L'ouverture au centre des détecteurs silicium et des plastiques permet le passage du faisceau direct. Les détecteurs plastiques, au nombre de quatre, sont instrumentés indépendamment par quatre photomultiplicateurs distincts.

Dans la pratique, la charge créée par une particule incidente est collectée par plusieurs pistes adjacentes (généralement deux, voire trois), la position d'impact est alors estimée d'après un barycentre des charges déposées sur le détecteur ; ceci ne modifie que très peu la résolution spatiale du détecteur, qui n'est d'ailleurs pas un facteur limitant dans cette expérience.

1.5.2 Les scintillateurs plastiques du Télescope

Derrière les détecteurs à pistes de silicium chargés de mesurer la position d'impact de la particule se trouve un ensemble de quatre scintillateurs plastiques de 2 cm d'épaisseur, dont le but est d'arrêter la particule incidente afin d'en mesurer l'énergie totale.

Le plastique scintillant convertit l'énergie déposée en son sein lors du ralentissement d'une particule incidente en énergie lumineuse détectée par un photomultiplicateur. Malheureusement, la relation entre les quantités d'énergie déposées et la lumière produite n'est pas linéaire, en particulier pour les particules incidentes de charge élevée. En

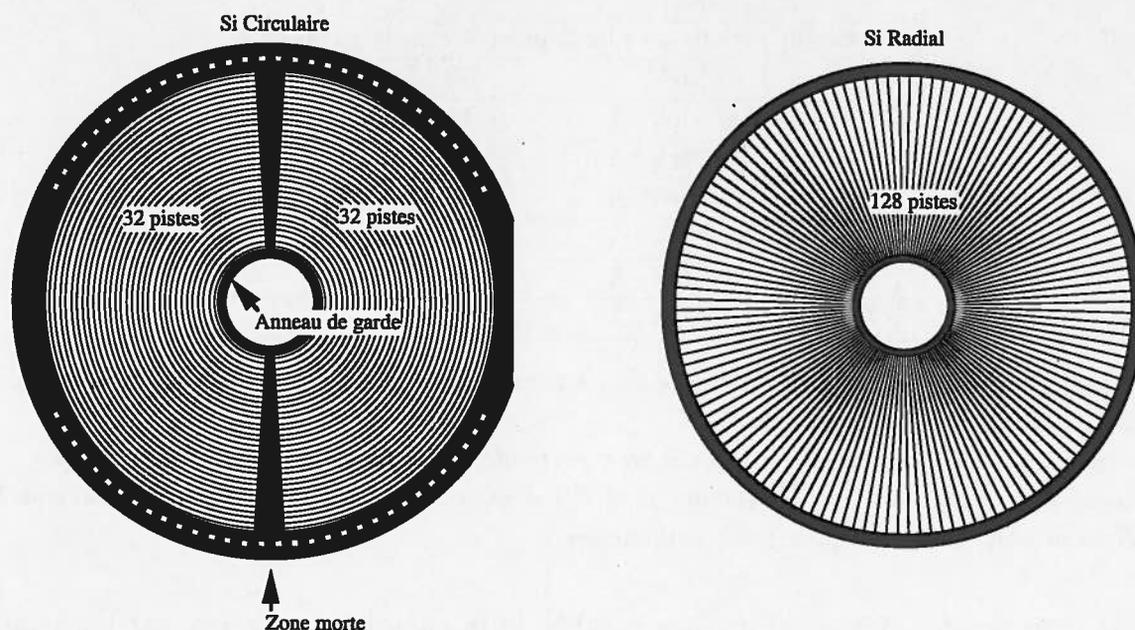


FIG. 1.12 – *Détecteurs silicium, éléments radial et circulaire.*

La partie active du détecteur est formé des pistes (en blanc), les parties noires (les zones mortes ou l'anneau de garde) ne sont pas sensibles.

effet, la densité d'ionisation augmente considérablement avec la charge de la particule, augmentant la probabilité de recombinaison directe des électrons et des ions produits lors du ralentissement sans passer par un niveau d'excitation du scintillateur, et donc sans émission de lumière. La calibration du détecteur est donc délicate (Voir Section 2.2.2). Cependant, une fois la calibration effectuée, on dispose d'un détecteur capable de mesurer l'énergie totale de la particule incidente, tant que celle-ci ne traverse pas l'ensemble du détecteur (Tableau 1.1).

Cet ensemble de scintillateurs plastiques est placé 70 mm derrière les détecteurs silicium et reste solidaire de ceux-ci lors de la translation de l'ensemble à différentes distances de la cible.

Afin de reconstruire totalement l'énergie des particules légères qui traversent l'épaisseur des plastiques mis en place sur ce détecteur, un second jeu de scintillateurs plastiques a été placé plus loin en aval sur la ligne de faisceau. D'épaisseur identique (2 cm) ils permettent d'obtenir une information exploitable sur une gamme plus large d'énergie en arrêtant les particules ayant déjà traversé la première épaisseur de plastique et qui voient donc 4 cm de plastique sur leur chemin. C'est en particulier utile pour la caractérisation des produits légers de la cassure du noyau-cœur, essentiellement les isotopes de l'hydrogène et de l'hélium.

Ce deuxième ensemble de plastiques scintillants est placé à 598 mm de la cible, ce qui restreint fortement l'angle d'ouverture sous lequel il est efficace (environ 5°). Il reste fixe lorsque le reste du télescope se déplace mais peut par contre être escamoté hors de la ligne de faisceau afin d'opposer moins de matière sur la trajectoire des neutrons du

Particule	2 cm de plastique	4 cm de plastique
^1_1H	43 MeV	63 MeV
^2_1H	30 MeV/A	43 MeV/A
^3_1H	23 MeV/A	34 MeV/A
^4_2He	43 MeV/A	63 MeV/A
^6_2He	41 MeV/A	61 MeV/A
$^{10}_4\text{Be}$	58 MeV/A	84 MeV/A
$^{11}_4\text{Be}$	56 MeV/A	81 MeV/A

TAB. 1.1 – Limite de détection totale de l'énergie incidente de quelques particules dans les scintillateurs plastiques utilisés.

Ici figure l'énergie maximale à laquelle une particule peut-être correctement détectée par un plastique de 2 cm ou 4 cm (détecteurs E et E') d'épaisseur. Au-delà, la particule traverse le détecteur sans y avoir déposé toute son énergie.

halo (voir Section 3.9 sur l'influence notable de la quantité de matière sur le chemin des neutrons).

1.5.3 L'identification des particules

Les informations en énergie fournies par le détecteur silicium (ΔE) et les plastiques permettent d'identifier la nature de la particule ayant traversé le détecteur. En effet, l'information ΔE est sensible à la charge de la particule incidente qui dépose à vitesse identique plus ou moins d'énergie par unité de longueur suivant sa charge. Le dépôt d'énergie dans le scintillateur plastique dépend lui uniquement de l'énergie cinétique de la particule incidente (en faisant abstraction de la non-linéarité de sa réponse), cette énergie étant fonction de la masse et de la vitesse de la particule incidente. En recoupant ces deux informations on obtient des lignes d'identification qui fournissent idéalement une classification non ambiguë de la particule en charge et en masse.

Sur la Figure 2.5 page 42 est représenté le diagramme classique en ΔE -E qui met en évidence ces lignes d'identification. La pente des lignes est approximativement en $\Delta E \propto 1/E$, ce qui se justifie aisément à partir de la proportionnalité en $1/E$ de la perte d'énergie par unité de longueur, les détecteurs silicium étant de faible épaisseur.

Dans l'analyse des données ne seront considérés que les événements pour lesquels un seul plastique a été touché. Les événements dans lesquels plusieurs particules touchent le télescope sont rejetés.

1.6 Chambres à dérives

Deux chambres à dérives (Figure 1.6) auraient du fournir une information sur la trajectoire de chaque particule incidente. Malheureusement, elles ont très vite cessé de fonctionner et n'ont pu être utilisées dans cette expérience.

1.7 Le détecteur de normalisation

Afin de connaître l'intensité réelle du faisceau qui traverse le détecteur, un scintillateur plastique (nommé *Moniteur* sur la Figure 1.7) relativement fin (2 mm) a été inséré dans le faisceau après la cible. Son seul rôle est de compter le nombre de particules l'ayant traversé, ce qui permettrait de normaliser de manière absolue les sections efficaces de réactions mesurées. En pratique nous l'avons seulement utilisé pour normaliser les mesures avec et sans cibles et en mesures comparatives avec les faisceaux de ^{11}Be et ^{10}Be .

En raison de la très faible intensité du faisceau (environ 50 000 particules par seconde) la probabilité de sommer une réaction sur le plastique avec une réaction dans la cible reste très faible. Des mesures ont été effectuées en absence de cible pour le vérifier.

1.8 Le détecteur veto actif

Quoique ce ne soit pas à proprement parler un détecteur et qu'aucune donnée extraite du veto n'entre dans la composition d'un événement physique, le détecteur veto, ou Collimateur actif (Figure 1.7) a néanmoins une influence importante sur le déclenchement de la détection et mérite d'être mentionné.

Sa fonction est d'empêcher le déclenchement de l'électronique d'acquisition sur des événements liés aux particules qui arriveraient du faisceau sur une trajectoire trop excentrée, cas fréquent en raison de la qualité moyenne d'un faisceau secondaire tel que celui dont nous disposons.

Il s'agit d'un ensemble de plastiques scintillants de faible épaisseur (2 mm) montés sur un système mécanique permettant de régler une ouverture carrée centrée autour du faisceau de forme approximativement circulaire. Toute particule du faisceau qui le traverse bascule un signal logique qui inhibe l'acquisition.

La taille de cette ouverture est contrainte d'un côté par la volonté de resserrer au maximum le faisceau afin d'avoir une trajectoire la mieux définie possible et de l'autre par la nécessité d'avoir un taux de comptage suffisant sur la cible. Une valeur typique de ce paramètre durant l'expérience a été de 8 mm. Cette valeur est en particulier suffisante pour éviter que les particules du faisceau ne viennent traverser les détecteurs du télescope en une trajectoire directe, ou ne créent des réactions parasites sur le porte-cible.

Les photomultiplicateurs attachés aux plastiques du veto utilisaient une base relativement lente qui rendait impossible le fonctionnement des veto au delà d'une certaine intensité de comptage à laquelle le reste du détecteur aurait pu fonctionner, ce qui a limité l'intensité du faisceau vers 50 000 particules par secondes sous peine de ne plus être capable de rejeter correctement les particules traversant les scintillateurs du veto.

1.9 Les cibles

Les noyaux-cible sont de grande masse atomique afin d'obtenir à la fois des cassures par interactions coulombiennes et interactions nucléaires. En effet, les processus nucléaires sont largement dominants pour des noyaux-cible de masse faible alors que les différents processus sont représentés de manière assez équivalentes pour des noyaux de masse élevée.

Les cibles utilisées sont des feuilles d'un diamètre d'environ 2 cm, serties dans un porte-cible en aluminium. L'épaisseur des cibles peut être assez importante afin de maximiser la probabilité de réaction en raison de la faible intensité du faisceau (voir Section 1.2). Cependant une épaisseur excessive entraîne une incertitude plus grande sur les énergies en jeu dans la réaction en raison du ralentissement des particules dans la matière de la cible.

Les différentes cibles disponibles sont détaillées sur le Tableau 1.2. N'est pas représentée sur ce tableau la possibilité de ne pas mettre de cible, ce qui permet de faire des mesures de bruit de fond et d'interactions parasites (par exemple avec le porte-cible). L'essentiel des mesures a été effectué sur les cibles de plomb d'épaisseurs comprises entre 113 et 454 mg/cm^2 .

Matériaux	Épaisseur	Perte d'Énergie (MeV)	
		${}^6\text{He}$	${}^{11}\text{Be}$
Carbone	113 mg/cm^2		10,36
Plomb	56,75 mg/cm^2		2,6
	113,5 mg/cm^2		5,21
	227 mg/cm^2		10,55
	454 mg/cm^2	6,01	
Or	160 mg/cm^2		
	400 mg/cm^2		

TAB. 1.2 – Nature et épaisseur des cibles disponibles pour l'expérience.

La perte d'énergie reportée dans le tableau correspond à la traversée d'une moitié de la cible, distance moyenne à laquelle s'effectue la réaction dont les produits sont étudiés dans l'expérience. Seules les valeurs effectivement utilisées ont été affichées ici.

1.10 Système de déclenchement et de validation des événements

L'électronique d'acquisition chargée de collecter les informations générées par les différents détecteurs, et de les transmettre au contrôle informatique pour mise sur bande, a pour cœur le module de déclenchement qui décide de donner ou non l'ordre

d'effectuer une lecture des détecteurs et l'enregistrement des valeurs mesurées lors du passage d'un paquet de particules en provenance de l'accélérateur¹³.

Dans notre expérience, l'acquisition était déclenchée par l'existence d'un signal sur l'un des quatre plastiques E du télescope, les plastiques E' n'y étant pas inclus. Cependant, la plupart de ces déclenchements sont de peu d'intérêt physique, essentiellement une simple diffusion élastique du faisceau sur la cible qui illumine un scintillateur plastique.

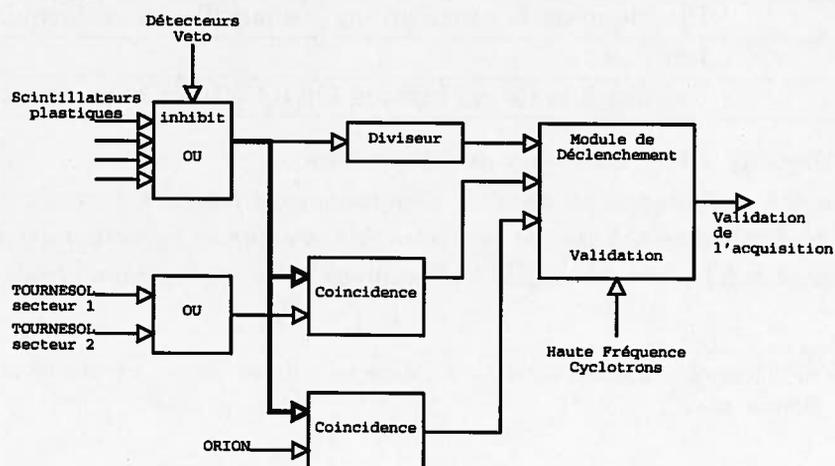


FIG. 1.13 – Représentation simplifiée du déclenchement de l'acquisition.

C'est pourquoi deux entrées de déclenchement sont conditionnées par la présence, en plus du signal plastique, d'une validation en provenance des détecteurs TOURNESOL ou ORION. Nous pouvons signaler la cassure du noyau à halo par le neutron émis et détecté dans TOURNESOL, ou l'échauffement du noyau-cible, témoin d'une collision inélastique ayant déposé de l'énergie sur le noyau-cible, mesurée par ORION¹⁴ via les neutrons évaporés.

Comme dit précédemment, le comptage des plastiques seuls est très élevé. Cette entrée est donc échantillonnée (avec des taux variant de 3 à 1000 suivant les conditions de faisceau) afin de ne pas encombrer l'acquisition d'événements inutiles. Cela nous permet toutefois de disposer d'événements non biaisés par des conditions restrictives sur les produits de la réaction.

Se rajoute à ces déclenchements proprement physiques deux autres déclenchements. L'un est lié au plastique de normalisation placé sur la ligne de faisceau, l'autre déclenche l'acquisition des événements de fissions de la source de Californium placée dans le

13. Le faisceau primaire est pulsé à 12,13 MHz, et donc les particules arrivent par paquet toutes les 82 ns. Cependant, vu notre faible intensité (50 000 pps), nous avons en fait seulement occasionnellement un paquet contenant effectivement une particule.

14. La simple présence du signal de validation ORION ou TOURNESOL est insuffisante pour affirmer la présence de neutrons d'évaporation ou d'un neutron du halo, il peut en particulier s'agir de déclenchements fortuits ou de l'émission de photons gamma. La validation physique des événements a lieu hors-ligne.

détecteur ORION afin d'en suivre l'efficacité au cours du temps (voir sous-section 2.1.4).

Déclenchement	Signaux
mdr1	Plastiques du Télescope (Échantillonné à l'acquisition)
mdr2	$\text{mdr1} \cap \text{Déclenchement TOURNESOL}$
mdr3	$\text{mdr1} \cap \text{Déclenchement ORION}$
mdr4	Plastique de Normalisation (Échantillonné à l'acquisition)
mdr5	Inutilisé ^a
mdr8	Californium de calibration ORION (voir Sous Section 2.1.3).

TAB. 1.3 – Voies de déclenchements de l'acquisition.

Pour les voies échantillonnées, un diviseur d'impulsion est intercalé entre le signal physique et le module de déclenchement afin de ne déclencher que sur une fraction des signaux reçus. Le déclenchement mdr1 n'est pas échantillonné lorsqu'il est mis en coïncidence avec un autre signal.

^a Cette voie de déclenchement est attribué au détecteur d'une autre expérience qui avait lieu en alternance (C. Borcea *et al.*).

Chapitre 2

La calibration des détecteurs

2.1 Calibration d'ORION

Le détecteur ORION comporte 24 photomultiplicateurs dont il faut équilibrer la réponse en charge et en temps. Il faut aussi être en mesure de connaître l'efficacité réelle de détection des neutrons d'évaporation incidents, afin de pouvoir corriger la valeur mesurée, ainsi que la valeur du bruit de fond et son évolution, qui dépend pour une part des conditions expérimentales (nature du faisceau, épaisseur de la cible, etc).

2.1.1 Équilibrage en charge des photomultiplicateurs

L'équilibrage en charge des photomultiplicateurs a été réalisé par utilisation des muons cosmiques qui traversent le détecteur en permanence. Il a été utilisé une technique semblable à celle utilisée dans le test de TOURNESOL (voir Sous-Section 3.5.1) en sélectionnant la trajectoire des muons à l'aide de deux scintillateurs placés de part et d'autre du détecteur.

La nécessité d'équilibrer correctement les photomultiplicateurs ne paraît pas fondamentale a priori pour l'étude de la réponse retardée. Dans ce cas en effet, la seule information qui nous intéresse est la présence ou l'absence d'une émission de lumière. Cependant, cette émission forme un spectre complexe ne possédant pas de coupure franche, dans lequel le gain et le seuil de déclenchement vont inévitablement couper de manière arbitraire. C'est pourquoi il est nécessaire d'accorder beaucoup de soin à cet équilibrage.

Il est effectué en ajustant la haute tension de chaque photomultiplicateur (donc son gain) ainsi qu'en imposant un seuil de déclenchement sur les discriminateurs associés qui fasse le bon compromis entre l'efficacité (assez bas pour ne manquer aucun signal physique) et le bruit (suffisamment haut pour ne pas être noyé dans le bruit instrumental).

Dans cette expérience nous avons aussi fait l'acquisition de la charge recueillie par les photomultiplicateurs lors de l'émission de la lumière prompte créée par les neutrons lors de leur ralentissement, mais aussi par les photons gamma qu'émet le noyau-cible chauffé. Il est également possible en mesurant cette charge de recueillir le signal laissé par des neutrons rapides (du halo) émis à grand angle. De fait, nous verrons que dans

nos conditions expérimentales nous avons constaté que cette dernière possibilité est très peu probable.

2.1.2 Équilibrage en temps

L'équilibrage en temps des photomultiplicateurs est effectué au niveau de la chaîne d'acquisition en ajustant les retards au niveau des sorties individuelles des photomultiplicateurs. Chaque particule interagissant dans un secteur d'ORION créé de la lumière illuminant plusieurs photomultiplicateurs, c'est une opération aisée pour un secteur donné. Le temps ORION n'a que peu d'utilité dans cette expérience, l'alignement vise toutefois à synchroniser les réponses des différents photomultiplicateurs avec l'ouverture des portes d'acquisition. Ce sont les mesures effectuées avec des muons cosmiques qui permettent le plus simplement et précisément d'équilibrer la réponse en temps pour l'ensemble du détecteur.

2.1.3 Mesure du bruit de fond

Le détecteur ORION est essentiellement constitué d'un volume de trois mètres cubes de liquide scintillant. Comme dans tout détecteur de ce type le bruit dû aux particules cosmiques et aux photons gamma de l'environnement en béton (gamma de désintégration du ^{40}K , etc.) y est un facteur important qu'il convient de mesurer avec attention, d'autant que les durées d'ouvertures des portes d'acquisition sont relativement longues (70 μs).

Le spectre du bruit de fond du détecteur ORION durant les mesures sous faisceau de ^6He est représenté sur la Figure 2.1. Le bruit de fond mesuré en présence de faisceau est la convolution de deux distributions ayant deux origines distinctes. La première, et la plus intense, est une poissonnienne résultant du bruit propre (en l'absence de faisceau) du détecteur, intégrant les bruits des photomultiplicateurs et les signaux parasites (^{40}K et muons atmosphériques). La seconde est le résultat des réactions induites dans la cible (ou dans d'autres parties du détecteur comme les vetos) par le faisceau. Pour ces dernières, la multiplicité y est le plus souvent mal comptée car la porte de comptage n'est pas synchronisée avec la capture des neutrons créés par la réaction nucléaire. Le faible taux d'événements de ce type reflète la faible probabilité qu'il y ait empilement de deux réactions nucléaires dans une porte de comptage.

La valeur moyenne de la multiplicité du bruit est de 0,74 en faisceau de ^6He et 0,68 sous faisceau de ^{11}Be . Cette valeur est à soustraire à toutes mesures de multiplicités moyennes données par le détecteur. C'est une valeur relativement élevée qui peut nous handicaper lors de la recherche d'événements ayant laissé le noyau-cible froid, car dans un nombre élevé de cas, des événements n'ayant pas produit de neutrons seront entachés d'un bruit non nul. Cela réduit artificiellement la statistique des événements sélectionnés avec noyau-cible froid.

Le bruit aléatoire du détecteur est mesuré en permanence par l'ouverture d'une porte de comptage de multiplicité décorrélée de l'occurrence effective d'une réaction dans la cible, voir le chronogramme de la Figure 1.10. En fonctionnement normal, le bruit est d'une grande stabilité, et ne varie que lorsque l'on altère la quantité de

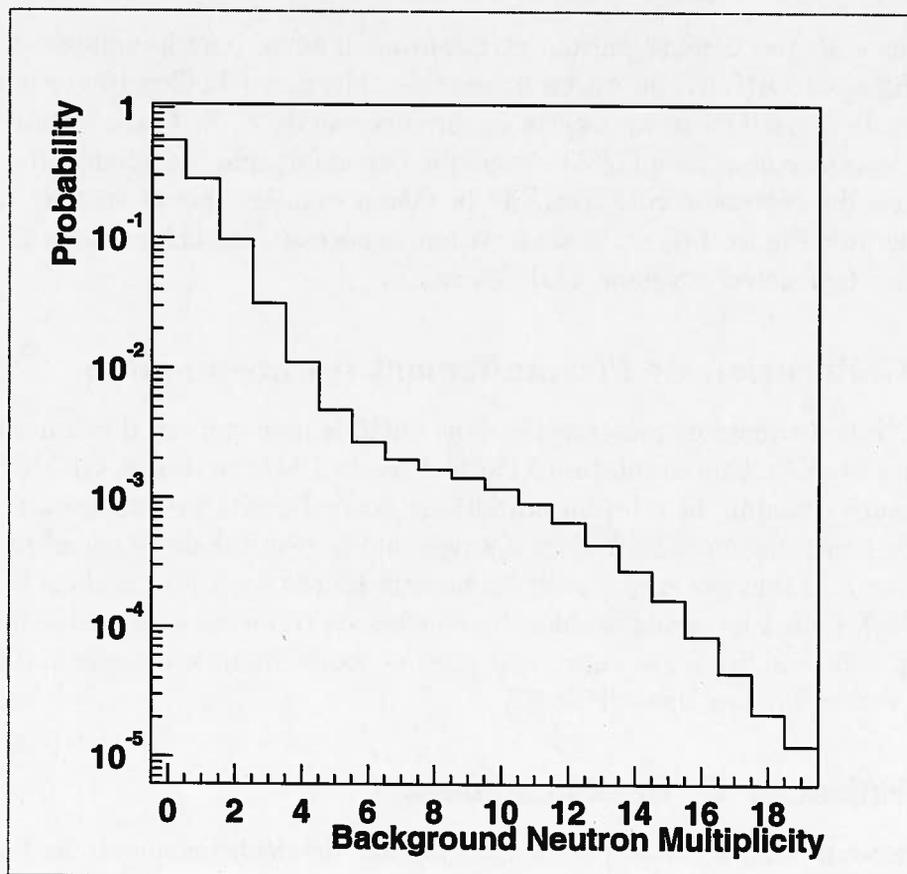


FIG. 2.1 – *Distribution de multiplicité du bruit de fond mesurée sur un faisceau de ${}^6\text{He}$. Le bruit de fond apparaît comme constitué de plusieurs contributions. La plus importante et la plus étroite est une poissonnienne attribuée au bruit propre du détecteur (bruit des photomultiplicateurs, contribution ambiante de basses énergies). La seconde contribution plus large mais beaucoup moins intense est créée par les réactions nucléaires dans la cible (coïncidences fortuites).*

matière présente dans le faisceau (épaisseur de la cible, introduction des plastiques E', etc). Une variation brutale en dehors de ces changements est souvent signe d'un dysfonctionnement de la ligne de faisceau (défocalisation ou décentrage suite à une défaillance de l'un des éléments magnétiques).

2.1.4 Mesure de l'efficacité du détecteur

La mesure de l'efficacité d'ORION est effectuée tout au long de l'expérience par la présence en son sein d'une source de Californium dont les fragments de fission produisent en moyenne 3,78 neutrons par fission, d'une énergie moyenne de 2,1 MeV.

Cette source est collée à un petit détecteur silicium qui discrimine entre les émissions alpha et les désintégrations par fission qui créent les neutrons. Cela permet alors de déclencher l'acquisition d'un événement ORION. Connaissant le nombre moyen absolu

de neutrons émis par désintégration, et mesurant d'autre part le nombre de neutrons comptabilisés par ORION, on est en mesure de déterminer l'efficacité du détecteur.

L'efficacité d'ORION durant cette expérience est de 67%. Cette valeur faible par rapport à la valeur nominale (75%) s'explique par le fait que le secteur qui doit fermer la géométrie du détecteur coté aval (de la même manière que le secteur A ferme le coté amont, voir Figure 1.6) est absent, de par la nécessité de laisser sortir les neutrons rapides pour leur détection dans TOURNESOL.

2.1.5 Calibration de l'échauffement du noyau-cible

La multiplicité neutronique détectée dans ORION nous permet d'estimer l'échauffement du noyau-cible. Une simulation à l'aide du code de désexcitation GEMINI[CHA88] est en mesure d'établir la relation statistique entre l'excitation du noyau-cible et la quantité de neutrons émis. La Figure 2.2 présente le résultat de ce calcul pour un isotope du plomb. Il faut noter que pour les noyaux lourds (en tout cas dans la région du plomb à l'or), pour les noyaux stables, les courbes de réponses sont très semblables, en particulier, celle simulée ici se superpose presque exactement avec celle établie sur l'or par Yann Perier dans sa thèse [PER97].

2.1.6 Efficacité de déclenchement

Le détecteur ORION fait partie du système de déclenchement de l'acquisition (*mdr3*, Tableau 1.3, page 32), et un certain nombre de mesures seront analysées suivant ce critère. Le déclenchement est assuré par le signal prompt émis par les neutrons d'évaporation lors de leur ralentissement dans le scintillateur liquide d'ORION, ensuite, la multiplicité neutronique est mesurée pendant l'ouverture des portes de comptage.

Sur la Figure 2.3 est représentée la probabilité d'avoir obtenu le déclenchement d'ORION en fonction du nombre de neutrons effectivement détectés en multiplicité (l'efficacité de comptage n'a pas été corrigée) Cette probabilité est obtenue en faisant le rapport des distributions de multiplicité (corrigées du bruit de fond) obtenues en déclenchement *mdr1* (inclusif) et *mdr1+mdr3* (inclusif et déclenchement ORION). Nous pouvons constater qu'à faible multiplicité cette efficacité n'est pas de 100%, ce qui veut dire que quelques neutrons d'évaporation peuvent pénétrer dans le détecteur et être ultérieurement comptés dans la multiplicité sans que le signal prompt créé par leur freinage n'ait été suffisant pour passer le seuil de déclenchement propre du détecteur. Ceci ne nous permet donc pas de nous affranchir du comptage de multiplicité pour nous assurer que le noyau-cible est resté froid. Toutefois, comme à l'inverse, à faible multiplicité le comptage des neutrons peut être incorrect, nous pouvons ajouter une condition de veto du déclenchement ORION (qui déclenche sur le signal prompt) pour rejeter (sans pouvoir le faire totalement) les événements ayant chauffé le noyau-cible.

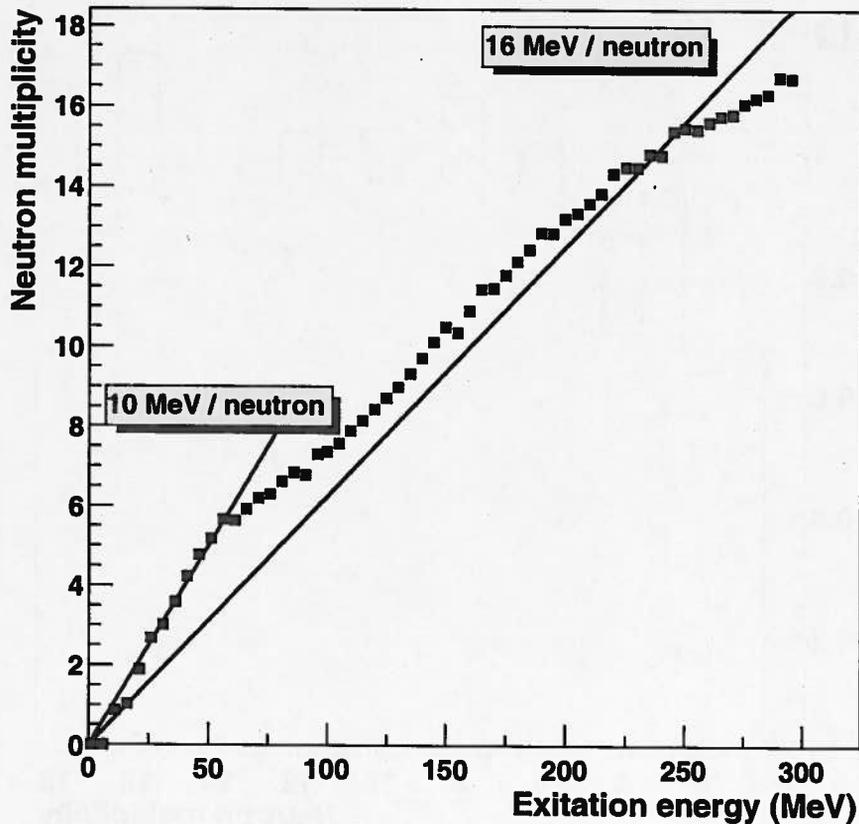


FIG. 2.2 – Multiplicité neutronique en fonction de l'énergie d'excitation pour un noyau de ^{208}Pb .

Ces données de simulation sont obtenues à l'aide du code GEMINI. Les lignes 10 MeV et 16 MeV par neutron ont été tracées comme repères. Notons que pour une énergie d'excitation inférieure à 50 MeV la pente est plutôt de 10 MeV par nucléon.

2.2 Calibration des Télescopes

2.2.1 Calibration des disques à piste de silicium

En raison de la faible énergie déposée dans les pistes et de la grande linéarité de ce type de détecteur, la calibration a pu se faire hors ligne par l'utilisation d'une source composite, émettrice alpha sur trois raies distinctes¹⁵.

Si la calibration pose donc peu de problème, en revanche certaines pistes présentaient des défauts de fonctionnement dès le début de l'expérience et d'autres ont cessé de fonctionner ou ont vu leur fonctionnement altéré de manière notable en cours d'expérience.

15. Source composée de plutonium (^{239}Pu , $E_{\alpha} = 5158$ keV), d'américium (^{241}Am , $E_{\alpha} = 5486$ keV) et de curium (^{244}Cm , $E_{\alpha} = 5805$ keV).

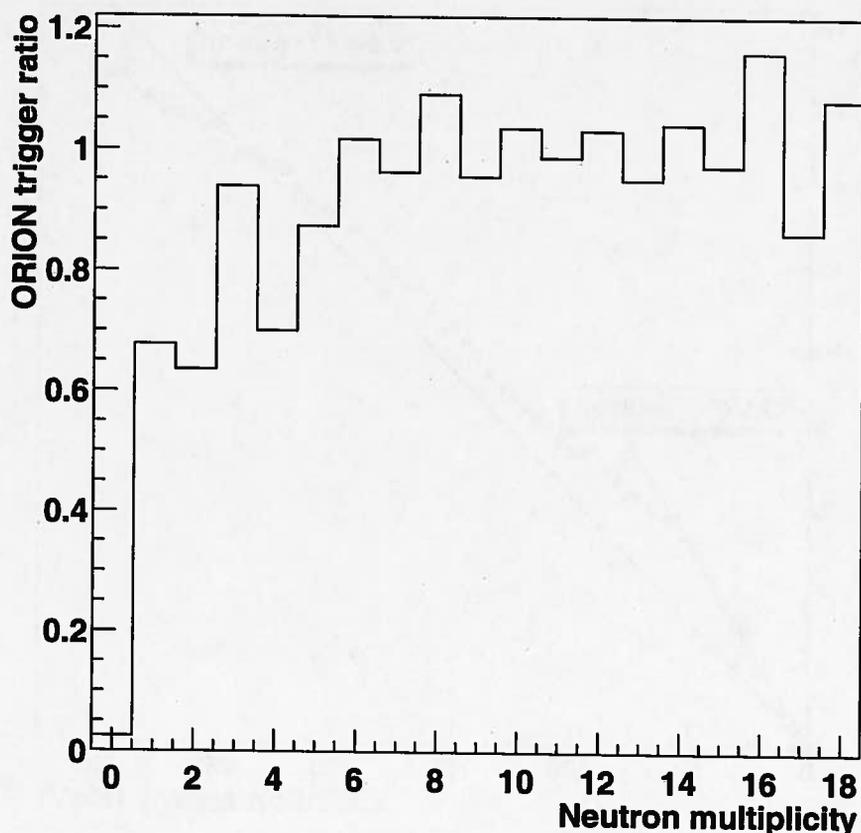


FIG. 2.3 – Efficacité de déclenchement d'ORION suivant le nombre de neutrons détectés.

En abscisse est porté le nombre de neutrons réellement détectés dans ORION après soustraction de la contribution du bruit. En ordonnée figure la probabilité avec laquelle ORION a déclenché sur cette multiplicité. Les incertitudes statistiques font parfois que le résultat est au-dessus de 1. Nous pouvons toutefois constater que si au dessus de 6 neutrons détectés l'efficacité de déclenchement est de 100%, en dessous elle peut être aussi basse que 60%.

En particulier, en raison de sa situation à très faible angle, la zone centrale du détecteur est exposée à une intensité importante due à la diffusion élastique du faisceau dans la cible. Il en résulte une augmentation de courant de jonction important, accompagné d'une chute de la tension à ses bornes et donc un champ de collection des charges moins élevé ce qui diminue le gain du dispositif. Tout au long de l'expérience il a donc fallu suivre l'évolution des caractéristiques de chacune des pistes en analysant des paramètres comme le taux de comptage (ce qui permet de connaître l'état de fonctionnement de la piste, et de vérifier le placement des seuils au dessus du bruit) ou la valeur moyenne (stabilité du gain) des signaux produits par une réaction abondante (par exemple, la mesure des alpha résultant de la cassure du cœur en faisceau de ^{11}Be).

Outre un petit nombre de pistes (moins de 10 sur 192) qui ne fonctionnaient pas en raison de contacts défectueux, il a fallu renoncer à rétablir la tension sur un groupe de

pistes en raison d'un trop fort courant de fuite. Dans ce cas, les pistes hors tension, en plus d'être quasiment inefficaces et de générer beaucoup de bruit, déforment le champ des pistes adjacentes et en modifient la réponse.

Afin de corriger cet effet autant que faire se peut, nous avons déterminé au cours de l'analyse les pistes dont le fonctionnement était trop altéré pour être intégré dans les données, et nous les avons écartées. Nous avons compensé la perte de statistique causée par ces pistes manquantes en doublant le comptage des pistes placées de manière symétrique à celles manquantes (Figure 2.4). Pour faire cela, nous devons supposer que la physique en jeu est invariante par rotation autour de l'axe du faisceau, ce qui est valide dans notre cas. De plus nous ne pouvons alors plus analyser que des variables intégrées en ϕ , ce qui sera aussi presque toujours le cas dans notre démarche.

La traversée des détecteurs silicium fait perdre une petite quantité d'énergie aux fragments mesurés ensuite dans les scintillateurs plastiques du télescope. Pour le noyau de ^4He à une énergie typique de mesure (160 MeV) cette perte cumulée sur les deux disques vaut environ 11 MeV, un noyau de ^{10}Be de 480 MeV perd environ 40 MeV.

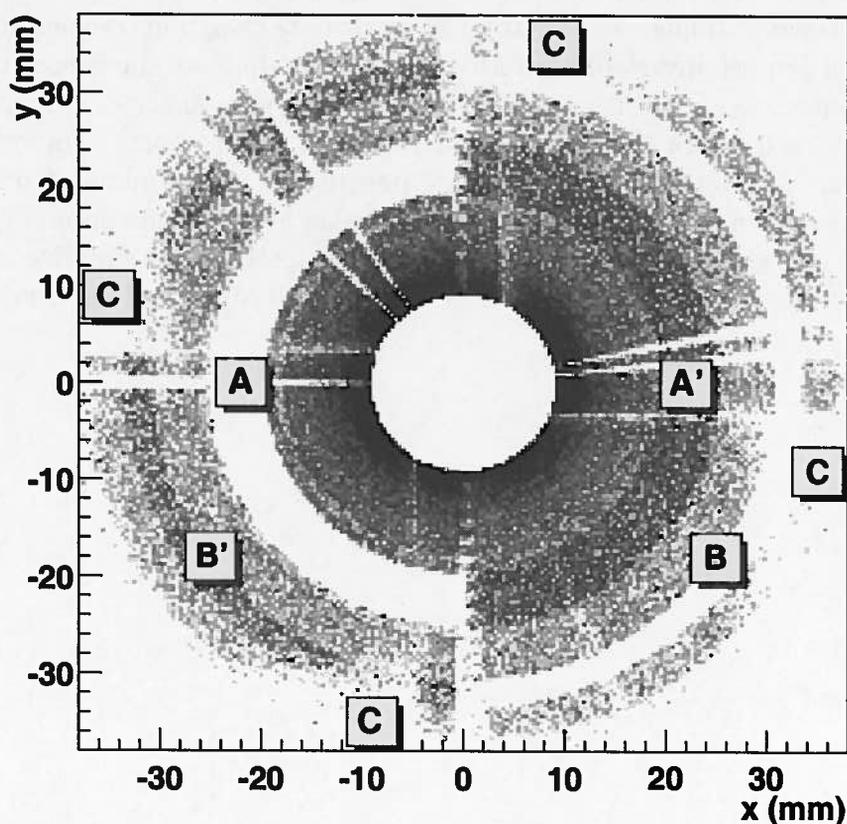


FIG. 2.4 – Compensation du dysfonctionnement des pistes du détecteur Silicium.

La vue reconstituée d'événements ayant touché des pistes sur les détecteurs radial et circulaire forme une carte bidimensionnelle du détecteur. Les échelles correspondent aux dimensions des disques de silicium. La luminance représente l'intensité de comptage (d'autant plus sombre que l'intensité est élevée, échelle arbitraire). Les zones éliminées en raison des défaillances du détecteur (étiquetées A et B) sont compensées par un doublement de la statistique dans les zones symétriques (A' et B'). Les détecteurs plastiques placés derrière les détecteurs silicium ne couvrent pas toute la surface, ce qui explique la disparition des événements dans les zones étiquetées C.

2.2.2 Les scintillateurs plastiques

Calibration en temps

La mesure du temps de déclenchement des scintillateurs plastiques ne permet pas d'effectuer une mesure de temps de vol pour caractériser la vitesse des fragments de la réaction en raison de la faible longueur de vol (10 à 30 cm), insuffisante pour obtenir une résolution de mesure exploitable. Aussi les scintillateurs plastiques n'ont pas été calibrés de manière absolue par rapport au temps zéro de l'interaction dans la cible.

Par contre, le temps donné par les plastiques est référencé par rapport à la haute fréquence des cyclotrons, ce qui permet de connaître le temps de vol de la particule projectile dans la ligne du faisceau (à un modulo près, ce temps étant plus grand que la valeur d'un cycle de haute fréquence) et donc de rejeter les événements déclenchés par d'autres types de noyaux que ceux que nous désirons étudier (voir la Section 1.2). Comme le détecteur plastique est placé en aval de la cible, ce n'est pas le temps de la particule incidente qui est mesuré, mais celui de ses produits. Cependant, la base de vol entre la cible et les plastiques est très courte et nous nous restreignons à l'étude des produits dont la vitesse est du même ordre de grandeur que celle du projectile, ce qui nous permet de travailler ainsi. Cela a l'avantage significatif de ne pas avoir à introduire un détecteur en amont de la cible qui créerait une cible parasite.

Calibration en énergie

Les plastiques sont délicats à calibrer en énergie en raison de la non-linéarité notable de la réponse en lumière en fonction de l'énergie de la particule incidente (voir Sous-Section 1.5.2).

Une calibration correcte a pu être obtenue en utilisant une paramétrisation développée originellement pour les scintillateurs CsI [ELR94], mais qui s'est révélée adéquate pour nos scintillateurs plastiques. Cette paramétrisation donne l'énergie de la particule (E), fonction de la lumière vue dans le scintillateur (L), de la charge et de la masse de celle-ci (Z et A) sous la forme d'une équation à quatre paramètres libres (a , b , c et d) :

$$E(L, Z, A) = aAZ^2L + (b + cAZ^2)L^{1-d\sqrt{AZ^2}}$$

Il s'agit essentiellement de trouver des points connus sur la matrice ΔE - E afin d'ajuster les paramètres de la fonction. Un jeu de paramètre unique a d'abord été déterminé d'après les points de références sur la matrice. Ensuite un ajustement fin a été effectué pour chaque Z .

Les points de référence sont autant que possible choisis de manière indépendante de toute autre mesure, mais ils sont alors en nombres limités. Ce sont essentiellement les pics élastiques (en faisceau de ${}^6\text{He}$ ou ${}^{11}\text{Be}$) dont on peut calculer l'énergie en fonction de celle du faisceau et de l'angle d'émission, ainsi que le pic dû au cœur nu après une dissociation dans laquelle la vitesse du cœur n'a pas été perturbée.

Cependant, le nombre de points est insuffisant pour définir entièrement les paramètres de la fonction. Afin d'ajouter des points de références, un programme de calcul de pertes d'énergie [ARM73] a été utilisé pour calculer les différentes lignes isotopiques

reliant E à ΔE . Il est alors possible de remonter de la donnée du ΔE à l'énergie de la particule traversant le détecteur silicium avec une bonne précision en raison de la qualité de ce type de détecteurs.

Cette calibration permet simultanément de définir les sélections isotopiques à partir des fonctions ΔE - E calculées (Figure 2.5), ce qui permet de séparer (parfois grossièrement) des isotopes qui n'étaient pas bien identifiables sur le spectre. Pour les isotopes de béryllium, il est facile de reconnaître les ^{11}Be , ^{10}Be , ^9Be , ainsi que l'absence de ^8Be . Pour les isotopes de l'hydrogène et de l'hélium, l'identification est également simple. Par contre, en ce qui concerne ceux du lithium, il n'est pas possible de les identifier clairement. Il est peu vraisemblable de trouver avec abondance un noyau à halo ^{11}Li qui ne peut être produit que par échange de charge. Il est plus vraisemblable d'avoir affaire à des noyaux des isotopes ^9Li , ^8Li et ^7Li (^{10}Li n'est pas lié) mal résolus.

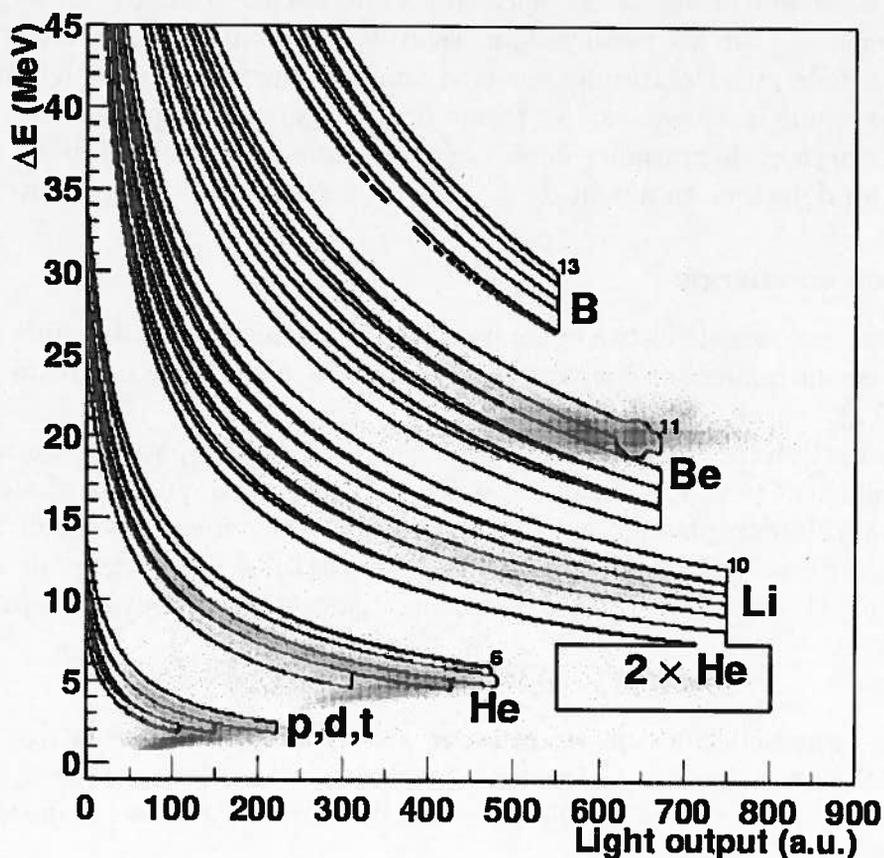


FIG. 2.5 – Sélection isotopique sur la carte ΔE - E .

Quelques événements sont identifiés comme étant des isotopes du bore, ils sont repérés au plus haut de la figure. La ligne qui se termine par un petit cercle sur la droite isole les noyaux de ^{11}Be , la sélection plus large permet d'isoler le pic des réactions élastiques. La zone rectangulaire isolée en bas à droite correspond à une double mesure d'alpha dans les plastiques par empilement.

Un problème soulevé lors de la calibration des plastiques s'est trouvé être la variation importante au cours du temps de certains gains. Il a été nécessaire de corriger cette dérive sur l'ensemble des données en utilisant des repères fixes aisés à marquer comme la position du pic élastique dans le spectre.

La réponse des plastiques varie aussi légèrement en fonction du point d'impact sur leur surface, en raison des effets de collection de lumière. Malheureusement, cet effet est délicat à extraire de l'information physique contenue dans la distribution en énergie en fonction de la position des fragments arrivant sur le télescope. Cependant, il est raisonnable de supposer une symétrie axiale de répartition de l'énergie des fragments émis, ce qui permet donc d'effectuer une correction partielle par rapport à l'angle ϕ . La différence de réponse est de l'ordre de grandeur de la résolution finale attendue pour le détecteur, entre 1 et 2% (voir Figure 2.6) suivant les plastiques. Il s'agit donc d'une correction mineure, qui aurait été utile à l'amélioration de la qualité de la mesure pour ce paramètre. Cependant, trop délicate à effectuer elle n'a pas été réalisée.

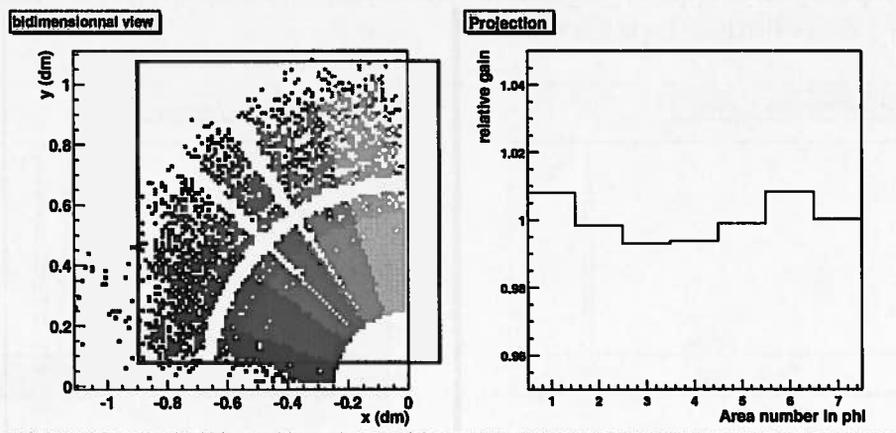


FIG. 2.6 – Inhomogénéité de la réponse du plastique sur l'angle ϕ .

A gauche figure le découpage en secteurs d'un des scintillateurs plastiques tels que délimités par les détecteurs silicium. A droite, la réponse par zone relative à un signal de diffusion élastique.

Évaluation du fond de réactions parasites dans les détecteurs plastiques

Les données issues du télescope sont affectées d'un fond de réactions parasites qui peut être gênant pour l'interprétation des résultats. Des mesures réalisées sans cible nous permettent d'évaluer ce fond et de définir des limites de validité à nos résultats physiques.

Il existe essentiellement deux types de réactions parasites :

- Celles générées par les noyaux de ^{11}Be dans les plastiques constituant le télescope qui les interceptent (mauvaise focalisation du faisceau ou diffusion élastique dans la cible). L'abondance de cette pollution dépend fortement de l'angle de mesure et est proportionnelle à la quantité de noyaux de ^{11}Be interceptés par les plastiques.
- Celles générées en amont de la cible dans les feuilles de mylar constituant les parois des chambres à dérive. L'intensité de cette pollution est proportionnelle à l'intensité réelle du faisceau incident. Vue de la cible, sa dispersion angulaire est assez plate en raison de la distance importante (plus de 40 cm) qui sépare la source de pollution du télescope.

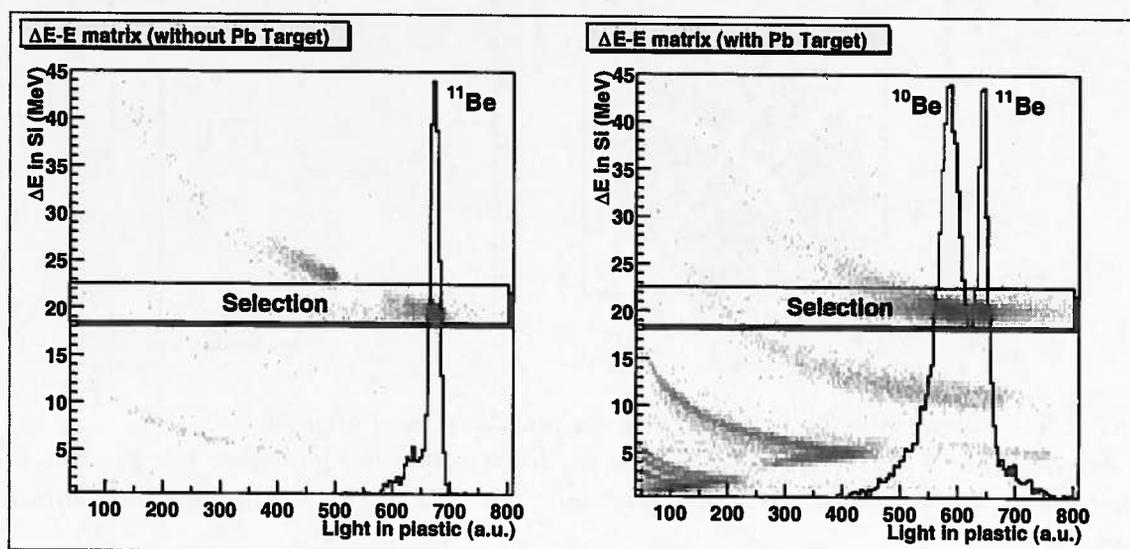


FIG. 2.7 – Matrice en ΔE - E d'identification des produits de la réaction sous faisceau de ^{11}Be avec cible de plomb (droite) et sans cible (gauche).

Une projection sur l'axe E_l (lumière dans le plastique) est réalisée dans la zone sélectionnée en ΔE qui contient à la fois le pic en ^{10}Be et celui en ^{11}Be . La projection est superposée aux matrices et met bien en évidence la traîne que laisse le ^{11}Be dans le plastique qui contamine la zone où on attend le ^{10}Be . L'épaule observé juste à gauche du pic élastique (spectre de gauche) provient essentiellement des réactions ayant lieu en amont de la cible, dans les parois des chambres à dérives.

Une carte ΔE - E réalisée en faisceau de ^{11}Be telle que celle présentée Figure 2.7 montre clairement une traîne de coups ayant même ΔE que celui du projectile mais dont la lumière mesurée dans les plastiques (E) s'étale en deçà et au-delà de la valeur nominale. Ces événements correspondent à des réactions nucléaires du noyau de ^{11}Be

dans le plastique. Les réactions se font sur les noyaux de carbone ou d'hydrogène du plastique après un parcours plus ou moins profond du projectile et peuvent laisser en voie de sortie différents produits (le noyau cœur ^{10}Be , ou des fragments du cœur). Toutes ces combinaisons peuvent conduire à des émissions de lumière très variables, aussi bien très basses (fragmentation du cœur en produits de réaction qui échappent au détecteur) qu'élevées (changement du facteur de quenching dans la réponse en lumière lorsque l'on passe d'un noyau de ^{11}Be à un ou plusieurs noyaux de Z inférieurs). Pour notre expérience, cet étalement d'événements nous gêne lorsqu'il ajoute un fond parasite à la sélection des événements de ^{10}Be .

Se superpose à cette pollution celle créée par les réactions dans les feuilles de mylar qui peuvent donner naissance à des noyaux de ^{10}Be qui sont détectés comme tels alors qu'ils n'ont pas été produits dans la cible.

Nous avons estimé la pollution liée aux réactions du ^{11}Be dans le plastique par une mesure réalisée en l'absence de cible dans laquelle le faisceau direct (un faisceau secondaire de qualité moyenne assez largement collimaté) vient lécher le télescope. L'estimation du rapport signal sur bruit est effectuée par comparaison des spectres de lumière mesurés en l'absence et en présence de cible. La comparaison se fait entre les projections dans la zone sélectionnée en ΔE (Figure 2.7) qui contient les îlots de ^{10}Be et ^{11}Be dans des mesures avec et sans cible

La première étape consiste à extraire la courbe de fond dans quatre conditions expérimentales typiques identiques à celles que nous utiliserons pour des mesures avec la cible. En effet, la structure du fond dépend fortement des autres paramètres. La normalisation de toutes ces courbes est effectuée sur l'îlot en ^{11}Be isolé dans le mode « déclenchement plastique »¹⁶.

Les courbes obtenues sont ensuite ajustées sur les mesures avec cible, et normalisées par un ajustement sur le spectre expérimental (normalisation effectuée sur les spectres de la première colonne de la Figure 2.8, et donc sur la quantité de noyaux de ^{11}Be ayant intercepté le détecteur plastique) ce qui permet aussi de translater le spectre de bruit obtenu sans cible pour tenir compte du ralentissement dans la cible.

Les spectres de fond ainsi obtenus sont affichés en traits gras sur la Figure 2.8 et sont à comparer aux signaux en présence de cible représentés par des histogrammes.

Enfin, il reste à interpréter et estimer la quantité de fond que l'on retrouvera superposée au signal physique. Pour cela nous avons isolé le fond présent dans la zone dans laquelle nous sélectionnons le ^{10}Be (matérialisée par la zone zébrée sur la figure).

De façon générale, on observe que la contribution du bruit croît lorsque l'angle de détection diminue. Ceci est lié aux caractéristiques fortement piquées vers l'avant des noyaux de ^{11}Be qui diffusent dans la cible pour atteindre le détecteur.

- En condition « Déclenchement plastique seul » (première colonne), on observe que le rapport signal sur bruit tend à diminuer avec l'angle de détection du projectile en raison de la diminution sensible du nombre de ^{11}Be avec l'angle. A partir de 6° environ, la contribution du bruit devient suffisamment petite pour que l'on puisse la négliger devant le signal de ^{10}Be .

16. Voir la signification des différentes sélections dans le Tableau 4.1, page 100.

- En condition « Déclenchement plastique avec un neutron » (deuxième colonne), la contribution directe du ^{11}Be disparaît bien évidemment, et il ne reste plus que le fond créé par les réactions dans le plastique. De manière intéressante, ce fond se trouve être comparativement beaucoup plus bas que lorsque l'on n'impose pas de condition : il semblerait que les neutrons émis par les réactions dans le plastique ne rencontrent que rarement le détecteur TOURNESOL. La conséquence en est que le fond est toujours négligeable par rapport au signal laissé par le cœur. Il y a plusieurs raisons à cette diminution importante du fond. La première est que le ralentissement du ^{11}Be fait que le neutron est émis dans une direction moins focalisée vers l'avant : dans ce cas, l'angle solide limité de TOURNESOL fait que ceux-ci ne sont pas vus. De plus, les noyaux de carbone et d'hydrogène du plastique sont des éléments légers qui induisent peu de dissociations coulombiennes et privilégient des modes d'interactions nucléaires où le neutron est fortement perturbé et donc invisible à l'avant.
- En condition « Déclenchement plastique et cible froide » (troisième colonne), le bruit devient plus important car les réactions dans le plastique sont très peu dissipatives sur une cible aussi légère. En revanche, si l'on choisit une forte multiplicité neutronique détectée dans ORION, on s'affranchit totalement des réactions induites dans le plastiques car elles ne conduisent jamais à des multiplicités très élevées.
- En condition « Déclenchement plastique avec cible froide et neutron » (quatrième colonne) cependant, lorsque l'on combine aussi la condition « un neutron à l'avant » le rapport signal sur bruit devient tout à fait comparable à celui de la deuxième colonne.

La contribution des noyaux de ^{10}Be créés par les feuilles de mylar en amont du détecteur ne doit pas être normalisée sur le nombre de ^{11}Be (incidents ou diffusés) détectés dans le plastique (courbe en traits gras), mais sur l'intensité du faisceau traversant les plaques des chambres à dérives (traits fins). Cette normalisation conduit à une valeur de pollution beaucoup moins importante. Le problème est qu'il n'est pas facile de savoir d'où provient la pollution observée. Toutefois, la remontée du pic visible au niveau du ^{10}Be peut difficilement être due aux réactions dans le plastique (nous aurions une courbe continue entre le sommet élastique et la zone du ^{10}Be), ce qui nous conduit donc à penser que la pollution sous le signal de ^{10}Be est pour l'essentiel due aux réactions en amont de la cible.

En conclusion, pour les études réalisées avec le faisceau de béryllium, toutes les données prises sur les télescopes seront exploitables au delà d'un angle de 6° pour le cœur de ^{10}Be afin de garantir un signal propre.

De manière similaire, une étude sur l'évolution du rapport signal sur bruit en fonction de l'angle sous faisceau de ^6He (pour observer le noyau cœur ^4He) nous amène à conclure que dans ces conditions, un angle minimal de 8° doit être imposé aux mesures.

Qualité inégale des scintillateurs plastiques du détecteur

L'un des détecteurs plastiques possède une résolution moins bonne que les trois autres (voir Figure 2.9). Cette partie du dispositif sera systématiquement mise de côté lors des analyses portant sur l'impulsion mesurée du cœur. Cependant, le défaut étant relativement minime, et n'affectant pas la capacité d'identification et peu les impulsions déduites, les informations en provenance du quatrième plastique seront intégrées aux mesures qui ne requièrent pas une bonne résolution sur l'énergie du cœur : identification de la particule, mesure de l'angle d'impact, etc. Cette remarque ne s'applique qu'à la caractérisation des noyaux de ^{11}Be et ^{10}Be , en faisceau de ^6He , aucun comportement anormal n'a été observé.

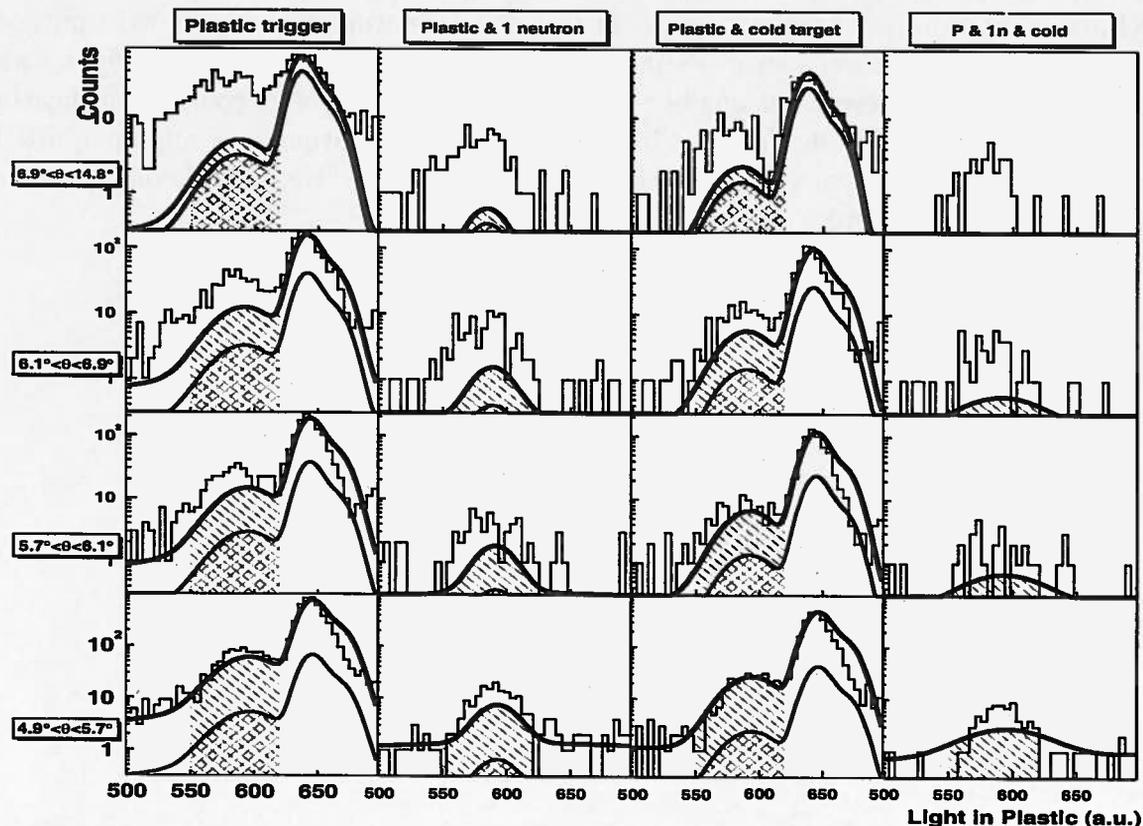


FIG. 2.8 – Distribution en lumière de la réponse des détecteurs plastiques dans une tranche de ΔE pour certaines conditions.

Les mesures ont été découpées en quatre tranches angulaires de détection de la particule (en horizontal) et pour quatre conditions différentes de déclenchement (vertical). Dans la première colonne on impose la détection d'une particule chargée par les plastiques, dans la seconde on ajoute la détection simultanée d'un neutron par *TOURNESOL*, dans la troisième que le noyau-cible soit froid et la dernière impose simultanément un noyau-cible froid et un neutron dans *TOURNESOL*. Le trait gras représente la mesure en l'absence de cible et l'histogramme en présence de cible. Pour estimer l'allure et l'amplitude du fond, une normalisation et une translation (pour tenir compte du ralentissement des noyaux dans la cible) des courbes obtenues sans cible ont été effectuées par rapport à la raie de ^{11}Be représentée dans la première colonne. Les courbes en trait fin résultent de la normalisation sur le faisceau incident seul et non sur les ^{11}Be détectés dans le télescope.

Résolution intrinsèque et largeur du faisceau en énergie

La résolution en énergie des détecteurs plastiques est un paramètre qu'il nous faut mesurer afin de corriger les valeurs expérimentales de cet élargissement supplémentaire. Cependant, nous n'avons pu l'obtenir directement, car pour cela il faut disposer d'un faisceau de résolution en énergie connu afin de pouvoir déconvoluer la mesure de la résolution par celle de la largeur du faisceau. Ce que nous pouvons par contre obtenir facilement, c'est cette mesure convoluée : pour cela, il nous suffit de mesurer dans les détecteurs plastiques la largeur de la distribution en énergie du faisceau, qui inclut donc simultanément les effets liés aux plastiques, ceux liés au faisceau et les effets d'élargissement dans l'épaisseur de la cible.

L'élargissement expérimental et instrumental qui affecte les mesures en ^{11}Be est mesuré à 18 ± 1 MeV/c en Figure 2.9. Cette valeur pourra être appliquée à la déconvolution des spectres mesurés en ^{10}Be considérant la similitude de réponse des scintillateurs plastiques à ces deux noyaux très proches et de même vitesse. Ces mesures effectuées en faisceau de ^{11}Be ou de ^{10}Be se feront sans inclusion du quatrième plastique dont les défauts sont manifestes. Par la même méthode nous obtenons une largeur de $12 \pm 0,5$ MeV/c, en faisceau de ^6He . Il est à noter que sous ce faisceau tous les scintillateurs plastiques ont un comportement correct (le comportement anormal mentionné précédemment pour l'un des scintillateurs semble avoir été dû à un rebond du signal mesuré, corrigé par la suite).

Taille du faisceau et dispersion angulaire

La taille du faisceau sur la cible était définie à 8×8 mm² par le collimateur actif disposé en amont mais sa distribution à l'intérieur de cette tâche et la dispersion angulaire ne sont pas connues en l'absence d'un repérage de trajectoire de chaque particule le composant.

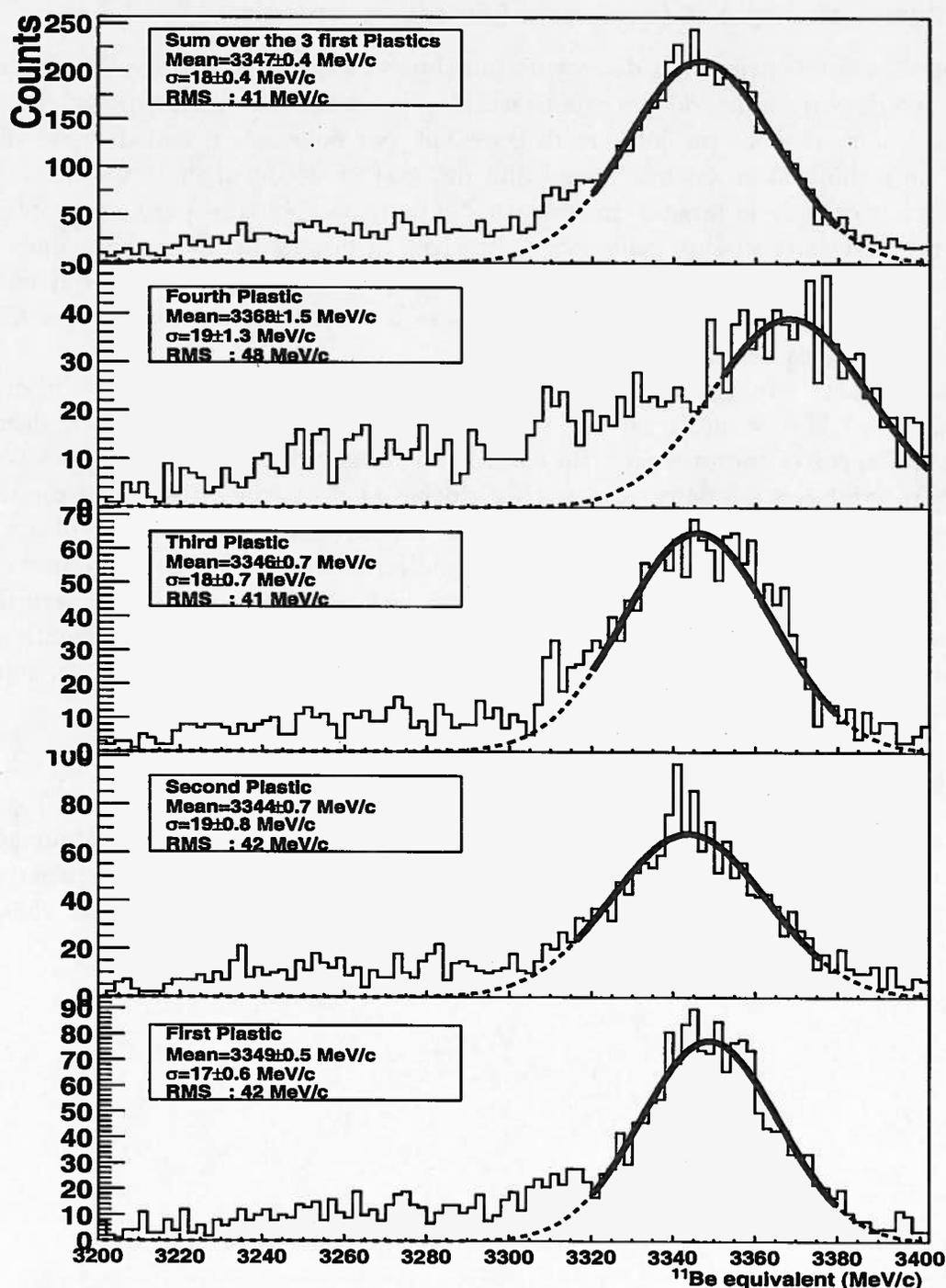


FIG. 2.9 – Résolution en impulsion des mesures sur les scintillateurs plastiques. La mesure est effectuée avec cible sur le faisceau direct de ^{11}Be . Les quatre panneaux du bas présentent un spectre séparé pour les quatre plastiques. Nous pouvons constater que le quatrième est non seulement décalé mais surtout, le spectre est beaucoup plus large que sur les plastiques précédents (l'ajustement gaussien est manifestement invalide sur ce spectre). Le panneau du haut présente la somme des trois plastiques retenus pour les mesures en impulsion, et la valeur finale de la résolution des mesures : 18 MeV/c.

Chapitre 3

Le détecteur TOURNESOL

3.1 Motivation à la réalisation d'un nouveau détecteur de neutrons

Le détecteur TOURNESOL a été développé pour répondre aux besoins très spécifiques de la détection des neutrons issus de la dissociation de noyaux à halo par interaction coulombienne ou nucléaire avec un noyau-cible. Faiblement liés, ces neutrons se séparent facilement de leur noyau et sont émis avec une vitesse proche de celle du projectile incident auquel s'ajoute leur vitesse de Fermi. Typiquement, pour des mesures de physique nucléaire à énergie intermédiaire, cela nous amène à vouloir détecter des neutrons dotés d'une énergie cinétique de l'ordre de 10 à 100 MeV.

La détection des neutrons est difficile car leurs sections efficaces d'interaction avec la matière sont faibles. Le neutron est en effet pratiquement insensible aux interactions électromagnétiques et n'interagit qu'au travers des forces nucléaires avec des sections efficaces d'interaction beaucoup plus faibles. Ceci rend difficile la construction d'un détecteur de grande efficacité. Ce problème est d'autant plus gênant que nous nous intéressons à des faisceaux secondaires de noyaux à halo de neutrons dont l'intensité est limitée, de l'ordre de 10^4 à 10^5 particules par seconde (les caractéristiques des faisceaux utilisés par nos expériences se trouvent en Section 1.2), pour lesquels une grande efficacité et une large couverture angulaire, sont requises, afin de tirer le meilleur parti du faible nombre de réactions nucléaires induites.

Le détecteur doit permettre la mesure de l'impulsion du neutron incident avec une précision suffisante pour les analyses que nous désirons effectuer sur un noyau à halo dont la largeur de la distribution en impulsion est de l'ordre de 45 MeV/c (neutron du halo de ^{11}Be), il faut donc atteindre une largeur de résolution intrinsèque du détecteur faible devant ces grandeurs pour obtenir une mesure de qualité.

La faible efficacité d'interaction du neutron rend nécessaire l'utilisation de larges volumes de matériau sensible. Ces volumes ne peuvent être que des liquides ou des solides, les gaz étant trop peu denses pour offrir une efficacité d'interaction exploitable dans un volume raisonnable. Les détecteurs de neutrons sont donc faits de volumes importants de scintillateurs liquides ou solides.

L'obtention de la position d'impact du neutron sur le détecteur est un paramètre utile car il permet de reconstruire complètement son vecteur impulsion et donc d'effectuer une reconstruction cinématique de la réaction, les impulsions des particules chargées (le cœur du noyau ou ses fragments) étant obtenues par d'autres détecteurs. L'angle d'émission du neutron peut aussi être en lui-même une information sur la structure du noyau à halo [ANN93] [ANN94].

Pour construire de tels détecteurs, la solution classique comme celle développée par exemple pour le détecteur DÉMON [TI95], ou EDEN [LAU93] consiste à fragmenter le volume de détection en petites cellules individuelles largement espacées les unes des autres. Mais cela au prix d'un angle solide couvert par le détecteur réduit à un pavage de taches discontinues. D'où la nécessité d'un grand nombre de détecteurs individuels et donc un grand nombre de voies d'électronique associées et par conséquent coûteuses, pour une surface couverte relativement réduite (les cent détecteurs individuels de DÉMON ne couvrent que 2 m²).

Une autre technique consiste à utiliser de larges lattes de scintillateur solide ou liquide desquelles on extrait une information en position par la mesure du temps de transit du signal lumineux aux deux extrémités de la latte [RIK90] [BLA92]. Il faut cependant là aussi réunir un nombre important de lattes et donc de photomultiplicateurs associés pour construire un détecteur. Un autre inconvénient est lié aux effets de bords aux limites des lattes qui réduisent sensiblement la couverture géométrique et introduisent des effets parasites à la détection.

Il existe aussi une classe de détecteurs de grands volumes de liquide instrumentés par des photomultiplicateurs, dont il est possible de s'inspirer pour la conception de détecteurs de neutrons. Cependant ceux-ci sont soit destinés uniquement à des mesures de comptage d'événements, comme ceux utilisés pour la détection des neutrinos, soit utilisent le rayonnement Čerenkov produit dans le détecteur par des particules de très haute énergie [BLO99] créant un cône de lumière très focalisé qui permet une identification en position et impulsion. Ces deux types de systèmes ne conviennent donc pas directement à nos besoins. Néanmoins c'est cette idée d'un grand volume sensible instrumenté par un nombre relativement restreint de capteurs qui a été retenu.

Notre choix s'est porté vers un détecteur à scintillateur liquide de grande surface (3 m²) et de grande efficacité permettant une localisation de l'impact du neutron en deux dimensions sur sa surface.

Les nombreux processus qui participent à l'interaction du neutron dans un tel milieu ne permettent pas une caractérisation en énergie directe de la particule car les interactions libèrent une énergie lumineuse très variable pour une même énergie cinétique initiale du neutron (quelques voies de réactions sont présentées en Figure 3.1). La mesure de l'énergie du neutron y est donc faite par temps de vol.

Les contraintes de large couverture angulaire, bonne résolution en impulsion (par mesure du temps de vol) et efficacité importante ne sont pas totalement indépendantes, et conduisent à devoir faire des compromis sur les dimensions (diamètre et épaisseur) du détecteur. L'augmentation de l'épaisseur du détecteur fait croître son efficacité, mais diminue la résolution en impulsion en apportant une incertitude sur la base de vol mesurée, tandis que l'augmentation de la couverture angulaire se fait par augmentation

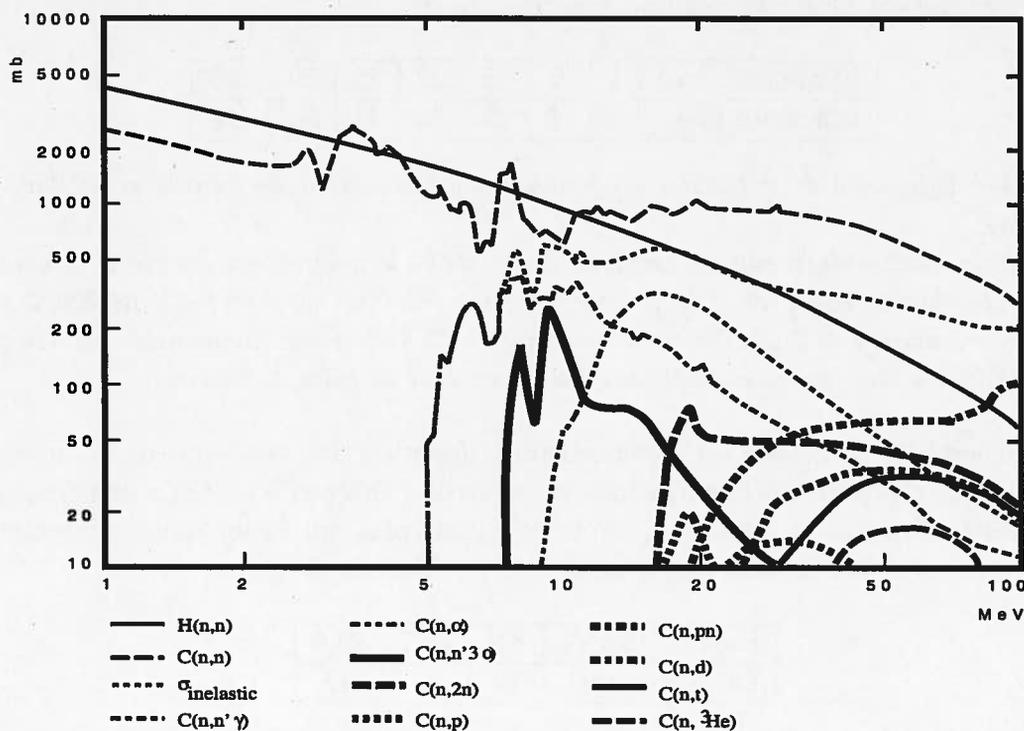


FIG. 3.1 – Sections efficaces différentielles d'interaction des neutrons en fonction de leur énergie dans un composé CH.

Les voies de réaction possibles sont très nombreuses. La plupart sont inélastiques, et conduisent à des produits dont l'efficacité de conversion de l'énergie en lumière dans un scintillateur organique est très variable, ce qui rend impossible de remonter à l'énergie de la particule à partir de la seule donnée de l'intensité de lumière produite. D'après [MAS94].

du diamètre ce qui implique des temps de transit plus importants de la lumière dans le scintillateur et donc une dégradation de la résolution en impulsion.

Avec pour objectif de mesurer des neutrons provenant de projectiles d'environ 50 MeV/A soit d'environ 300 MeV/c d'impulsion, avec une résolution en impulsion nettement supérieure aux 45 MeV/c d'une largeur en impulsion typique d'un noyau à halo, il faut obtenir une résolution en impulsion faible devant $\Delta P/P = 45/300$.

À 300 MeV/c, un neutron parcourt environ 10 cm par nanoseconde, avec un détecteur placé typiquement à 3 m, le temps de vol est de 30 ns. Pour avoir un $\Delta t/t \ll 45/300$, il faut $\Delta t \ll 4,5$ ns. Pour atteindre une telle résolution avec un détecteur de grande dimension, il est nécessaire de corriger la mesure du temps de transit de la lumière dans le milieu scintillant (indice 1,5, soit 20 cm/ns) entre le point d'impact et les photomultiplicateurs. Pour obtenir une couverture angulaire d'environ 20° en θ , le détecteur placé à 3 m doit avoir un diamètre de 2 m. Une résolution en position

meilleure que 10 cm abaisse l'incertitude sur les temps de transit à moins de 0,5 ns, ce qui est satisfaisant pour nos besoins expérimentaux.

Épaisseur (cm)	1	5	15	20	25	50	100
Efficacité (%)	2	10	25	35	41	66	88

TAB. 3.1 – Efficacité de détection en fonction de l'épaisseur de liquide scintillant (simulation)

La simulation utilise des neutrons entrants de 50 MeV, le neutron est détecté si la quantité d'énergie lumineuse émise dans le volume est supérieure à 1 MeVee (*TOURNESOL* a un seuil compris entre 1 et 2 MeVee, voir Sous Section 3.8.3). Pour comparaison, le détecteur *TOURNESOL* a une épaisseur de 50 cm divisée en deux secteurs de 25 cm.

L'efficacité du détecteur est essentiellement fonction de l'épaisseur de volume sensible que l'on interpose sur la trajectoire du neutron (Tableau 3.1). On a donc intérêt à maximiser l'efficacité du détecteur, et ceci d'autant plus que la longueur d'interaction du neutron augmente rapidement avec la vitesse (Tableau 3.2).

Énergie (MeV)	8,8	18,7	33,9
Distance (cm)	12	22	42

TAB. 3.2 – Longueur d'interaction d'un neutron en fonction de son énergie cinétique. Le milieu d'interaction est le liquide scintillant utilisé dans *TOURNESOL* (Voir Section 3.8.3).

Cependant, la mesure du temps de vol est entachée d'une erreur d'autant plus grande que le détecteur est épais, puisque la base de vol est affectée d'une incertitude égale à cette épaisseur. Avec un détecteur de 25 cm d'épaisseur située à 3 m de la cible, l'incertitude sur la base de vol est de 8%. Pour des neutrons de 50 MeV, cela correspond à un Δt de 2,5 ns. La largeur mesurée subit donc un élargissement de l'ordre de 15%¹⁷, qui reste acceptable dans notre cas.

3.2 Principe de fonctionnement de *TOURNESOL*

3.2.1 Avant la réalisation de *TOURNESOL*, travaux sur un secteur cylindrique d'*ORION*

Des mesures réalisées à Louvain La Neuve [PER97] [LIE98] [PER98] sur l'un des secteurs du détecteur *ORION*, en faisceau de neutrons étiquetés de quelques dizaines de MeV, ont mis en évidence la capacité d'un détecteur à scintillateur liquide de grande surface (1,6 m de diamètre) à mesurer les temps de vol avec une résolution acceptable (inférieure à 2,5 ns) et à déterminer la position de l'impact du neutron avec une bonne résolution (Largeur à mi-hauteur de 8 cm). Ces mesures ont été effectuées sur le module

17. Élargissement causé par un ΔT de 2,5 ns : $\frac{\sqrt{4,5^2 + 2,5^2} - 4,5}{4,5} = 0,14$

E du détecteur *ORION* (semblable au module *C* visible sur la Figure 1.6). Ce module est fait d'un seul cylindre de grande dimension, rempli de scintillateur liquide, au pourtour duquel sont placés six photomultiplicateurs (voir schéma Figure 1.8). Cependant, *ORION* n'avait jamais été conçu pour cet usage et une étude complémentaire a été faite dans le but de concevoir un détecteur mieux optimisé pour ce genre de mesures.

L'étude, essentiellement réalisée à l'aide de muons atmosphériques (voir Figure 3.10 pour un schéma de principe), a consisté à qualifier la réponse du secteur d'*ORION* en fonction de la position de la génération de lumière dans le scintillateur. La réponse est caractérisée par la distribution de lumière dans les six photomultiplicateurs placés en périphérie du secteur, qui reçoivent plus ou moins de lumière suivant leur position relative à la source émettrice. Naturellement, la lumière mesurée est d'autant plus intense que la source est proche. Cependant, une grande part de la lumière collectée provient de réflexions multiples à l'intérieur du détecteur (d'après les simulations 90% de la lumière détectée provient de réflexions lorsque la surface est entièrement recouverte de peinture réfléchissante) et vient compliquer ce schéma. De plus, le trou central du détecteur (qui permet le passage du faisceau en son centre) crée des effets d'ombres importants sur les photomultiplicateurs placés en vis à vis de la source lumineuse.

La seule approche quantitative pour décrire un système aussi complexe est la simulation de type Monte-Carlo. Le programme développé pour ce faire, dénommé *Soleil*, possède seulement deux paramètres ajustables pour caractériser le système : d'une part la longueur d'atténuation de la lumière dans le liquide (λ), et d'autre part le coefficient de réflexion des parois (*C*) lorsqu'elles sont recouvertes d'une peinture réfléchissante (sinon le coefficient de réflexion est nul). Les mesures réalisées ont permis de fixer ces paramètres à des valeurs en bon accord avec les caractéristiques des matériaux utilisés ($C=0,99$ et $\lambda = 2,75$ m).

Un programme de reconstruction a ensuite été écrit [LIE98] et a permis de montrer qu'il était possible de remonter à la position d'émission de la lumière à partir de la distribution en lumière mesurée par les photomultiplicateurs.

Cependant, une ambiguïté subsiste dans la reconstruction correcte de la position des sources situées sur la médiane entre deux photomultiplicateurs. La réponse en lumière est similaire pour les sources situées très proches de la périphérie du détecteur et celles situées vers le centre. En effet, il est très difficile de distinguer entre une source de lumière placée près du centre, donc éclairant de manière quasi uniforme l'ensemble des photomultiplicateurs, et une source de lumière placée très près du bord entre deux photomultiplicateurs, qui éclaire elle aussi de manière uniforme : la proximité de la source, qui aurait tendance à augmenter la quantité de lumière vue, est compensée par un angle de vue rasant qui diminue cette lumière. Des simulations portant sur des configurations différentes de placement des photomultiplicateurs, ou des modifications de la collection de lumière par ajout de lentilles focalisantes se sont révélées négatives. Ce comportement non univoque a conduit à finalement proposer de soustraire physiquement (par des caches en forme de dièdres) la zone périphérique ambiguë du détecteur, réduite à un volume raisonnable par l'augmentation du nombre de photomultiplicateurs. Une fois cela fait, il n'y a plus d'ambiguïté possible. La Figure 3.2 montre le résultat de différentes simulations dans la géométrie du détecteur *TOURNESOL* issues de cette étude. Il a été tracé le rayon apparent reconstruit à partir de la lumière vue par les

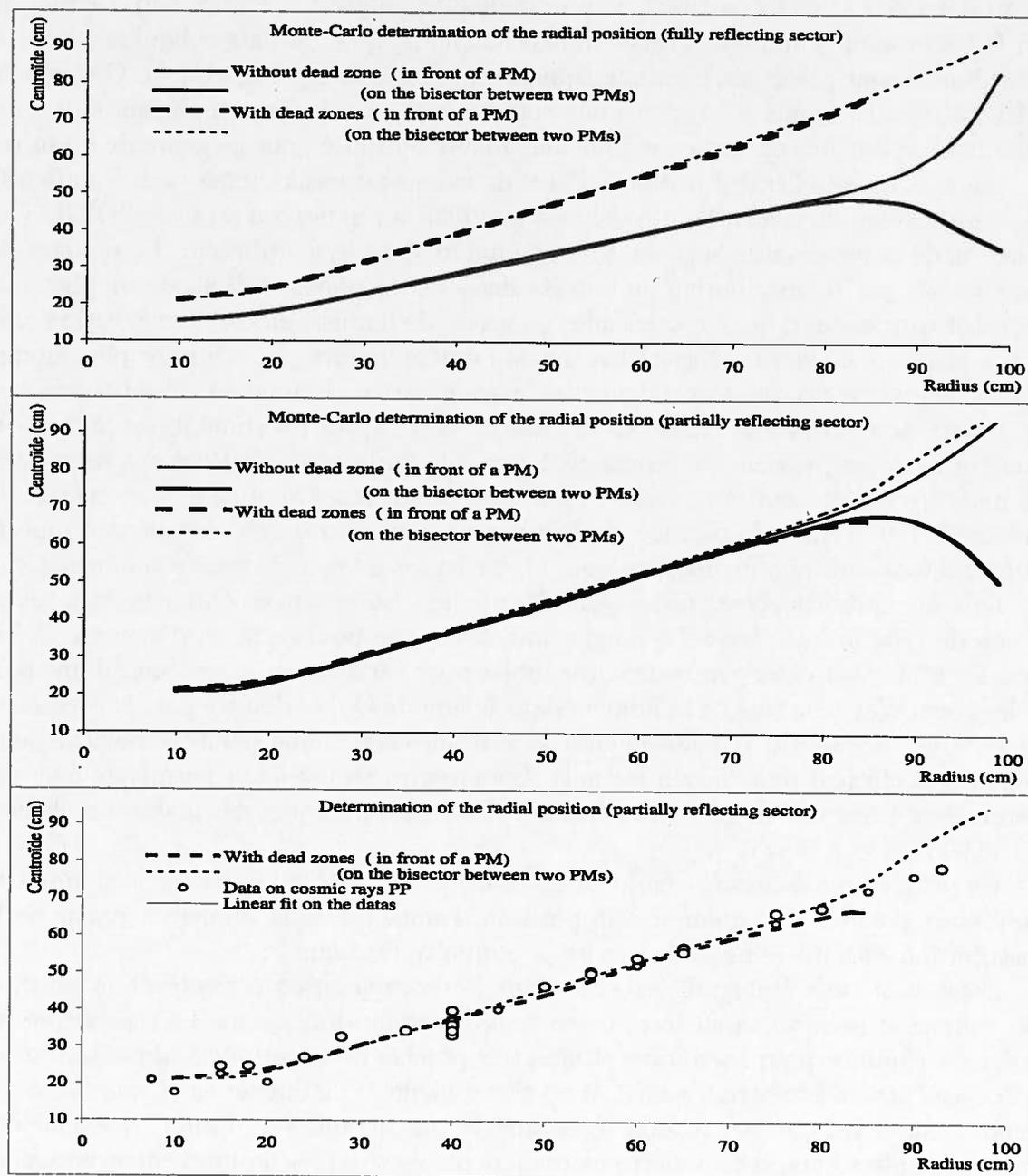


FIG. 3.2 – Détermination de la localisation de la source de lumière en utilisant la charge collectée sur chaque photomultiplicateur, détecteur *TOURNESOL*.

La localisation est effectuée par une méthode de centroïde (voir texte). En haut, simulation pour le secteur totalement réfléchissant, au milieu pour un secteur partiellement réfléchissant, et en bas, comparaison de la simulation avec les résultats obtenus sous rayonnement cosmique. Sur les deux figures du haut, nous pouvons constater qu'en l'absence de dièdre la courbe de réponse n'est pas surjective. Les simulations en réflexion totale supposent l'inégularité des surfaces intérieures peintes avec une peinture réfléchissante, tandis qu'en réflexion partielle le pourtour du cylindre et les dièdres ne sont pas peints et absorbent la lumière.

photomultiplicateurs en fonction de la localisation de la source sur un rayon donné. Le rayon apparent est déterminé à partir du barycentre des charges :

$$x_b = \frac{\sum_{i=1}^{16} Q_i x_i}{Q_{tot}} \quad (3.1)$$

$$y_b = \frac{\sum_{i=1}^{16} Q_i y_i}{Q_{tot}} \quad (3.2)$$

Avec Q_i , charge collectée par le photomultiplicateur i , situé en position (x_i, y_i) et $Q_{tot} = \sum_{i=1}^{16} Q_i$, charge totale collectée. Le rayon barycentrique s'écrit alors $r_b = \sqrt{x_b^2 + y_b^2}$ si l'origine du repère est prise au centre du détecteur. Ce rayon apparent est appelé 'centroïde' et sert de base à la détermination du rayon reconstruit (après correction affine).

Nous constatons en Figure 3.2 que la réponse du détecteur à une source placée sur la médiane entre deux photomultiplicateurs n'est pas monotone lorsque le rayon dépasse 80 cm. C'est la source de l'ambiguïté mentionnée précédemment. Le masquage optique de cette zone intermédiaire permet de lever l'ambiguïté au prix cependant d'une moins grande surface de détection. Un autre enseignement tiré des simulations, est que l'augmentation du nombre de photomultiplicateurs (six dans un secteur d'ORION) permet d'améliorer notablement la résolution.

L'approche semblait prometteuse au point qu'un nouveau détecteur exploitant cette propriété a été développé sous le nom de *TOURNESOL*. L'utilisation d'un scintillateur du même type que celui utilisé dans *ORION* permettait de plus de se servir du module développé comme un module avant d'ORION. La conception globale du détecteur présentait l'avantage de se faire sur une technique maîtrisée (celle des modules d'ORION) et d'économiser sur les coûts car le liquide scintillant était déjà disponible.

TOURNESOL s'inspire donc largement de la conception d'un module d'ORION, et comme lui se présente sous la forme d'un volume cylindrique de scintillateur liquide équipé de photomultiplicateurs sur son pourtour. Cependant, comme nous l'avons vu, plusieurs modifications ont pu être apportées au dessin original pour améliorer ce détecteur.

Interaction du neutron avec le milieu scintillant

Bien que le liquide scintillant utilisé par *TOURNESOL* soit le même que celui remplissant *ORION*, les propriétés spécifiques à la détection des neutrons thermalisés (dopage au Gadolinium) ne sont pas exploitées dans son mode de fonctionnement en détecteur de neutrons rapides, il pourrait néanmoins l'être, et *TOURNESOL* peut être utilisé comme un module d'ORION supplémentaire. Seule la phase de ralentissement du neutron par collisions avec les noyaux du scintillateur est source de l'excitation du milieu scintillant et donc de la lumière détectée par les photomultiplicateurs. Il s'agit du phénomène donnant naissance à la *lumière prompte* dans *ORION*.

Cependant, la quantité de lumière créée ne correspond pas directement à l'énergie initiale du neutron incident. Les processus mis en jeu convertissent en effet plus ou

moins bien l'énergie cinétique du neutron incident en lumière, une première cause étant simplement que le neutron peut s'échapper du détecteur après une première interaction : l'épaisseur du détecteur est de l'ordre de quelques dizaines de centimètres, la longueur d'interaction d'un neutron de 30 MeV est d'une trentaine de centimètres (données dans le Tableau 3.2).

En outre, l'efficacité de conversion de l'énergie cinétique du neutron en lumière est très variable ; par exemple, elle est bien moindre lorsque le neutron heurte un noyau de carbone que lorsqu'il heurte un noyau d'hydrogène. De surcroît il existe des réactions fortement inélastiques comme des captures, pour lesquelles l'énergie lumineuse finale est encore plus réduite.

Un spectre typique de lumière obtenu avec un faisceau monocinétique de neutrons d'environ 25 MeV sélectionnés par temps de vol lors d'une mesure en faisceau est visible sur la Figure 3.18. On peut y noter une bosse à haute lumière qui traduit une conversion maximale de l'énergie du neutron incident en lumière (interactions sur hydrogène uniquement). D'autres processus faisant intervenir une unique interaction inélastique sur le carbone donnent naissance au deuxième épaulement, le tout étant plus ou moins noyé dans une traîne qui combine de manière aléatoire ces différents processus.

Parcours de la lumière dans le détecteur

La lumière émise par excitation du milieu scintillant doit ensuite traverser le milieu afin d'être collectée par les photomultiplicateurs. La longueur caractéristique d'absorption étant d'environ trois mètres, une fraction importante des photons sont en mesure d'atteindre les photocathodes des photomultiplicateurs placés sur le pourtour du détecteur. De plus, l'intérieur des secteurs de *TOURNESOL* a été recouvert de peinture réfléchissante afin d'augmenter la quantité de lumière détectée en minimisant les absorptions sur les parois.

Le principe de la localisation repose sur la quantité relative de lumière que reçoit chaque photomultiplicateur. Plus le point d'émission de lumière est proche du photomultiplicateur, plus celui-ci verra de lumière. Au premier ordre, un simple barycentre des quantités de lumières reçues par chaque photomultiplicateur permettra de reconstruire la position de l'émission lumineuse et donc du neutron qui l'a causée.

L'analyse de la répartition de la lumière sur les différents photomultiplicateurs signe donc la position de son émission. Cependant cette relation n'est pas immédiate et doit faire l'objet d'une étude spécifique, effectuée en grande partie par simulation Monte-Carlo.

3.3 Principe de la simulation de *TOURNESOL*

La simulation se veut suffisamment réaliste pour pouvoir être comparée directement à une mesure. Pour cela, elle doit intégrer les processus physiques qui gouvernent le comportement de *TOURNESOL*. Elle se sépare en deux grandes parties : la simulation du parcours du neutron dans le matériau scintillant, puis la collection par les

photomultiplicateurs de la lumière émise. Le code *Denis* englobe complètement ces deux aspects, mais un calcul préalable doit être effectué dans *Soleil* afin de créer une matrice de réponse en lumière du détecteur. Ces deux codes sont des simulations type Monte-Carlo.

La simulation a été utilisée pour différents aspects de la caractérisation et de l'utilisation du détecteur TOURNESOL. Elle a servi tout d'abord à le concevoir, puis a permis de calculer la forme du masque utilisé dans le test décrit en Sous Section 3.6.2. Elle a servi constamment de référence lors de la caractérisation du détecteur et a permis d'en déterminer l'efficacité (Sous Section 3.8.3).

3.3.1 Le programme Soleil : collection de la lumière

Ce code est un programme de simulation Monte-Carlo purement géométrique. Il simule une émission isotrope de photons en un point du milieu scintillant du détecteur et suit leurs trajectoires (rectilignes dans le liquide et réflexions sur les parois) jusqu'à absorption (par le milieu ou une paroi), ou collection par une photocathode. Il enregistre le nombre de photons ayant atteint chacun des 16 photomultiplicateurs ce qui représente, à une constante près, la quantité de charge reçue par chaque photomultiplicateur associée à une émission de lumière en ce point.

Une bonne statistique¹⁸ nécessite l'envoi d'environ un million de photons par point, calcul qui occupe plus de 6 minutes de temps machine sur les ordinateurs à disposition. C'est pourquoi il n'a pas été utilisé directement pour calculer la lumière émise par un événement donné. Le détecteur a été plus simplement quadrillé par une matrice suffisamment serrée de points dont la carte de réponse (fraction de lumière vue pour chaque photomultiplicateur en chaque point) est ensuite exploitée par le programme *Denis*.

Le déroulement du programme est le suivant :

1. Génération d'un photon au point d'étude doté d'une direction aléatoire.
2. Détermination de la distance au plus proche obstacle (d), qui est comparée avec une loi d'absorption exponentielle dans le liquide ($e^{-\lambda/d}$). Est effectué un tirage aléatoire sur cette statistique ; si le photon est absorbé par le milieu, la routine est interrompue.
3. Si le photon n'a pas été absorbé, trois cas peuvent se présenter :
 - Si l'obstacle est une photocathode, le photon est détecté¹⁹.
 - Si l'obstacle est une paroi non réfléchissante le photon est absorbé.
 - Si l'obstacle est une paroi réfléchissante, tirage sur la probabilité de réflexion C ; si le photon n'est pas absorbé, tirage d'une direction de réflexion aléatoire²⁰ et retour au point 2.

18. Moins de 5% d'erreur sur le résultat.

19. La correction de l'efficacité de conversion est effectuée plus tard avec une valeur de 0,2 photo-électron par photon

20. Des essais avec des modes de réflexion suivant les lois de Descartes ou d'autres modes ont aussi été effectués, c'est le choix d'une réflexion aléatoire (surface dotée d'une micro-structure) qui se révèle le plus adéquat.

3.3.2 Le programme Denis : Suivi des neutrons dans la matière scintillante

Principe

Le parcours d'un neutron dans la matière est relativement complexe (voir Section 3.2.1). Il est fait de chocs élastiques contre les noyaux des atomes du milieu et de réactions nucléaires avec ces mêmes noyaux. Lorsque le neutron est à haute énergie, le programme suit pas à pas la trajectoire du neutron en utilisant des tables de sections efficaces pour déterminer à chaque fois une interaction aléatoire pondérée par ces sections efficaces. Les interactions que le programme doit prendre en compte sont les chocs élastiques contre les noyaux de carbone ou d'hydrogène. Il faut aussi ajouter un certain nombre d'interactions inélastiques, comme la capture et l'excitation des noyaux qui peuvent survenir au cours du choc. Une fois le neutron ralenti jusqu'à thermalisation, il a perdu la totalité de son énergie cinétique dans le matériau et le programme est interrompu. Il est toutefois possible de poursuivre le traitement de la capture par le Gadolinium tel qu'exploité dans le détecteur *ORION* (décrit en Sous Section 1.4.1).

Principales routines et fonctionnalités

Le programme *Denis* possède deux modes de fonctionnement. Dans le plus simple, il simule le parcours de neutrons au travers d'un milieu matériel sans propriété de détecteur. Cela sert à calculer le passage du neutron à travers les divers masques de paraffine qui ont été mis en place pour collimater le faisceau (voir Sous Section 3.6.2), ou d'autres obstacles (utilisé en Section 3.9). Dans son second mode de fonctionnement, il calcule la trajectoire d'un neutron dans le milieu scintillant de *TOURNESOL*, et détermine la réponse des photomultiplicateurs en utilisant la matrice calculée par *Soleil*.

Le déroulement du programme est le suivant :

1. Génération d'un neutron avec les caractéristiques souhaitées (vecteur impulsion, position de départ).
2. Calcul d'une distance d'interaction dans le milieu et de la voie de réaction prise en fonction des tables de sections efficaces et des concentrations en différents éléments du matériau²¹.
3. Suivi du neutron sur une trajectoire rectiligne en dehors et à l'intérieur des détecteurs jusqu'à ce qu'il s'échappe (retour au 1) ou atteigne la distance d'interaction.
4. Traitement de l'interaction, et éventuellement de la scintillation du milieu ainsi que de la collection de la lumière par les photomultiplicateurs.
5. Si le neutron est absorbé dans l'interaction, retour en 1, sinon en 2.

21. Le programme ne sait pas traiter dans une même simulation des objets constitués de matériaux différents.

3.3.3 Quelques résultats

Répartition de l'émission de lumière à point d'impact donné

Afin de mieux comprendre et maîtriser les incertitudes expérimentales de reconstruction en position liées à la diffusion du neutron dans le milieu scintillant, nous avons effectué une simulation du processus. En Figure 3.3, se trouve le résultat d'une simulation dans laquelle un faisceau de neutrons monocinétiques entre en un point du détecteur. La trajectoire des neutrons est simulée ainsi que l'émission de lumière qu'ils créent. Sur la figure est représenté le barycentre de la lumière créée²² pour chaque neutron simulé. Leur dispersion donne une bonne idée de l'élargissement expérimental qu'apporte cette diffusion.

Cet élargissement observé est important (RMS de 4,2 cm, soit une largeur à mi-hauteur équivalente de 10 cm), il reste cependant dans une limite compatible avec la résolution attendue pour le détecteur (une largeur à mi-hauteur attendu entre 5 et 10 cm) mais peut devenir le facteur principal d'incertitude. Toutefois, nous remarquons que la forme de la distribution n'est pas gaussienne et comporte en fait un pic de largeur faible associé à une traîne très étendue. Les événements 'atypiques' qui distribuent de la lumière très loin de leur point d'impact doivent laisser une trace en lumière particulière, et probablement entraîner des anomalies dans la cohérence de la réponse en temps avec la localisation reconstruite. Quoique ce n'ait pas été fait dans cette expérience, il est sans doute possible de détecter ces événements comme invalides et de les rejeter, même si remonter à la position d'impact est impossible.

3.4 TOURNESOL, présentation physique

TOURNESOL a été construit avec une géométrie similaire à celle d'un secteur d'ORION, c'est donc un cylindre de 2 m de diamètre et de 50 cm d'épaisseur (schéma Figure 3.4). Il a été divisé en deux secteurs optiquement séparés remplis de liquide scintillant sensible aux neutrons rapides, chaque secteur étant entouré de seize photomultiplicateurs. La division en deux secteurs distincts permet de détecter et de caractériser simultanément deux neutrons différents dans la mesure où chacun d'eux n'interagit que dans une seule portion du détecteur et que la quantité de lumière déposée soit suffisante, ce qui arrive cependant avec une assez faible probabilité (1,4%, voir Sous Section 3.8.4). Dans ce cas, un neutron est caractérisé par la lumière reçue par le secteur avant et l'autre par la lumière collectée dans le secteur arrière. Cette spécificité du détecteur est particulièrement utile à l'étude des noyaux à halo de neutrons composés de deux neutrons tels que le ^6He [PER97].

Une question à laquelle la simulation n'a pu répondre de manière claire a été de savoir s'il valait mieux peindre les surfaces des dièdres du détecteur afin de les rendre réfléchissantes ou les laisser non réfléchissantes. En effet, une surface réfléchissante augmente l'efficacité du détecteur et ainsi, a priori sa résolution, en offrant plus de lumière aux photomultiplicateurs, ce qui augmente le rapport signal sur bruit. Cependant dans

22. Le barycentre prends comme poids l'intensité lumineuse créée en chaque point d'interaction du neutron avec le milieu scintillant.

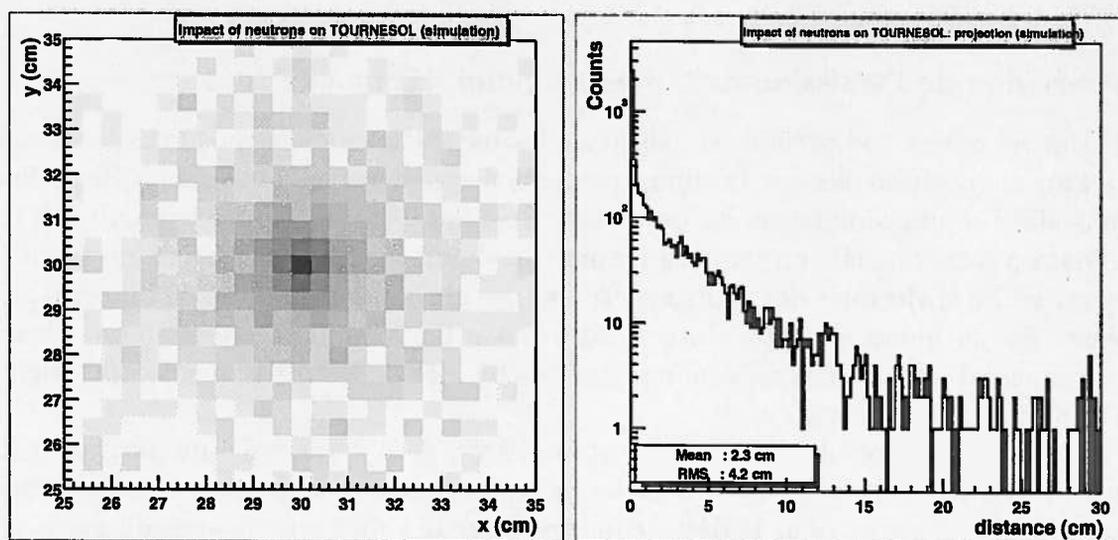


FIG. 3.3 – Dispersion de la lumière produite par un faisceau de neutrons de 50 MeV interceptant le détecteur en un point (simulation).

La simulation permet de prédire l'élargissement de la distribution de lumière dû aux chocs multiples qu'effectue le neutron dans le détecteur. Les spectres présentés ici affichent le barycentre de lumière créée par interaction des neutrons dans le détecteur. Il apparaît qu'un grand nombre de neutrons libèrent toute leur lumière au point d'impact (30,30) (pris comme origine des distance), probablement en une seule interaction dans l'épaisseur du secteur. Cependant, un nombre certain d'entre eux effectuent une série de chocs qui les amènent à libérer leur énergie assez loin du point d'impact.

le même temps ces réflexions peuvent réduire la capacité du détecteur à localiser une source de lumière en dispersant l'information dans le volume de détection. Surtout elles augmentent la part de réflexions multiples dans le signal et donc peuvent dégrader la qualité de la réponse en temps déclenchée par des signaux issus de réflexions. C'est pourquoi l'un des deux secteurs de TOURNESOL a été totalement peint tandis que l'autre ne l'a été que partiellement. L'expérience permet de conclure, après coup, que le gain en luminosité (un facteur deux) obtenu par la peinture compense largement les autres inconvénients dans notre gamme d'énergie où le seuil de détection est un facteur critique.

L'accent a été mis sur la résolution en position du détecteur en dotant celui-ci de 16 photomultiplicateurs par secteur au lieu de seulement 6 pour un secteur d'ORION. Cette meilleure localisation permet aussi d'améliorer la résolution pour les mesures de temps de vol, car les corrections dues aux distances de transit de la lumière dans le détecteur peuvent être mieux prises en compte.

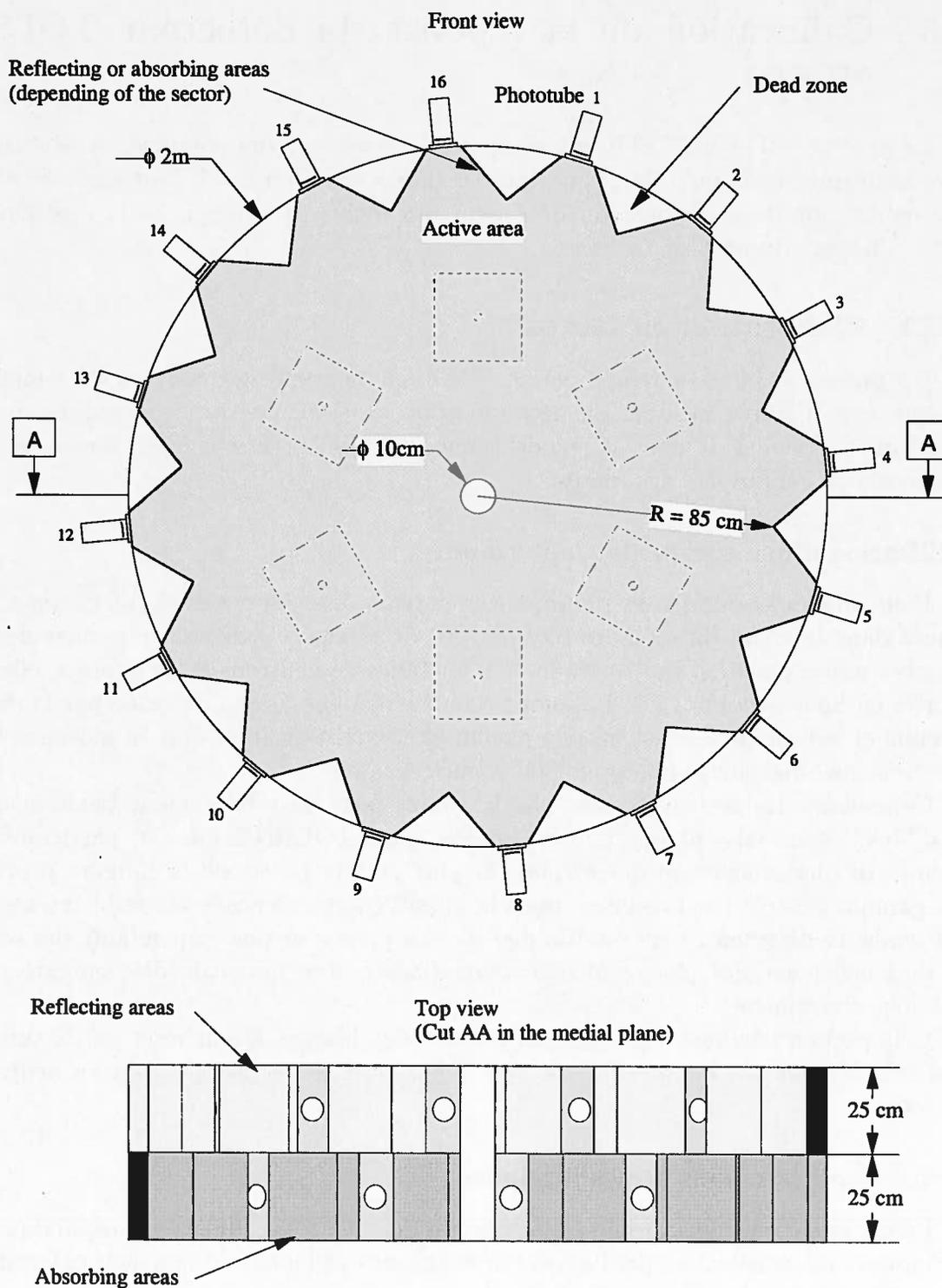


FIG. 3.4 - Vues du détecteur TOURNESOL.

Sur cette représentation d'un secteur de TOURNESOL, on note la présence des 16 photomultiplicateurs ainsi que des dièdres disposés en périphérie du détecteur. Le second secteur est semblable au premier mais tourné d'un angle de $\frac{2\pi}{32}$ rad par rapport à celui-ci. De plus le second secteur a été peint sur les faces des dièdres alors que le premier ne l'a pas été.

3.5 Calibration de la réponse du détecteur *TOURNESOL*

Le détecteur *TOURNESOL* est composé de deux secteurs comportant chacun 16 photomultiplicateurs qu'il faut équilibrer en charge et en temps. Il faut aussi effectuer une calibration de la réponse du détecteur afin d'obtenir l'énergie et la position du point d'impact du neutron incident.

3.5.1 Calibration en temps

Un pulseur calibré en temps permet d'obtenir la pente des codeurs de temps de chaque voie d'entrée utilisée. La détermination de cette pente ne pose donc aucun problème particulier, il n'en est pas de même pour les opérations d'alignement relatif et de calibration absolue des temps.

Utilisation d'une source de Californium

Pour aligner en temps les photomultiplicateurs, une source de Californium a été placée dans le creux du cylindre intérieur du détecteur. Cette source permet de déclencher une acquisition lors d'une fission émettrice de neutrons et de gamma, elle est décrite en Sous Section 2.1.4. Le temps écoulé entre une fission détectée par la diode silicium et le flash de lumière mesuré par un photomultiplicateur doit en moyenne être constant quel que soit le photomultiplicateur considéré.

Cependant, les neutrons créés par la source sont de relativement basse énergie (2,1 MeV) et ne laissent que peu de lumière dans *TOURNESOL* (en particulier en raison des phénomènes de quenching), la plus grande partie de la lumière provient des gamma générés par la source, mais là aussi l'énergie déposée est faible en regard des seuils du détecteur. Ceci rend la mesure peu précise et plus dépendante des seuils de déclenchement des photomultiplicateurs (même avec usage de discriminateurs à fractions constantes).

Cela permet néanmoins de faire un premier équilibrage, à améliorer par la suite si l'on veut obtenir une bonne résolution en temps, et donc en énergie pour les neutrons détectés.

Utilisation des muons atmosphériques

La décision de recourir à une exposition du détecteur aux muons atmosphériques a été motivée essentiellement par l'apport de ces mesures à l'amélioration de la calibration en position. Cependant, les résultats de mesures en temps ont pu être aussi mis à profit pour améliorer la qualité de l'alignement obtenu à l'aide de la source de Californium.

Il est possible d'équilibrer en temps les réponses des photomultiplicateurs dans ces conditions en utilisant les propriétés de symétrie du détecteur qui rendent équivalentes certaines positions placées sur les axes de symétrie. Par exemple, si on effectue seize mesures à un rayon donné en chargeant le photomultiplicateur auquel le scintillateur de

déclenchement fait face, on obtient des spectres en temps qui doivent être équivalents à une permutation près.

Toutefois, certaines caractéristiques de l'électronique ont dû être modifiées lors de l'utilisation du détecteur sous faisceau et des incertitudes de l'ordre de 2 à 3 ns étaient encore présentes après ces mesures.

Ajustement à partir des données de l'expérience

Finalement, les valeurs d'ajustement obtenues à partir des données prises hors lignes pour l'équilibrage des temps des photomultiplicateurs se sont avérées être insuffisamment précises.

Nous avons donc eu recours aux données enregistrées lors de l'expérience elle-même. Pour cela, un ajustement a été effectué sur une sélection d'événements assez lâche afin de ne pas introduire de biais au cas où, par exemple, le faisceau ne soit pas bien centré et permettant de disposer d'une statistique importante. Bien que non identifiés, ces événements doivent être distribués de manière équivalente sur chacun des photomultiplicateurs. Ce qui a permis d'aligner correctement les temps des photomultiplicateurs.

La Figure 3.5 illustre de manière qualitative les calages en temps des seize voies de détection du secteur avant. Elle représente la distribution sur le plan du détecteur des impacts de neutrons à chaque fois que l'un des seize photomultiplicateurs est le premier touché. Cette compétition entre les déclenchements est très sensible aux calages relatifs (inférieur à la nanoseconde). Au moindre décalage de temps entre deux photomultiplicateurs adjacents, l'un récupère toute la statistique aux dépens de l'autre parce qu'il arrive toujours légèrement en avance. La régularité des seize figures démontre la qualité de l'alignement. De plus, nous constatons que les impacts reconstruits sont situés proche du photomultiplicateur ayant déclenché en premier. Nous avons là une validation directe de la méthode de reconstruction qui ne fait appel qu'aux données en charge, et qui se trouve être cohérente avec les données en temps.

Il faut toutefois noter que la qualité des données du second secteur situé derrière le premier est moindre, et que l'ajustement n'a pu y être effectué de manière aussi précise.

Référence absolue en temps

La référence absolue en temps par rapport à la réaction sur la cible est nécessaire à l'obtention d'un temps de vol entre la cible et le détecteur afin d'obtenir l'énergie cinétique du neutron incident.

Pour ce faire, nous avons utilisé les trois différentes positions (234, 304,5 et 450 cm) que le détecteur a occupées au cours de l'expérience. À partir de deux points de mesures, nous pouvons déterminer une pente (et donc la vitesse des projectiles), ce qui nous permet de calculer le temps auquel la réaction a eu lieu sur la cible, c'est à dire de déterminer le temps zéro. Le temps de référence utilisé est la fréquence cyclotron, les paquets de particules étant fournis dans la salle d'expérience avec un intervalle de temps stable par rapport à cette référence.

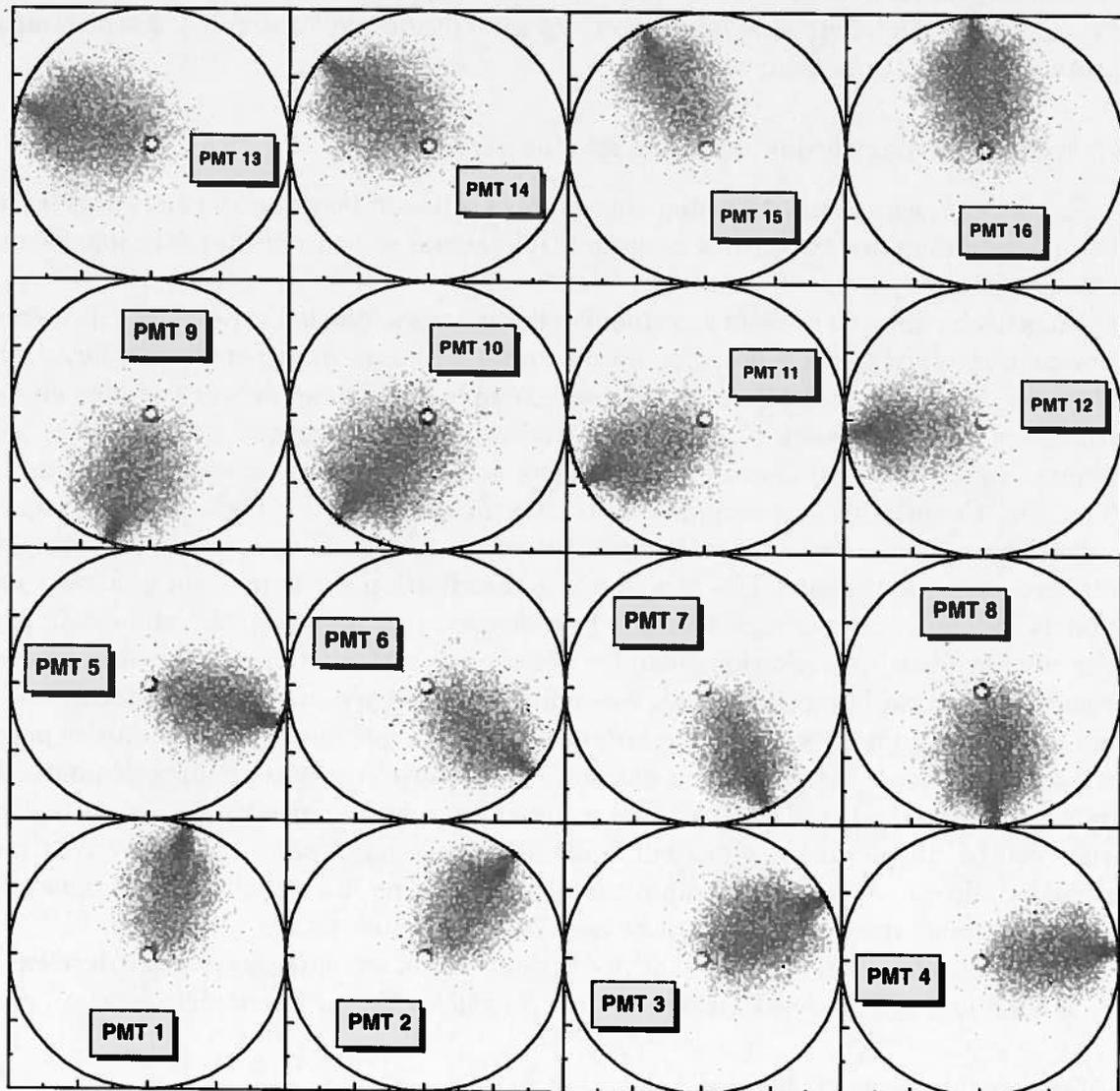


FIG. 3.5 – Position de l'impact reconstruit sur *TOURNESOL* pour chaque voie de déclenchement.

Chaque figure contient la position des impacts reconstruits associés au photomultiplicateur donnant le temps de l'événement (photomultiplicateur le plus rapide). On constate un excellent accord entre ces deux grandeurs, ce qui confirme le bon fonctionnement de *TOURNESOL* sous faisceau : la position de l'impact dépend uniquement de la charge collectée dans les photomultiplicateurs, et n'est pas liée au temps. Le fait que les temps courts soient associés à des événements proches du photomultiplicateur sont une indication de la validité des algorithmes de reconstruction en position utilisés.

Il faut noter que si le réglage est identique lors du basculement de ^{11}Be à ^{10}Be comme faisceau du fait de leurs vitesses identiques, il a dû être refait pour le faisceau de noyaux ^6He .

3.5.2 Équilibrage en charge des photomultiplicateurs

La détermination des piédestaux de la réponse de chaque photomultiplicateur est aisée à faire étant donné la grande statistique dont on dispose sur chacun d'eux. L'ajustement des pentes est réalisé grossièrement hors ligne par utilisation d'une source de gamma placée au centre du détecteur, ceci servant à ajuster les gains des amplificateurs. La calibration matérielle finale a été réalisée sur les données sous rayonnement cosmique et s'est révélée suffisante pour les expériences sous faisceau. Un équilibrage logiciel est ensuite effectuée directement sur les données physique en utilisant l'invariance par rotation de la géométrie utilisée.

3.6 Tests avec des neutrons produits sous faisceau

Une fois le détecteur *TOURNESOL* construit, deux tests sous faisceau avec des neutrons ont été réalisés afin de valider les performances du détecteur et d'éventuellement mettre en évidence des problèmes non soupçonnés. Ces tests, qui avaient l'avantage d'être réalisés en neutrons, n'ont pas permis d'apporter de réponses très quantitatives et ont dû être complétés par des tests sous rayonnement cosmique autorisant des mesures plus sélectives.

3.6.1 Fonctionnement - Novembre 1997

Le détecteur a été placé derrière une cible interceptant un faisceau de ${}^6\text{He}$. Les neutrons résultant de la cassure de l'hélium pouvaient ainsi venir interagir avec *TOURNESOL*. Ce premier test a permis de valider l'électronique d'acquisition du détecteur et d'effectuer une calibration de ses photomultiplicateurs.

La réponse en temps du détecteur a pu être estimée. Bien que ne disposant pas de la position d'impact réelle des neutrons, la distribution reconstruite par un algorithme simple permettait de mettre en évidence les capacités de localisation du détecteur, même si certaines irrégularités subsistaient, voir le résultat en Figure 3.6.

Le détecteur s'est comporté de manière satisfaisante au cours de ce test. Mais les mesures ne peuvent être que qualitatives : nous ignorons les caractéristiques précises du faisceau de neutrons incidents en position et en énergie. Nous en avons seulement une idée générale qui nous permettait de vérifier que le détecteur ne présentait pas de gros défaut, en particulier en vérifiant la bonne symétrie axiale de la distribution angulaire et l'énergie moyenne des neutrons mesurés.

3.6.2 Test de la localisation - Décembre 1998

Afin de mieux connaître la réponse du détecteur *TOURNESOL* en position et en particulier de caractériser sa résolution, une seconde expérience sous faisceau a été réalisée. Nous avons conçu puis fabriqué un collimateur chargé d'arrêter les neutrons émis dans une cible sur toute sa surface excepté en quelques points bien localisés. Le collimateur a été réalisé en paraffine (2 tonnes de paraffine ont été nécessaires), élément riche en hydrogène et donc excellent modérateur de neutrons. Un grand nombre de simulations ont précédé la réalisation finale du dispositif. Nous avons pu constater que collimater correctement des neutrons de quelques dizaines de MeV était une opération délicate.

Un faisceau secondaire de ${}^{11}\text{Be}$ à 37 MeV/A a été produit par la machine et envoyé sur une cible épaisse de plomb qui arrête totalement le faisceau en son sein. Les neutrons produits en abondance lors des interactions des noyaux de ${}^{11}\text{Be}$ avec les noyaux de la cible passent tout d'abord au travers de l'épais collimateur qui n'est transparent que dans des directions bien précises (voir schéma en Figure 3.7).

Ce dispositif devait permettre d'étudier la réponse du détecteur en fonction de la position d'impact du neutron. Il devait aussi permettre d'estimer une résolution expérimentale à partir de la largeur des distributions de neutrons simulés. Cependant t

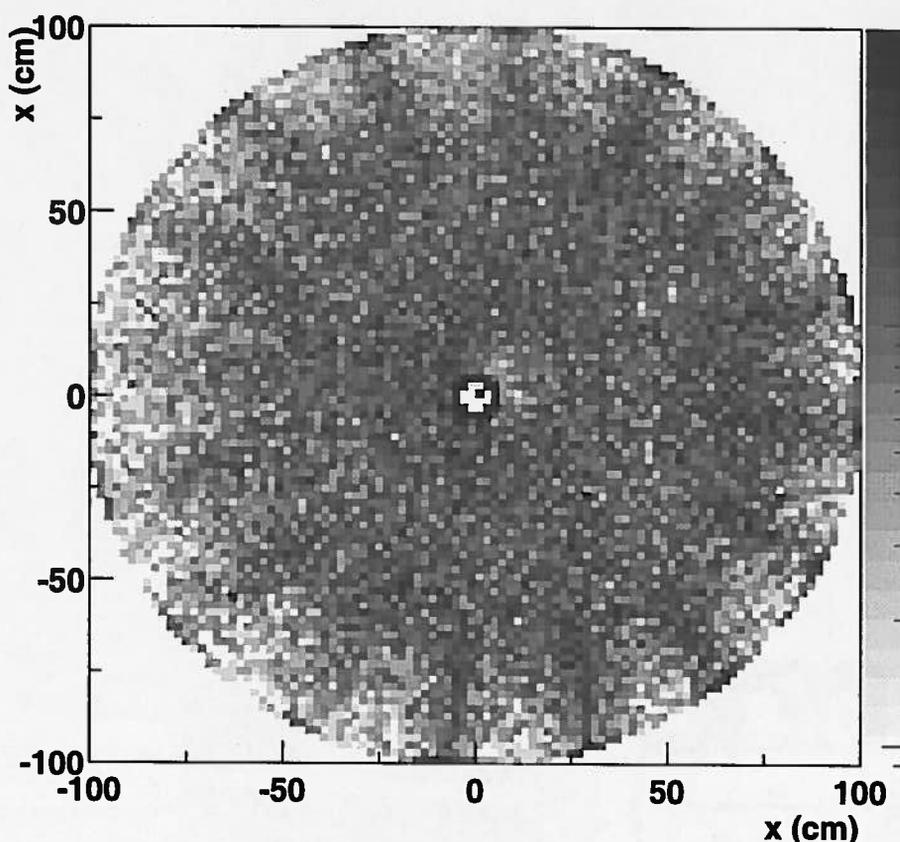


FIG. 3.6 – Premiers résultats de l'exposition de *TOURNESOL* à un faisceau de neutron : le tournesol !

La position des impacts reconstruits dessine la surface du détecteur, moins les dièdres, ce qui donne cet aspect de « fleur » au graphique. On peut constater que le détecteur est encore assez mal calibré et équilibré (décalage du motif sur la droite).

l'insuffisance de statistique que nous avons obtenue ne nous a pas permis d'obtenir une caractérisation quantitative du dispositif. Initialement, le collimateur avait été conçu pour être aligné sur l'axe du faisceau. Mais, toujours pour des raisons de taux de comptage, il a dû être désaxé de manière improvisée afin de permettre l'utilisation du trou central (initialement sur l'axe faisceau) comme orifice collimaté de grand diamètre.

La comparaison entre la simulation (Figure 3.9) et le résultat expérimental (Figure 3.8) permet de noter les similitudes et les limites de l'expérience. En dépit du soin apporté à la réalisation du masque et à son positionnement les figures ne sont pas totalement superposables, un décalage de quelques millimètres des axes des orifices suffisant à les mettre hors de la vue directe de la cible.

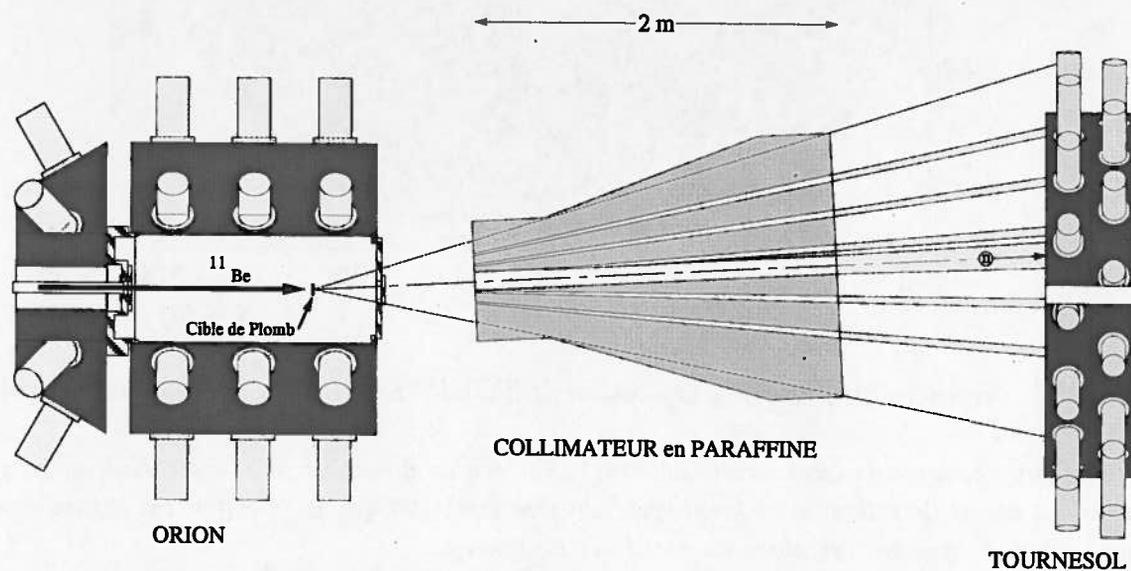


FIG. 3.7 – *Test de TOURNESOL derrière un collimateur de neutrons.*
Le détecteur TOURNESOL n'est arrosé directement par des neutrons qu'au travers d'orifices pratiqués dans le collimateur placé au centre de la figure, entre la cible et le détecteur.

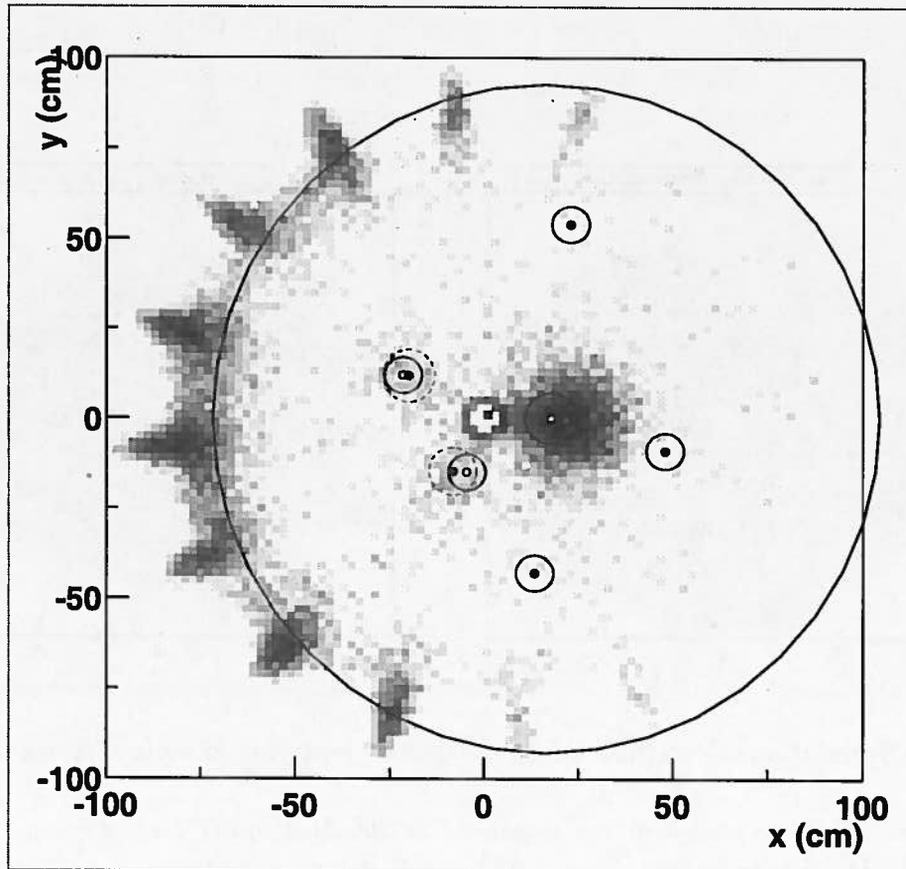


FIG. 3.8 – Exposition du détecteur *TOURNESOL* à un faisceau de neutrons placé derrière un masque.

Le grand cercle en surimpression représente la taille du cône d'ombre projeté par le masque sur le détecteur. On remarque que la partie gauche est sous vision directe de la cible, et donc soumise à un bombardement notable de neutrons. Les petits cercles en ligne continue dispersés dans la figure repèrent la projection sur le détecteur des trous ouverts dans le masque. Les petits cercles en lignes pointillées indiquent la position reconstruite pour la tache (ajustement gaussien). Il est facile d'associer la réponse du détecteur à certaines de ces ouvertures (notons la plus grande tache vers le centre), pour d'autres ouvertures l'association est difficile voire impossible. Les décalages existants sont dus à une calibration imparfaite du détecteur lors des tests.

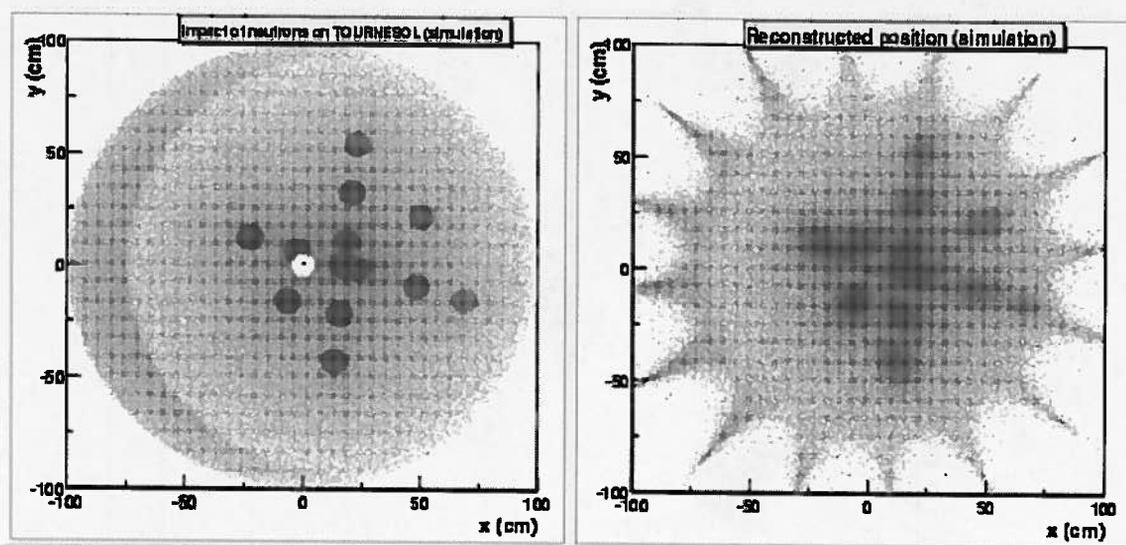


FIG. 3.9 – Simulations de l'efficacité du masque de paraffine et de la réponse de *TOURNESOL*.

Les neutrons incidents possèdent une impulsion de $266 \text{ MeV}/c$ (37 MeV d'énergie cinétique) sur l'axe du faisceau augmenté d'une impulsion de direction aléatoire et à dispersion gaussienne ($\sigma = 46 \text{ MeV}/c$) dans leur centre de masse. La figure de gauche présente la densité de neutrons arrivant sur le détecteur après avoir placé le collimateur derrière la cible. Tous les trous du collimateur sont ouverts dans cette simulation. Il est intéressant de noter que le masque n'est pas totalement opaque, le rapport entre le signal et le fond est d'environ 20. La figure de droite montre une reconstruction de la position des impacts à partir des données simulées dans la figure de gauche. On notera que l'algorithme de reconstruction est légèrement différent de celui finalement utilisé pour les données de l'expérience en ce qu'il traite mal les très petits et très grands rayons.

3.7 Tests sous cosmiques

Cette partie est essentiellement issue des mesures et simulations effectuées par Alain Peghaire sur le détecteur TOURNESOL et à l'aide du programme *Denis*.

3.7.1 Méthode

La lumière émise par le liquide scintillant de TOURNESOL suit une trajectoire complexe à l'intérieur du volume du détecteur avant d'être interceptée par les photomultiplicateurs et ceci est une des principales inconnues à résoudre pour caractériser le détecteur. Afin de mieux comprendre cette diffusion, il est utile de pouvoir étudier la réponse du détecteur à une excitation très localisée, ce que nous pouvons faire avec des muons atmosphériques.

Les muons atmosphériques sont produits par le flux de rayonnement cosmique qui arrive de l'espace en permanence. Leur origine et leurs caractéristiques ne sont pas toujours déterminées, mais ce qui nous intéresse ici est seulement de savoir que les muons sont émis à une énergie suffisante pour que le dépôt d'énergie dans le détecteur soit au minimum d'ionisation. Le muon traverse donc le détecteur TOURNESOL de part en part déposant une quantité constante d'énergie par unité de longueur d'environ 2 MeV/cm.

Le passage d'un muon au travers du détecteur produit beaucoup de lumière comparativement aux neutrons typiques que TOURNESOL est amené à détecter, en particulier parce que la lumière libérée par un neutron est souvent beaucoup plus faible que le maximum possible (voir par exemple la Figure 3.21). Cette lumière plus élevée, ainsi que la répartition spatiale de la lumière produite (une ligne continue pour les muons, une succession de points discontinus en neutrons) peuvent influencer sur la forme de la réponse.

Il est aussi relativement aisé de savoir par où est passé un muon donné, car en tant que particule chargée, il dépose une énergie mesurable dans la plupart des détecteurs couramment utilisés en physique nucléaire, tel qu'un scintillateur plastique. En contraignant le déclenchement de l'acquisition sur la coïncidence entre deux scintillateurs plastiques placés de part et d'autre du détecteur, on impose la trajectoire du muon étudié avec une bonne précision. Deux jeux de scintillateurs ont été utilisés, un de section $5 \times 5 \text{ cm}^2$ et l'autre de $10 \times 14 \text{ cm}^2$. Cependant la direction privilégiée des rayons cosmiques est à l'azimut terrestre et il n'y en a pratiquement aucun à l'horizontale. C'est pourquoi il faut coucher le détecteur TOURNESOL comme indiqué sur la Figure 3.10 pour exploiter ce rayonnement. Malheureusement, le détecteur a été conçu pour être utilisé en position verticale, et le coucher est une opération très délicate d'autant que le liquide scintillant qui emplit le détecteur (pseudocumène) est un liquide dangereux, inflammable et cancérigène qu'il faut éviter de répandre. Cette opération n'a été effectuée qu'une seule fois et un seul secteur du détecteur a pu être caractérisé, l'autre n'ayant pu être rempli de liquide en raison de la position inadéquate des orifices d'accès.

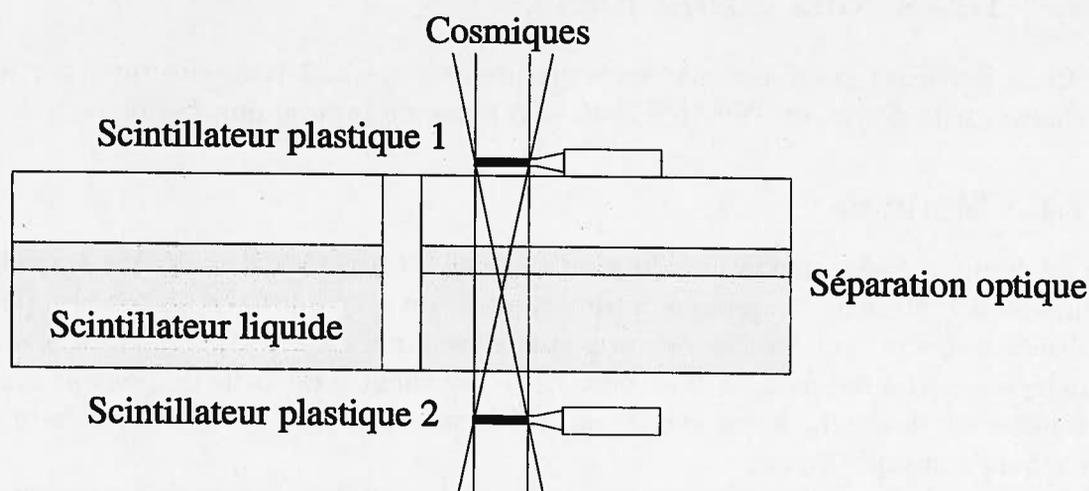


FIG. 3.10 – *Expérience sous muons atmosphériques.*

La géométrie et la localisation des deux scintillateurs plastiques conditionne la trajectoire des muons qui déclencheront l'acquisition. Le détecteur représenté sur cette figure est *TOURNESOL* (reconnaisable à son séparateur optique). Le même type de mesure avait aussi été réalisé avec le secteur A d'*ORION* [LIE98].

3.7.2 Répartition de la charge sur les photomultiplicateurs

La caractérisation repose à la fois sur les résultats des mesures en rayons cosmiques et sur les valeurs obtenues en simulations qui leur sont confrontées. Sur la Figure 3.11 est représenté le rapport du nombre de photons vus par chaque photomultiplicateur (Q_i) sur le nombre total de photons détectés (Q_{tot}), à la fois pour la simulation (cercles joints par une ligne pointillée) et pour les données expérimentales sous cosmiques (rectangles). On peut constater que les données expérimentales se superposent très bien avec les points simulés, et ce pour toutes les positions testées.

La résolution expérimentale en position du détecteur peut être déterminée avec les mesures sur les scintillateurs plastiques (Figure 3.12). En ce qui concerne les rayons, nous constatons que la largeur à mi-hauteur du signal est comparable à la largeur effective des scintillateurs de 14 cm, ce qui signifie que la résolution de *TOURNESOL* est inférieure à cette grandeur. Pour les petits scintillateurs, une nette différence est observable. Une simple déconvolution quadratique nous donne une résolution de 7 cm sur la périphérie et 10 cm au centre du détecteur. Pour ce qui est de la résolution angulaire, des constatations similaires peuvent être faites, et nous trouvons une résolution meilleure que 5° sur la périphérie, de l'ordre de 10° à mi-rayon, et meilleure que 20° près du cercle intérieur du détecteur de 5 cm de rayon.

Sur la Figure 3.13 nous pouvons voir la variation de la charge totale détectée (Q_{tot}) par l'ensemble des photomultiplicateurs en fonction de la position du point source. Jusqu'à un rayon de 80 cm, la charge collectée ne dépend pas de la position angulaire de la source. La forme des courbes est très semblable, que l'on considère un détecteur aux dièdres réfléchissants ou non. Par contre, on constate que la quantité de lumière

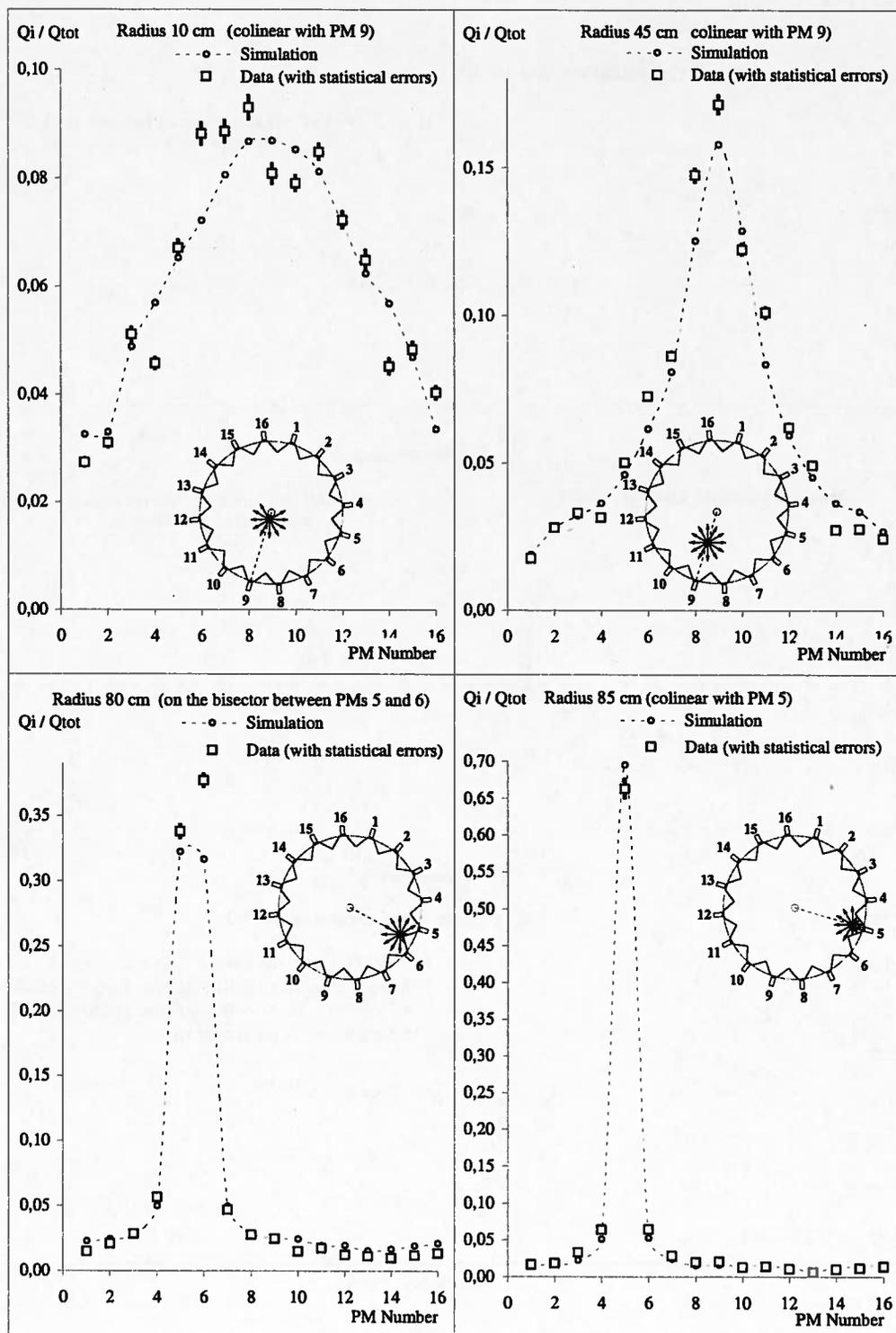


FIG. 3.11 – Répartition en charge pour quatre positions d'impact des muons atmosphériques sur le détecteur TOURNESOL. Comparaison avec la simulation.

Les données expérimentales sont issues des petits scintillateurs plastiques placés en quatre positions différentes schématisées sur les inserts. La simulation a été réalisée avec le programme Soleil.

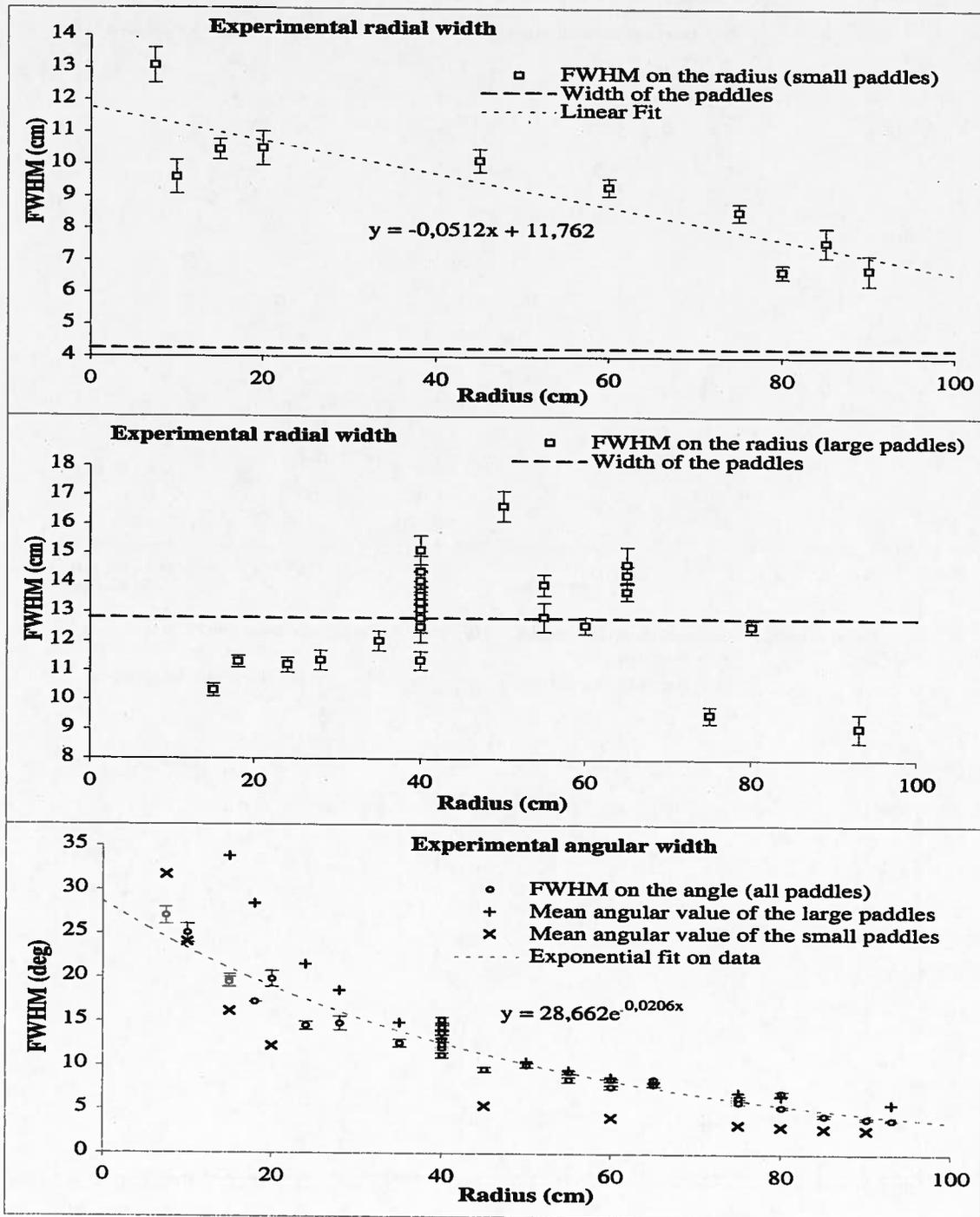


FIG. 3.12 – Détermination de la résolution du détecteur *TOURNESOL* en fonction de la position (angle et rayon).

Les valeurs expérimentales obtenues sous rayonnement cosmique des résolutions en position (non déconvoluées) sont affichées pour différents rayons et angles relatifs aux médianes entre les photomultiplicateurs.

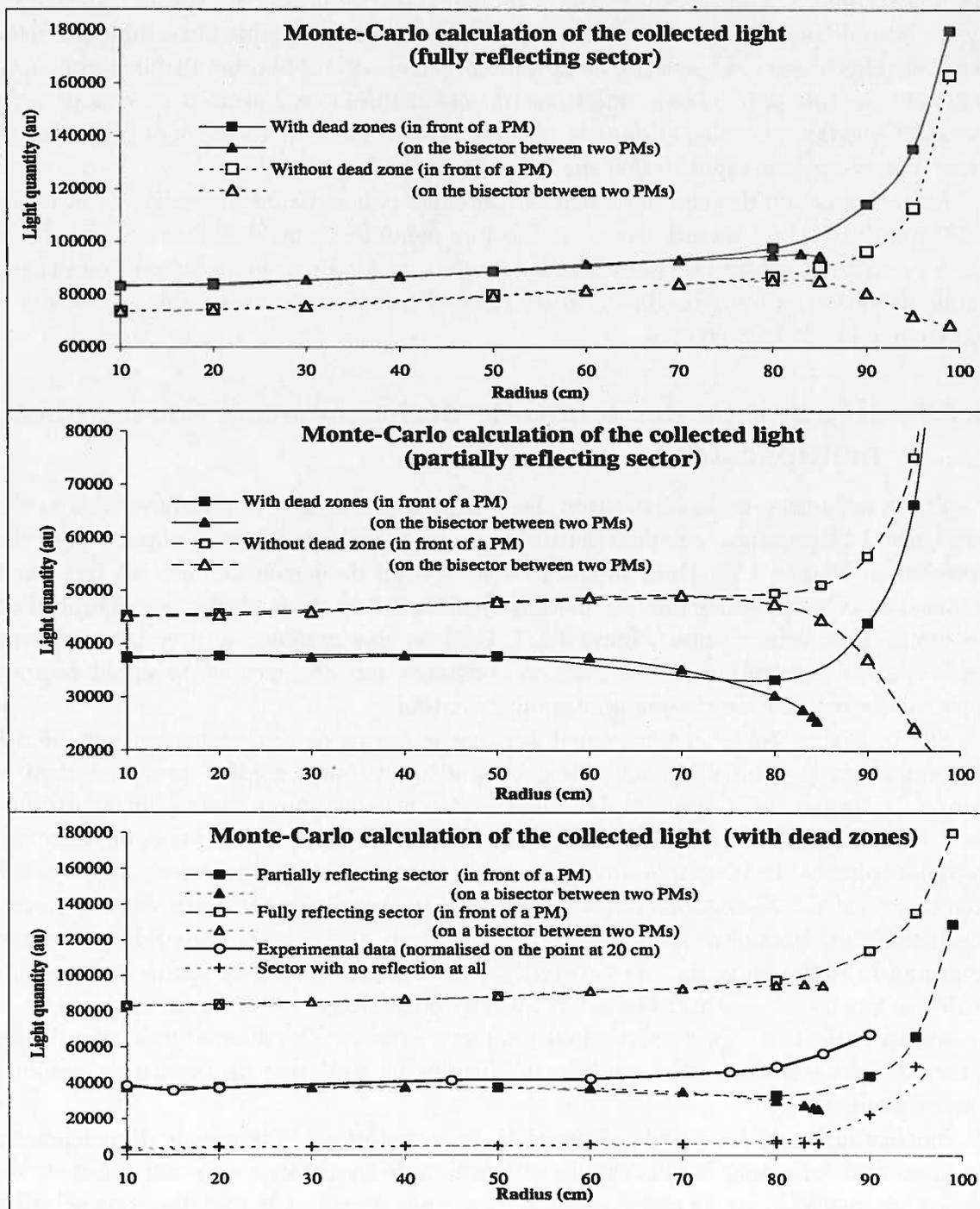


FIG. 3.13 – Variation de la charge totale collectée en fonction de la position de la source de lumière (simulations).

Sur la figure du bas, les données expérimentales sont comparées à la simulation.

collectée est deux fois plus importante dans le cas où les dièdres sont réfléchissants. Il est à noter que (d'après la simulation), moins de 5% de la lumière totale collectée par les photomultiplicateurs provient directement de la source lorsque l'ensemble du détecteur est réfléchissant. L'essentiel de la lumière parvient aux photomultiplicateurs après réflexion sur une paroi. Les simulations ont été réalisées en émettant en chaque point de test 1 000 000 photons, et dans le meilleur des cas (secteur totalement réfléchissant) nous n'en récupérons que 80 000 sur les photocathodes, soit 8%.

La comparaison des simulations à l'expérience (sur le panneau du bas de la Figure 3.13) montre un bon accord avec toutefois une pente légèrement différente. Néanmoins nous pouvons conclure que pour un rayon inférieur à 80 cm, la variation de la charge totale détectée, en fonction du rayon du point d'émission, est très faible, de l'ordre de 0,6% entre les deux extrêmes.

3.7.3 Répartition des temps de déclenchements sur les photomultiplicateurs

En ce qui concerne la répartition des temps mesurés sur les photomultiplicateurs, la Figure 3.14 présente leur distribution pour les mêmes positions d'impact que celles données en Figure 3.11. Dans la simulation, le seuil de déclenchement est fixé par le temps d'arrivée du n -ième photon, n étant ajusté à 250 photons, de manière à reproduire les données expérimentales (Figure 3.15). Ceci est une manière de prendre en compte les seuils des discriminateurs à fraction constante qui déclenchent le signal temps à partir de la réponse de chaque photomultiplicateur.

Sur la Figure 3.14, on peut constater que le temps de déclenchement est lié à la distance entre le point d'impact et le photomultiplicateur considéré, ceci découlant du temps de transit de la lumière dans le liquide entre la source et le photomultiplicateur. Nous pouvons noter que les effets d'ombres créés par le trou central, en masquant la vision directe de la source aux photomultiplicateurs diamétralement opposés à la source, créent des distorsions importantes dans la réponse en temps de ceux-ci (retard important correspondant au temps de la réflexion). Enfin, nous pouvons comprendre pourquoi le signal en charge a été privilégié par rapport au signal temps pour reconstruire sa position : sa variation est beaucoup plus piquée et sa dynamique est aussi beaucoup plus élevée (la résolution en temps ne peut être meilleure que quelques centaines de picosecondes alors que les amplitudes ne sont que de l'ordre de quelques nanosecondes).

Sur la courbe du haut de la Figure 3.16 on a représenté le temps de déclenchement du photomultiplicateur le plus rapide en fonction de sa distance au point d'impact des muons atmosphériques, la référence en temps étant donnée par l'un des deux scintillateurs plastiques. Si les photomultiplicateurs étaient sensibles à l'arrivée des premiers photons en vision directe, la courbe devrait avoir pour pente la vitesse de la lumière dans le milieu ($n = 1,5$ soit $c_{1,5} = 20$ cm/ns), cette courbe est tracée en pointillé sur la figure. Il est intéressant de noter que la courbe expérimentale de vitesse de propagation du signal (vitesse effective) dans le détecteur est supérieure de 20% à la vitesse de la lumière dans le milieu. Nous pouvons expliquer cela par des phénomènes de ré-

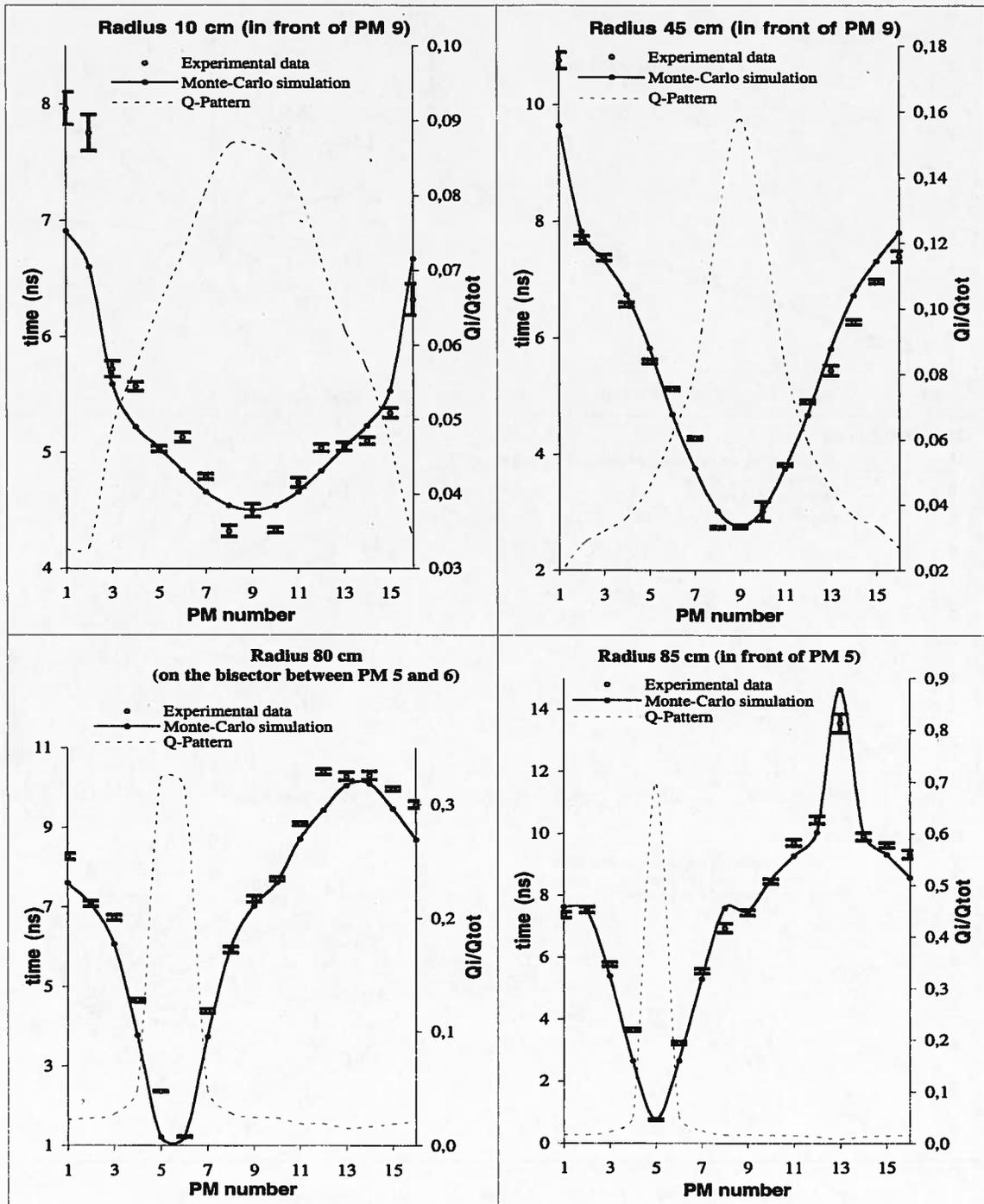


FIG. 3.14 – Répartition en temps pour le détecteur TOURNESOL.

Le temps moyen mesuré par les seize photomultiplicateurs (cercles), et la simulation (en trait plein) pour les mêmes positions que dans la figure 3.11. Pour mémoire a été représenté (en traits pointillés, échelle de droite) la réponse en charge illustrée Figure 3.11.

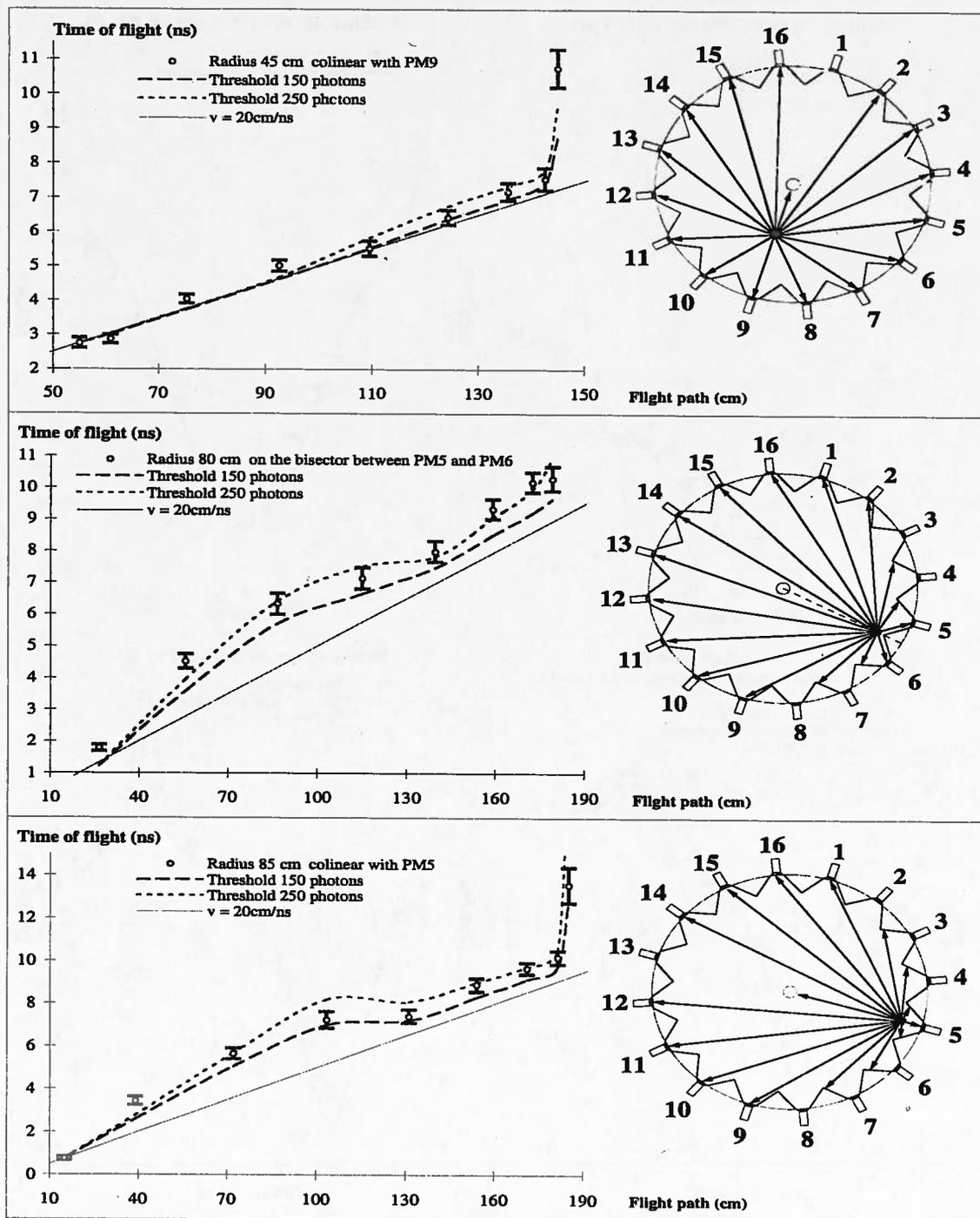


FIG. 3.15 – Ajustement du paramètre de déclenchement des temps pour la simulation. Deux seuils (à 150 ou 250 photons) pour la simulation sont comparés aux données expérimentales. La position illustrée dans le panneau du bas permet de discriminer entre ces deux valeurs et de conclure à la pertinence d'un choix de 250 pour le seuil en photons.

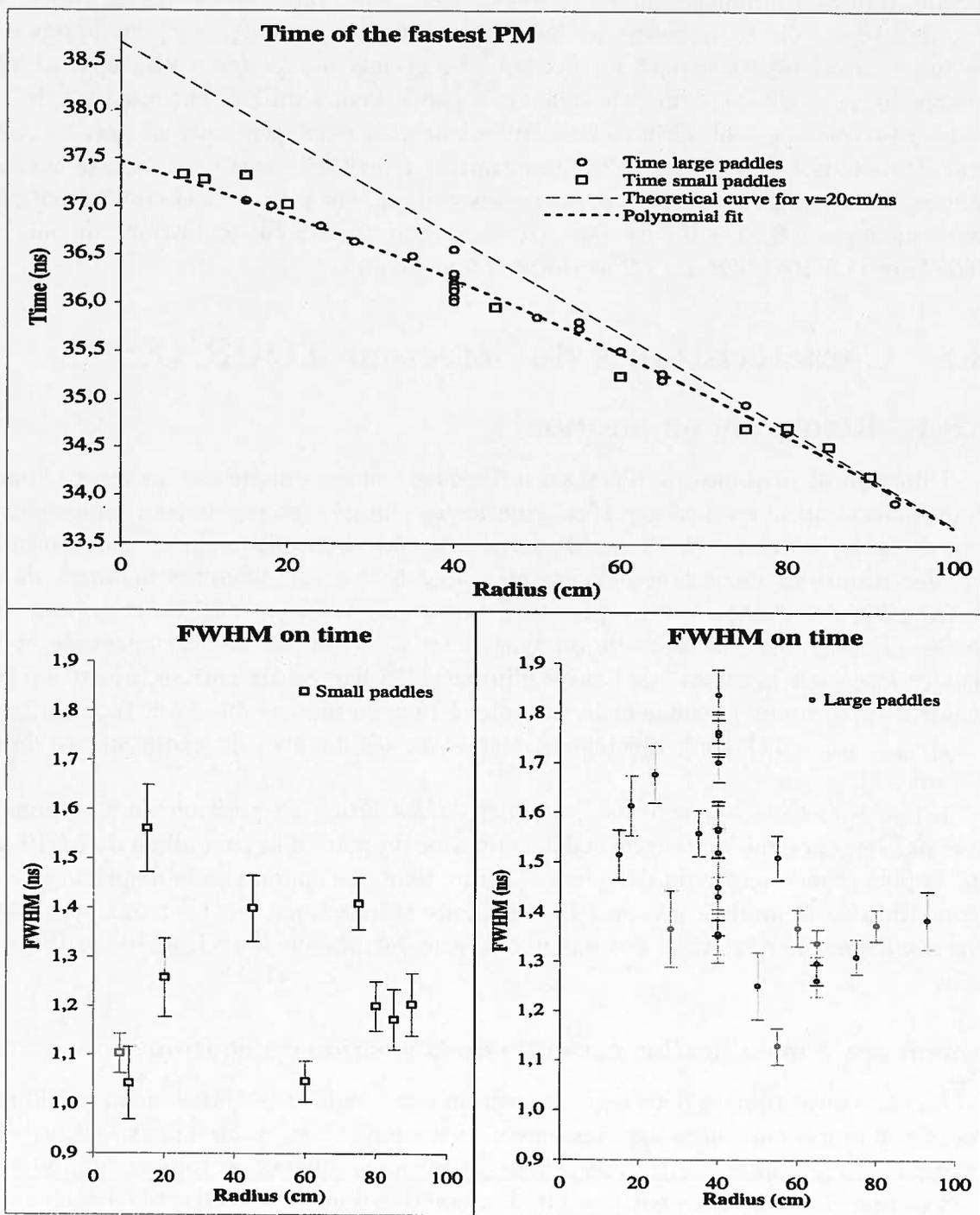


FIG. 3.16 – Résolution en temps du détecteur *TOURNESOL*.

L'effet de la localisation de la source lumineuse sur le temps mesuré (panneau du haut) ainsi que la largeur du signal mesuré (panneaux du bas) permettent d'établir une correction de la dérive en temps en fonction de la position du point d'impact ainsi qu'une valeur de la résolution du détecteur.

flexion du signal lumineux sur les parois du détecteur. Dans les cadres du bas de la Figure 3.16 ont été représentées les largeurs expérimentales obtenues pour la réponse en temps avec respectivement les petits et les grands scintillateurs plastiques. L'ensemble de ces résultats permet de conclure à une largeur à mi-hauteur moyenne de 1,3 et 1,5 ns respectivement. Ceci inclut non seulement la résolution intrinsèque du détecteur TOURNESOL, mais aussi la résolution en temps des plastiques utilisés comme références en temps, ainsi que leur extension spatiale. On a pu évaluer ces fluctuations expérimentales à 0,25 et 0,7 ns respectivement, soit une résolution intrinsèque pour le détecteur TOURNESOL de 1,2 ns (largeur à mi-hauteur).

3.8 Caractéristiques du détecteur TOURNESOL

3.8.1 Résolution en position

Différents algorithmes appliqués sur différentes données ont été testés afin d'obtenir l'information sur la localisation. L'information en charge s'est rapidement imposée face aux données en temps en raison de sa plus grande sensibilité. En ce qui concerne les algorithmes de reconstruction, des méthodes basées sur différents moments de la distribution des charges sur les photomultiplicateurs (moyenne, RMS, etc...) ont été testées. Rapidement, la méthode du barycentre s'est révélée la plus adéquate et la plus précise pour la mesure de l'angle d'impact. Un barycentre corrigé (ajusté sur les mesures en cosmique) a finalement été retenu pour la mesure du rayon ($r_{reconstruit} = 1,25\{r_{barycentre} - 11\}$ [cm], ajustement réalisé sur les données du cadre au bas de la Figure 3.2).

D'après les tests sous rayons cosmiques, la résolution en position est très bonne, avec une largeur à mi-hauteur de la détermination du point d'impact allant de 7 à 10 cm sur la plus grande partie du détecteur. Ceci ne tient pas compte de la dispersion de la répartition de la lumière propre à la trajectoire stochastique des neutrons, qui, dans nos conditions de détection, possède une largeur intrinsèque d'environ 10 cm (Figure 3.3).

Conditions d'identification correctes de la position du neutron

La caractérisation du détecteur en position a été réalisée essentiellement par l'analyse des mesures effectuées sous rayonnement cosmique. Or, comme nous l'avons déjà fait remarquer, la quantité de lumière générée par les cosmiques est importante (50 MeV) comparée à celle que peut produire l'interaction d'un neutron dans le détecteur. Il en résulte que dans les mesures sous rayonnement cosmique, tous²³ les photomultiplicateurs reçoivent une quantité de lumière mesurable (qui passe les seuils de détection). La procédure de reconstruction de la position n'a donc été validée que dans ce cas, et il nous est apparu qu'elle était inapplicable lorsque le nombre de photomultiplicateurs touchés diminuait. Comme nous ne disposons pas de données fiables sous ces conditions, nous avons préféré renoncer à analyser ces événements en localisation pour

23. 16 photomultiplicateurs touchés dans plus de 99% des cas.

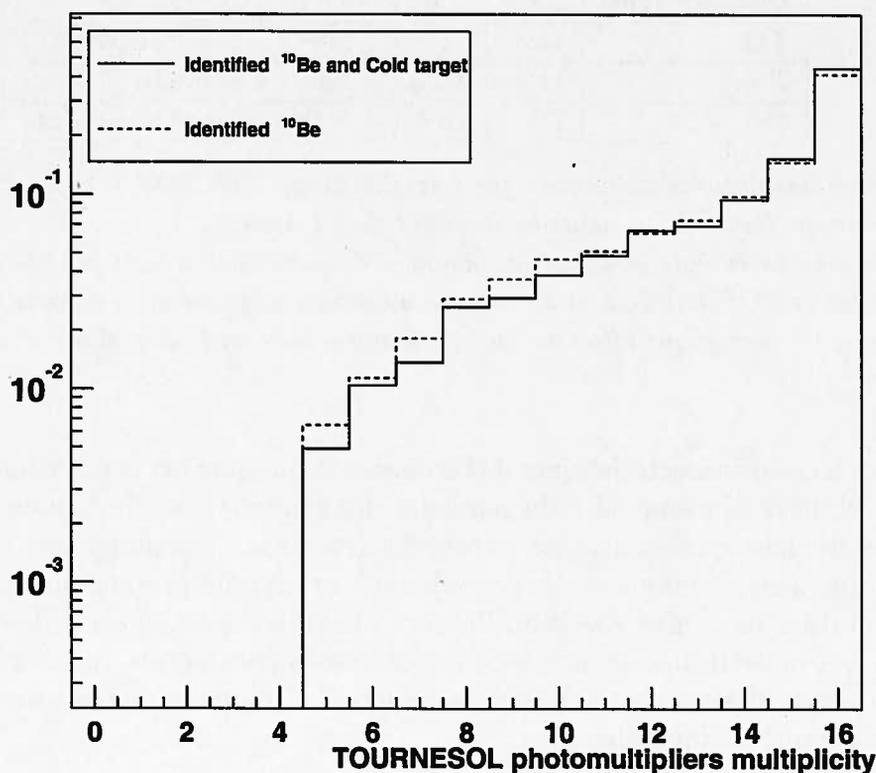


FIG. 3.17 – *Distribution du nombre de photomultiplicateurs ayant passé le seuil de détection en charge.*

Dans tous les cas où un neutron est effectivement détecté dans TOURNESOL la probabilité d'avoir au moins 15 photomultiplicateurs ayant mesuré un signal est supérieure à 50%. La coupure à une valeur de quatre est imposée par câblage dans tous les cas afin de se soustraire du bruit propre des photomultiplicateurs.

nous restreindre aux cas où au moins 15 photomultiplicateurs ont été touchés. Fort heureusement, cette condition se trouve être vérifiée pour une portion importante des événements (de 50%, voir Figure 3.17)

3.8.2 Résolution en Temps

La résolution temporelle du détecteur affecte directement la résolution en impulsion des neutrons détectés qui en est déduite. Nous avons vu un certain nombre de facteurs limitants qu'il nous faudra maintenant quantifier.

Résolution intrinsèque

La résolution temporelle est bornée de manière évidente par les limites des photomultiplicateurs et de l'électronique utilisée. Nous pouvons aussi dans cette catégorie

Distance (cm)	$\Delta t/t$	$\Delta E/E$ (σE)	$\Delta P/P$ (σP)
234	14%	31% (7 MeV)	16% (21 MeV/c)
304	11%	24% (5 MeV)	12% (16 MeV/c)
450	7%	16% (3 MeV)	8% (11 MeV/c)

TAB. 3.3 – Résolutions attendues pour le détecteur *TOURNESOL* à différentes distances pour un faisceau de neutron incident de 50 MeV.

Les résolutions en énergie et impulsion données dans ce tableau sont sensibles à la distance entre la cible et *TOURNESOL* et à l'énergie incidente moyenne des neutrons considérés. En conséquence, les corrections effectuées sur les données devront être recalculées pour chaque cas particulier.

ajouter les largeurs caractéristiques de l'émission de lumière par le scintillateur. S'ajoute à ces effets de résolution, celui du parcours des photons dans le liquide soumis à des réflexions stochastiques contre les parois du détecteur. L'avantage des tests effectués sous rayonnement cosmique est de pouvoir séparer cet effet presque de manière absolue (à la résolution en temps des scintillateurs plastiques près, mais celle-ci est facile à obtenir). Les incertitudes cumulées de ces différents paramètres, que l'on peut estimer d'après les tests effectués sous rayonnement comique, donnent une largeur à mi-hauteur de 1,2 ns comme indiqué plus haut.

Épaisseur d'un secteur

Il est impossible de savoir à quelle profondeur du détecteur le neutron a émis la lumière qui a causé le déclenchement en temps. Un secteur de détection a une épaisseur de 25 cm, et les neutrons typiques que nous mesurons ont un β d'environ 0,3. A 10 cm par nanoseconde, cela fait 2,5 ns pour traverser le détecteur soit $\sigma = \frac{2,5}{\sqrt{6}} = 1,3$ ns (distribution carrée). La distribution carrée est une bonne approximation étant donné la relativement faible efficacité de détection dans un secteur (42%) qui entraîne une probabilité d'interaction presque constante sur toute l'épaisseur du secteur.

Imprécision de la localisation

La localisation dans le détecteur n'est pas parfaite et souffre d'une incertitude de l'ordre de 10 cm, soit environ 0,5 ns de temps de transit de la lumière dans le milieu.

Traduction en résolution en énergie

Nous constatons que la résolution en énergie (ce qui nous intéresse ici) sera d'autant meilleure que la base de vol sera grande car les erreurs de mesures sont des constantes en temps et sont donc proportionnellement moins élevées si le temps total s'allonge. La somme quadratique des incertitudes énumérées nous donne $\sigma = \sqrt{0,5^2 + 1,3^2 + 0,5^2} = 1,5$ ns. Nous avons utilisé *TOURNESOL* à trois distances : 234 cm, 304,5 cm et 450 cm. Nous pouvons donc estimer l'erreur sur la mesure pour des neutrons de 50 MeV (Tableau 3.3).

3.8.3 Efficacité

La mesure de l'efficacité aux neutrons du détecteur *TOURNESOL* n'a pu être réalisée directement, car cela aurait nécessité un faisceau étiqueté de neutrons d'énergie connue (l'efficacité du détecteur est notamment fonction de l'énergie du neutron) dont nous ne pouvions disposer aisément. Une approche mixte, combinant les résultats expérimentaux et une simulation a été employée afin de permettre cette caractérisation.

Nous avons simulé à l'aide de Denis des courbes de réponses en lumière des photomultiplicateurs à l'interaction dans *TOURNESOL* de neutrons de différentes énergies. Ces courbes ont été comparées à des mesures normalisées de la réponse de *TOURNESOL* sous faisceau de neutrons produits par cassure du ^{11}Be (Figure 3.19). N'ayant aucun impératif de détection du cœur (très contraignant en terme de statistique) nous avons pu obtenir un nombre d'événements conséquent nous permettant d'effectuer des comparaisons pour une vingtaine de tranches en énergie. La simulation n'est pas limitée par les seuils de détection, et en particulier peut dénombrer les neutrons n'ayant pas du tout interagi avec le détecteur. Il nous a donc ensuite été possible de reporter le seuil physique sur les événements simulés et de calculer la fraction non détectée par *TOURNESOL* (Figure 3.18).

Grâce à la normalisation apportée par la simulation, il a été possible de graduer les courbes obtenues en une unité absolue : le nombre de photo-électrons créés dans les photomultiplicateurs du détecteur. Les résultats de la simulation permettent bien sûr de connaître aussi la quantité de lumière créée dans le détecteur. La relation entre ces deux grandeurs est fort heureusement linéaire sur notre zone d'intérêt (aux très grandes quantités de lumière, des phénomènes de saturation apparaissent, ainsi que des effets de seuils aux très petites quantités de lumière) et s'écrit $El(\text{MeVee}) = -0,2 + 0,01nb_{\text{Photo-electrons}}$. Cette relation est déduite d'un ajustement effectué sur les données obtenues en simulation, en utilisant un rendement de scintillation de 10 000 photons par MeVee (100 eV par photon), valeur donnée par le fabricant du liquide scintillant, et un rendement des photocathodes de 0,2.

Un certain nombre de facteurs d'élargissement n'ont pas été intégrés dans la simulation, ce qui explique la différence entre les spectres simulés et mesurés du point de vue de la résolution. En particulier, il n'a pas été tenu compte de la résolution en temps du détecteur *TOURNESOL* ainsi que des incertitudes sur la base de vol du neutron liée à l'épaisseur d'un secteur de *TOURNESOL*. La collection des photons par les photomultiplicateurs a été affectée d'une incertitude suivant une loi de Poisson, mais le bruit propre des photomultiplicateurs et les effets de seuils ne sont pas pris en compte.

L'efficacité du premier module de *TOURNESOL* aux neutrons en fonction de leur énergie est représentée Figure 3.20. Il est important de bien noter que la valeur n'est pas constante, et doit être corrigée de manière importante sur la zone où nous allons travailler (essentiellement entre 30 et 60 MeV d'énergie cinétique). Si nous utilisons l'information combinée des deux secteurs de *TOURNESOL*, l'efficacité totale est de 64% pour des neutrons d'énergie moyenne de 50 MeV.

L'efficacité est à mettre en relation avec la couverture angulaire qu'offre *TOURNESOL*. Sa surface est de 3 mètres carrés. Nous pouvons constater que pour des mesures effectuées à courte distance (deux mètres), la résolution en impulsion est du même

Distance cm	Angle minimal degrés	Angle maximal degrés	Angle solide couvert sr
234	1,22°	23°	0,43
304,5	0,94°	18°	0,27
450	0,64°	13°	0,13

TAB. 3.4 – *Couverture angulaire du détecteur TOURNESOL*

Les distances mentionnées dans le tableau sont celles utilisés dans l'expérience. L'angle solide couvert tient compte des zones mortes créées par les dièdres.

ordre de grandeur que celle à mesurer (Tableau 3.3). Une base de vol de 3 mètres semble raisonnable, auquel cas, le détecteur couvre un angle solide de 0,3 sr, voir le Tableau 3.4.

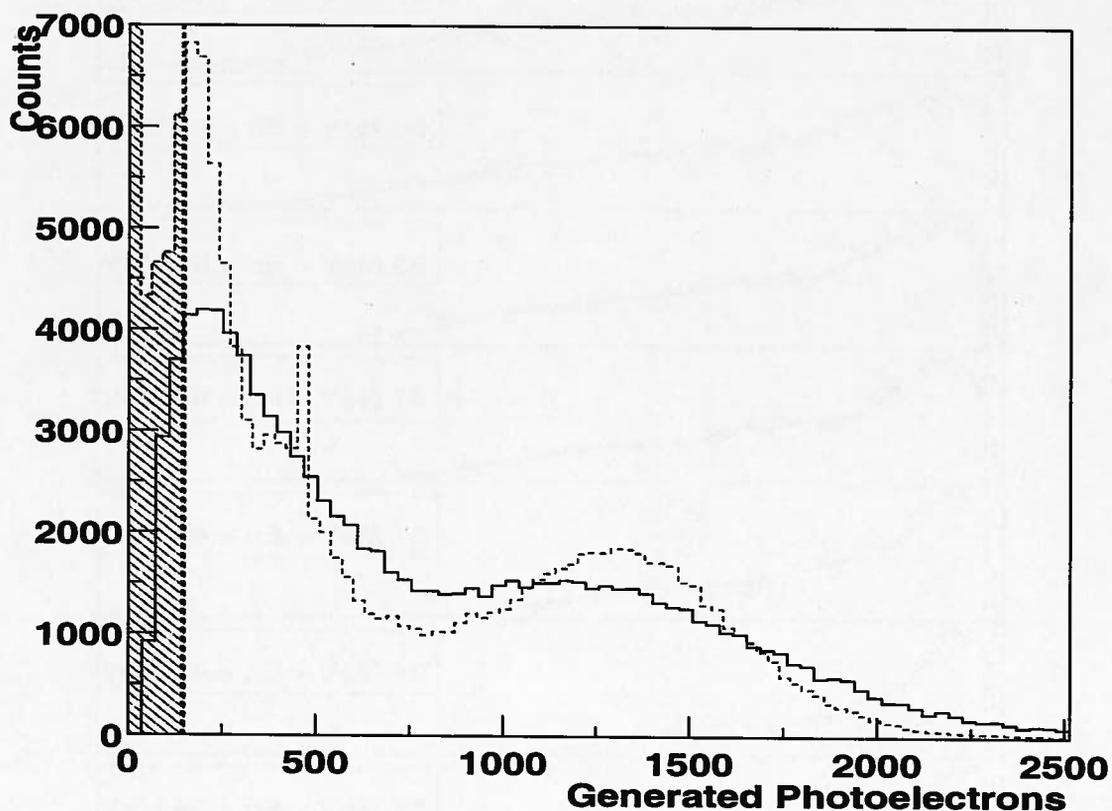


FIG. 3.18 – Normalisation de la courbe de réponse simulée et détermination de l'efficacité de *TOURNESOL* sur une tranche d'énergie.

Les valeurs expérimentales sont en traits pleins, et la simulation est en traits pointillés. Les neutrons incidents ont une énergie cinétique comprise entre 21 MeV et 28 MeV. Le trait vertical marque la limite de coupure expérimentale (située à 1,2 MeVee). Une normalisation en amplitude de la courbe est effectuée sur la partie du spectre située à droite de la coupure. L'intégrale de la zone hachurée du spectre délimitée par cette coupure permet de déduire l'efficacité. La quasi totalité des événements éliminés se situent dans le premier canal, là où le neutron n'a pas, ou presque pas interagi avec le détecteur. Le pic autour de 450 photo-électrons (4,3 MeVee) dans la courbe simulée correspond à la réaction $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^{12}\text{C}^* \rightarrow n + {}^{12}\text{C} + \gamma_{4,43\text{MeV}}$. Sur la courbe expérimentale, il est probablement lavé par la résolution du détecteur.

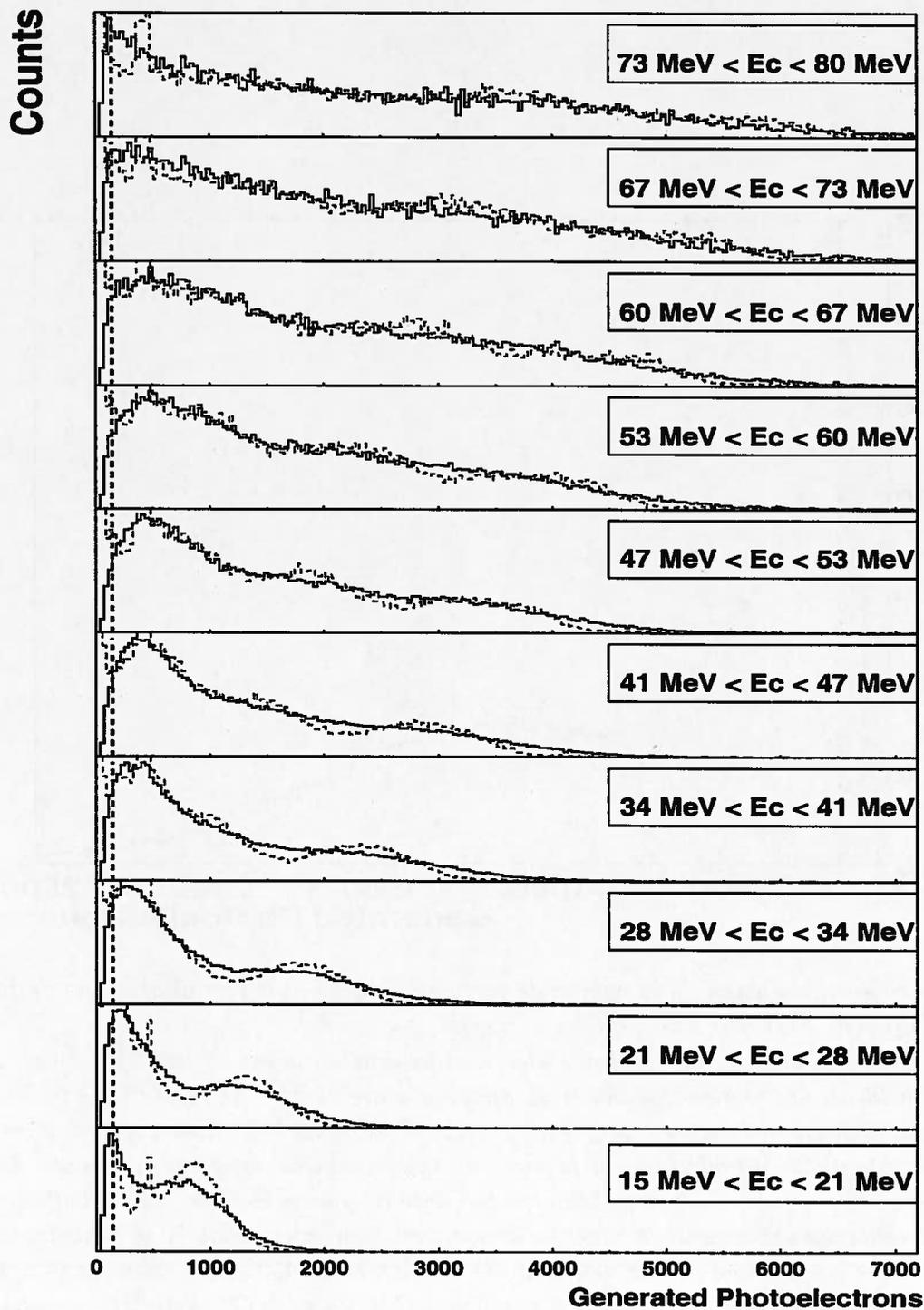


FIG. 3.19 – Réponse du détecteur TOURNESOL à des neutrons de différentes énergies. Simulation et expérience.

Les valeurs expérimentales sont en traits pleins, alors que la simulation est en traits pointillés. Sur les données expérimentales, l'énergie est déterminée par le temps de vol des neutrons. On constate un très bon accord entre les courbes au niveau de l'allure de la lumière totale détectée. La normalisation en charge est la même sur tous les graphes.

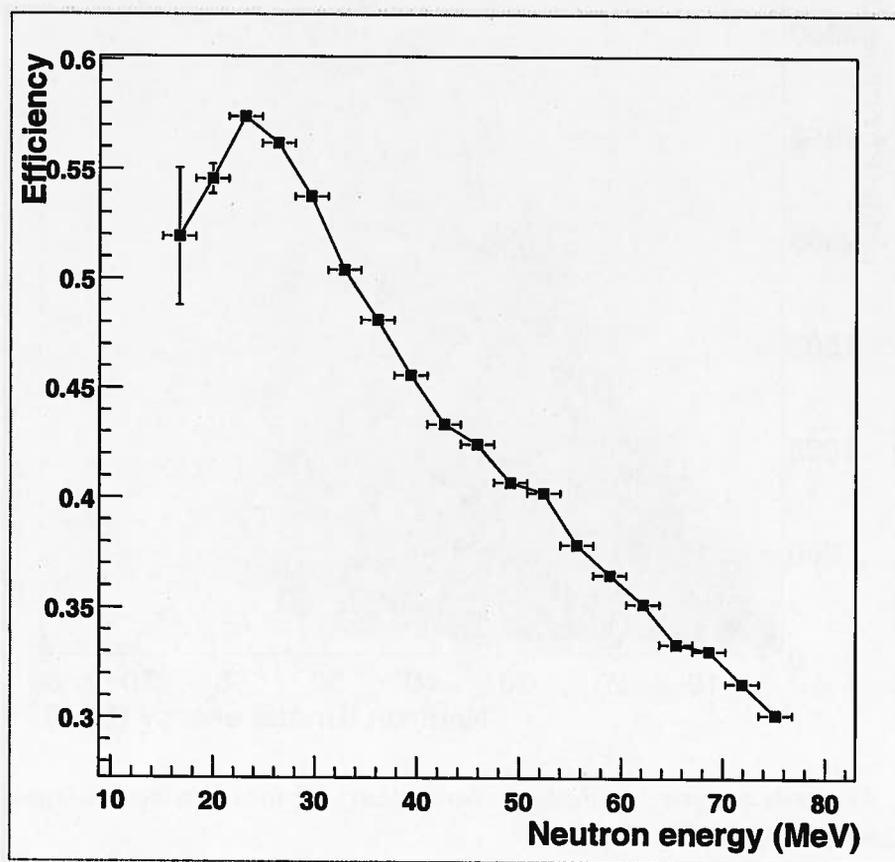


FIG. 3.20 – Efficacité du secteur avant du détecteur *TOURNESOL* à la détection des neutrons en fonction de leur énergie.

L'efficacité du détecteur croît tout d'abord avec l'énergie en raison de l'augmentation de la lumière créée dans le détecteur qui franchit ainsi les seuils de déclenchement du détecteur. Cependant, la probabilité d'interaction des neutrons est décroissante avec l'énergie et cet effet devient dominant lorsque l'énergie augmente.

3.8.4 Identifications des neutrons

Identification d'un neutron dans le détecteur

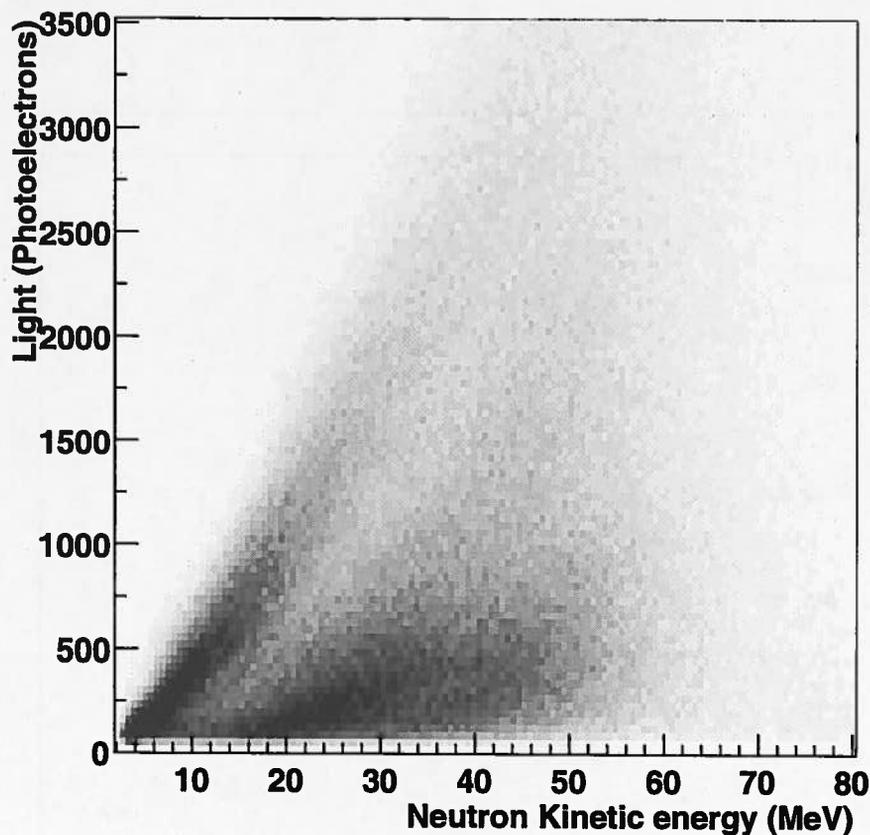


FIG. 3.21 – Lumière vue par les photomultiplicateurs en fonction de l'énergie du neutron incident dans TOURNESOL.

La figure permet de distinguer entre une zone de dépôt maximal de lumière (ligne supérieure) et une zone plus floue où la lumière est nettement moindre.

Dans la plupart des cas, nous pouvons considérer qu'un neutron a touché le détecteur lorsque la lumière totale vue par les photomultiplicateurs a dépassé un seuil de 1,2 MeVee dans un secteur et que le temps d'arrivée du signal est compatible avec celui d'un neutron du halo (temps se traduisant par une impulsion entre 100 et 500 MeV/c)²⁴. Cela revient à tailler une sélection rectangulaire dans la Figure 3.21, délimitée par des bornes en énergie et en lumière.

24. Voir le Tableau 4.1 pour les bornes exactes de cet intervalle en fonction de l'énergie du faisceau incident et des sélections désirées.

Identification de deux neutrons simultanés dans le détecteur

TOURNESOL possède deux secteurs afin de permettre, sous certaines conditions, l'identification simultanée de deux neutrons incidents. Il faut cependant soigneusement sélectionner les événements afin de limiter la diaphonie entre les secteurs, essentiellement causée par des neutrons qui déposent de l'énergie simultanément dans les deux secteurs. Afin de ne pas confondre ce type d'événements avec la présence réelle de deux neutrons, une sélection est faite sur la quantité de lumière déposée par le neutron.

Un spectre bidimensionnel en énergie et lumière totale tel que celui présenté en Figure 3.21 montre la manière dont est émise l'énergie lumineuse dans un secteur : dans certains cas la totalité de l'énergie cinétique incidente est transférée avec un rendement maximum en lumière (ligne diagonale sur la figure), dans d'autres cas, le dépôt d'énergie se fait avec beaucoup moins de rendement lumineux. Dans ce second cas, il est impossible d'assurer que le neutron n'a pas aussi déposé de l'énergie dans l'autre secteur. Par contre, lorsque l'énergie lumineuse déposée correspond précisément à l'énergie cinétique du neutron incident, alors nous savons que le neutron n'a pu déposer une quantité significative d'énergie dans le second secteur.

En pratique, nous avons aussi contraint chaque neutron à se trouver dans la fourchette d'impulsion correspondant à un neutron du halo, et non un éventuel neutron d'évaporation, ou un neutron fortement ralenti dont l'origine est incertaine, les valeurs acceptées sont entre 200 et 400 MeV/c en faisceau de ^{11}Be ou ^{10}Be , et entre 180 et 360 MeV/c en ^6He .

Cependant, le risque d'erreur sur la détermination du temps de vol des deux neutrons est élevé. En effet, le déclenchement du temps d'un photomultiplicateur peut être réalisé avec très peu de photons, et aussi drastique que nous imposions les conditions sur la quantité de lumière vue dans un secteur, nous ne pouvons assurer l'absence d'un léger dépôt de lumière dans le secteur que le neutron n'est pas sensé avoir touché. Si cette quantité de lumière est faible mais suffisante pour déclencher un photomultiplicateur, le temps sera pris sur cette mesure incorrecte. Néanmoins nous avons une mesure correcte de la vitesse du plus rapide.

Expérimentalement, nous pouvons constater que dans une fourchette d'énergie de 40 à 60 MeV, environ 30% des neutrons détectés dans le premier secteur de *TOURNESOL* libèrent la totalité de leur lumière dans ce secteur, tandis que 60% de ceux détectés dans le second secteur sont au delà du seuil minimal requis pour être acceptés dans un événement de deux neutrons. L'efficacité de détection d'un neutron dans le premier secteur est d'environ 40%. Un neutron sera détecté dans le second secteur sans avoir été détecté dans le premier dans 20% des cas.

Nous considérons que la répartition de la lumière dans le second secteur (60% d'événements au dessus du seuil) est indépendante de la condition de détection sur le premier secteur en raison de la distribution des interactions des neutrons dans l'épaisseur de *TOURNESOL* qui est assez constante (la longueur d'interaction et l'épaisseur du détecteur sont comparables). Sous ces conditions, nous pouvons estimer approximativement les différentes probabilités de détection de deux neutrons arrivant simultanément sur le détecteur *TOURNESOL*.

$$- 16\% = (100\% - 60\%)^2 \text{ de chance de ne voir aucun des deux neutrons.}$$

- $3\% = 2 * (40\% * 30\%) * (20\% * 60\%)$ de chance d'isoler correctement les deux neutrons.
- Dans les autres cas (81%), un seul neutron sera reconnu, avec l'impulsion du plus rapide, même si les deux contribuent au signal de détection.

3.9 Perturbations de la mesure des caractéristiques physiques des neutrons

3.9.1 Observations expérimentales

Anomalies

Les distributions angulaires de neutrons observées sur le détecteur Tournesol à trois distances différentes de la cible (voir Figure 3.22) présentent des anomalies conséquentes de cohérence. On attend en effet que la distribution des neutrons vus par le détecteur soit similaire quelle que soit la distance à laquelle celui-ci est placé. Ce qui n'est de toute évidence pas le cas sur la figure.

Une première hypothèse, largement étudiée, consiste à invoquer un défaut intrinsèque au détecteur. Cependant les tests réalisés aussi bien sous rayonnement cosmique que sous faisceaux de neutrons dans lesquels le détecteur s'est comporté de manière fort prédictible rendent peu probable cette éventualité.

Si le détecteur semble fonctionner correctement, on doit essayer de chercher d'autres raisons à l'obtention d'une distribution de neutrons non cohérente aux différentes distances. Ceci ne nous semble possible que s'il existe des sources secondaires de neutrons non placées à l'endroit de la cible. L'hypothèse la plus immédiate est alors de supposer que la matière présente en aval de la cible perturbe la trajectoire des neutrons et donc se comporte comme des sources secondaires de diffusion capables de redistribuer le flux de neutrons créés dans la cible.

Nous allons tenter de mettre ce phénomène en évidence.

Effet des plastiques E' sur la répartition des neutrons observée dans Tournesol

Le groupe de scintillateurs plastiques dénommé E' est placé en aval de la cible à 60 cm de celle-ci et derrière l'ensemble du télescope (voir Figure 1.7). Leur signal n'est pas incorporé dans la procédure de déclenchement (voir Section 1.10). Il est placé en aval des plastiques E et donc ne peut perturber les produits de réaction avant qu'ils n'y interagissent.

Ce groupe de scintillateurs est amovible et peut être déplacé de sa position centrée (appelée *haute*) sur le faisceau à une position en retrait (appelée par la suite *basse*), située 12,5 cm sous la position centrée. Sur deux plages d'acquisition consécutives (en faisceau de ^{11}Be , durant l'expérience), l'ensemble E' a été en position haute puis en position basse, sans que les autres conditions expérimentales n'aient été modifiées. C'est une bonne occasion de voir l'influence de cette sur-épaisseur de matière placée en amont du détecteur TOURNESOL sur la trajectoire des neutrons émis par la cible.

Nous constatons sur la Figure 3.23 que l'introduction de 2 cm de plastique 60 cm en aval de la source d'émission des neutrons a pour effet d'éclater légèrement leur distribution en dispersant le flux produit à faibles angles aux grands angles. L'effet peut atteindre plus de 20% à certains angles. Les plastique E de même épaisseur que les plastiques E' ont donc un effet similaire. Cet effet relativement important sur la dis-

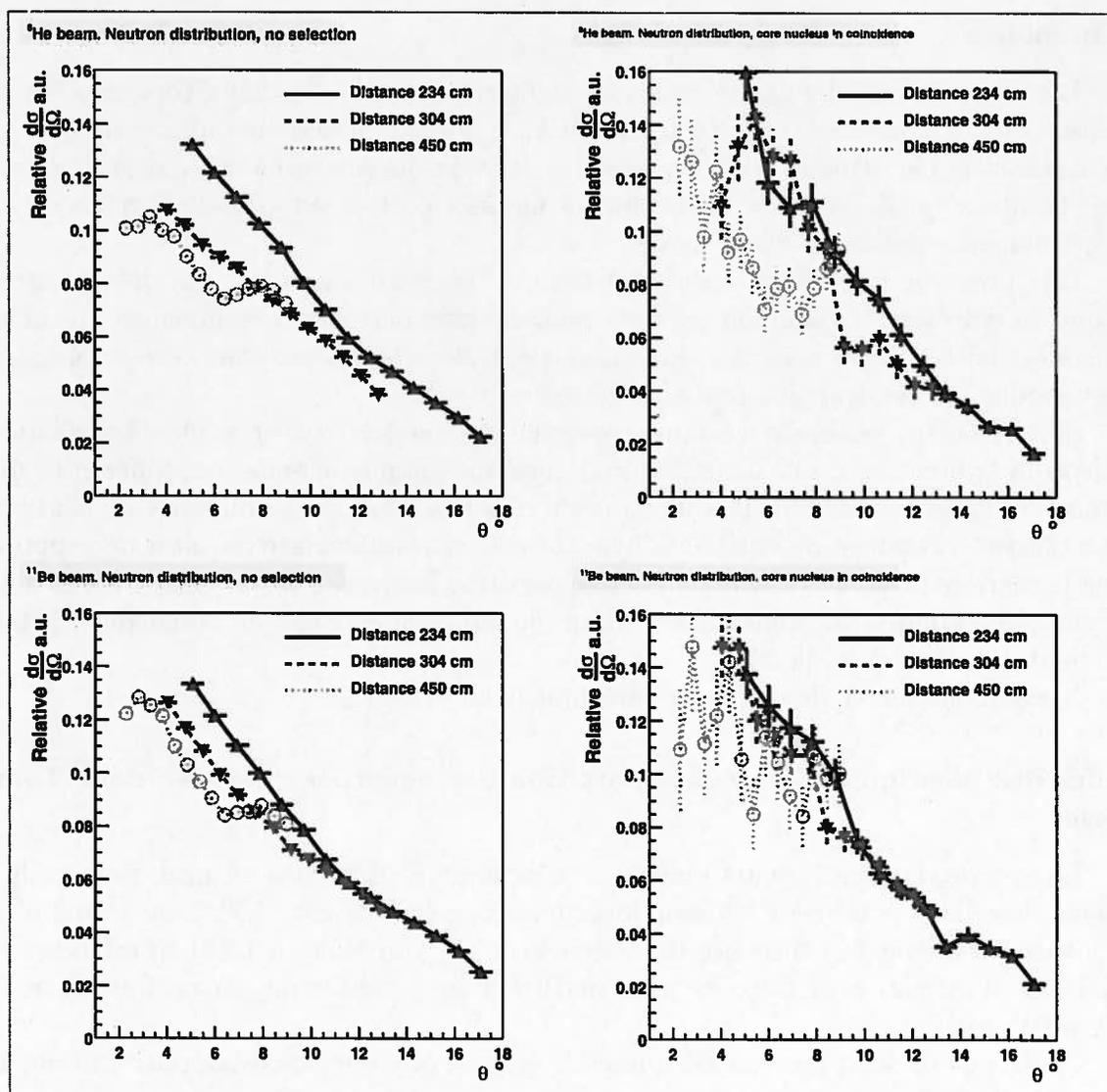


FIG. 3.22 – *Distribution angulaire des neutrons tels que vus par Tournesol.*
 L'échelle verticale est arbitraire mais cohérente entre les différentes courbes d'un même panneau. À gauche, la coïncidence avec un noyau cœur détecté dans le Télescope n'est pas requise, à droite sa présence est requise. Les spectres ont été réalisés pour les deux faisceaux de noyaux à halo étudiés.

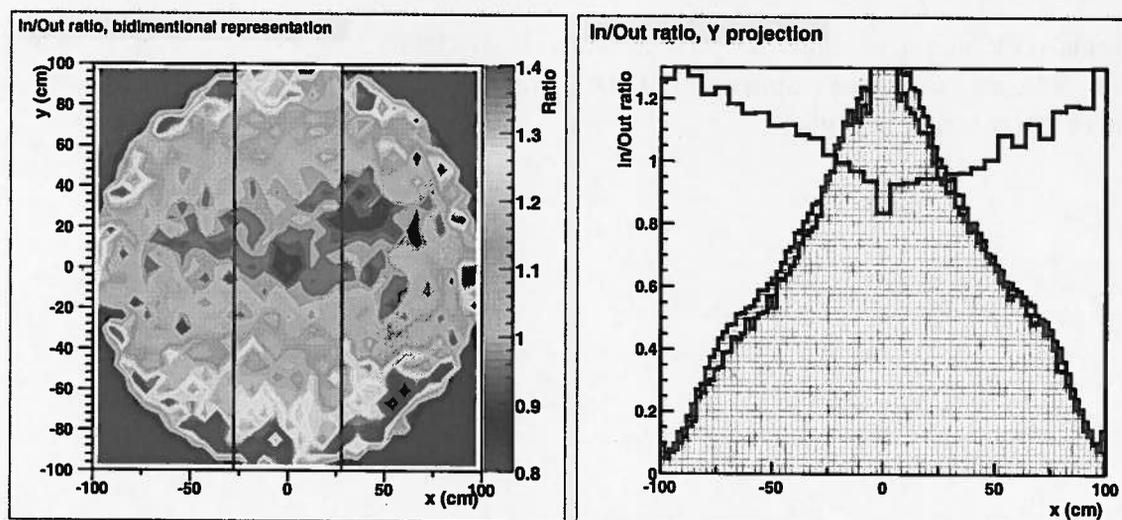


FIG. 3.23 – Effet des plastiques E' sur la distribution mesurée de neutrons

Les mesures effectuées dans les deux positions des plastiques E' sont ici normalisées puis divisées. La valeur 1 indique donc un flux de neutron inchangé, le spectre de droite est une projection de la représentation bidimensionnelle sur l'axe Y en utilisant les données situés entre les deux lignes repères. Une valeur supérieure à 1 indique qu'en position haute (in), le flux de neutron est plus important (à la position donnée) qu'en position basse (out).

tribution en impulsion transverse des neutrons est accentué par la présence de moult autres obstacles sur la trajectoire des neutrons : l'appareillage électronique (photomultiplicateurs, câbles etc) dont l'épaisseur cumulée n'est pas négligeable, les barres de soutien des détecteurs, le fond de la chambre à réaction d'ORION, et enfin le tuyau en inox d'évacuation du faisceau vers son piège.

3.9.2 Conclusion

Pour conclure, notre dispositif expérimental n'est pas très bien adapté à des mesures d'impulsion transverse des neutrons. Il en est d'ailleurs de même pour toutes les expériences utilisant des télescopes pour l'identification des particules chargées avec des détecteurs nécessairement épais pour stopper des noyaux relativement légers de quelques dizaines de MeV par nucléon. Nous aurions pu limiter toutefois notablement la quantité de matière à l'avant en arrêtant le faisceau juste après le télescope (mais avant TOURNESOL), ce que sa faible intensité aurait autorisé plutôt que de prolonger un tuyau au travers de TOURNESOL. De façon plus satisfaisante encore, il conviendrait d'allonger la chambre à réaction de manière à y inclure la face d'entrée du détecteur TOURNESOL.

Les données semblent toutefois encore relativement peu perturbées sur les deux distances les plus proches (234 cm et 304,5 cm), d'après le bon accord général entre les deux distributions obtenues à ces distances. Il est probable que les données recueillies à 450 cm ne soient pas exploitables en mesures transverses. C'est pourquoi nous ne ferons

jamais référence à la distribution angulaire de neutrons mesurés par TOURNESOL. Toutefois, les mesures d'impulsion par temps de vol n'ont pas été notablement affectées par ce défaut expérimental.

Troisième partie
Résultats expérimentaux

Chapitre 4

Généralités

4.1 Sélections sur les données

Les événements enregistrés par l'acquisition sont séparés en différentes populations selon des sélections effectuées sur les observables mesurées. Tout au long de la présentation des résultats, il sera souvent fait référence à ces coupures expérimentales que nous détaillons dans le Tableau 4.1. Ainsi, chaque fois que l'une de ces sélections sera mentionnée dans le texte, il suffira de se reporter à ce tableau pour en avoir la description précise.

TAB 4.1- *Critères de sélections des événements.*

Déclenchement plastique, mdr1 La sélection est effectuée sur tous les événements ayant produit une particule chargée détectée dans les plastiques. La présence d'une trace dans les détecteurs silicium n'est pas requise pour cette sélection ce qui favorise des particules détectées à très petits angles (en dessous de l'angle minimal accessible aux détecteurs silicium). En contrepartie, l'identification de la nature de la particule est inexistante ou très réduite (en E seulement).

$^{11}\text{Be}/^{10}\text{Be}$ ($^6\text{He}/^4\text{He}$) par lui-même, inclusif La sélection est effectuée sur les événements en déclenchement plastique pour lesquels le point sur la grille en ΔE -E se trouve dans la zone attendue pour la particule. Les angles minimum accessibles sous cette sélection sont de $2,3^\circ$ avec un Télescope à 200 mm et $4,7^\circ$ avec un Télescope à 100 mm (cas usuel).

Déclenchement ORION, mdr2 Les événements sélectionnés sont ceux pour lesquels l'acquisition a été déclenchée par le détecteur ORION (présence d'un signal prompt). Par câblage, le signal mdr1 (signal sur les plastiques scintillants du Télescope) est imposé en coïncidence (non échantillonné).

$M_n = 0$, multiplicité ORION nulle Les événements sélectionnés par cette condition ont une multiplicité neutronique associée dans ORION nulle. Cette condition rejette toutefois des événements ayant laissé la cible froide en raison du bruit de fond ORION.

$M_n > n$ Les événements sélectionnés par cette condition ont une multiplicité neutronique associée dans ORION strictement supérieure à n (valeur entière). Cela

sélectionne donc des événements ayant chauffé la cible de manière notable. Cependant, c'est une valeur brute non corrigée du bruit de fond (il y a donc inclusion des fortuites) et sans correction de l'efficacité. Ces corrections sont impossibles à faire événement par événement.

Cible froide Cette condition est relative à la température de la cible telle que mesurée par ORION. Elle est identique à la condition $M_n = 0$, mais suppose de plus qu'ORION n'a pas détecté de signal prompt, pouvant être dû à un neutron non compté dans la multiplicité ou à des gamma émis par la cible. C'est donc une condition plus restrictive.

Neutron dans Tournesol, au moins un neutron dans tournesol Les méthodes d'identification des neutrons par le détecteur TOURNESOL sont données en Section 3.8.4. Cette sélection suppose un neutron détecté dans l'un des deux secteurs selon les critères d'impulsion donnés entre 200 et 400 MeV/c en faisceau de ^{11}Be ou ^{10}Be , et entre 180 et 360 MeV en ^6He ou ^4He .

Deux neutrons dans Tournesol Un neutron est observé dans chaque secteur de TOURNESOL selon les critères définis en Section 3.8.4.

Tous déclenchements confondus, mdrs Les événements sélectionnés par les déclenchements plastiques (mdr1) ORION (mdr2) et TOURNESOL (mdr3) sont inclus dans cette sélection. Cela a l'avantage de maximiser la statistique disponible, cependant au détriment de la connaissance effective de la population d'événements considérés : le poids respectif des différents déclenchements n'a pas de signification physique, car il est essentiellement fonction de l'efficacité des détecteurs utilisés.

4.1.1 Sélection des mécanismes de réaction

Les différents mécanismes détaillés en introduction sont présents dans les données recueillies. Le Tableau 4.1 présente les observables qui permettent de caractériser ces mécanismes en fonction des paramètres de l'interaction mesurés dans chacun des détecteurs.

Certains mécanismes sont difficiles à isoler. En particulier en raison de la couverture angulaire et de l'efficacité intrinsèque du détecteur TOURNESOL, il est expérimentalement impossible de contrôler qu'un neutron n'est pas présent à l'avant : il peut être légèrement au-delà de l'angle limite de détection, et surtout, il peut avoir traversé le volume de détection sans laisser de signal visible (dans environ 60% des cas, voir Sous Section 3.8.3). Pour cette raison, la dissociation coulombienne et la diffraction sont les mécanismes les plus délicats à séparer. Il est un peu plus probable d'avoir une dissociation coulombienne lorsque le(s) neutron(s) du halo sont détectés à l'avant (la diffraction les auraient plus probablement émis à un angle au delà de l'acceptance de TOURNESOL).

Mécanisme	Réponse des détecteurs		
	ORION	TÉLESCOPE	TOURNESOL
Dissociation coulombienne	Cible froide	Cœur non ralenti	Le(s) neutron(s) du halo (souvent un seul détecté) non ralenti(s)
Épluchage d'un ou deux neutrons	Cible chauffée	Cœur non ralenti	Un ou deux neutrons non visibles à l'avant
Diffraction nucléaire	Cible froide	Cœur non ralenti	Un ou deux neutrons non visibles à l'avant
Collisions inélastiques du cœur	Cible chauffée fortement	Cœur ralenti	Neutron(s) vers l'avant ou non

TAB. 4.1 – Mécanismes de réaction et sélections expérimentales.

Pour les noyaux à halo à un seul neutron dans le halo (exemple ^{11}Be), il ne peut bien sûr y avoir qu'un seul neutron impliqué dans les réactions. Dans le cas d'un noyau à deux neutrons dans le halo (^6He) les réactions de dissociation coulombienne ou de diffraction nucléaire libèrent les deux neutrons même si souvent un seul est observé.

Chapitre 5

Béryllium11

5.1 Introduction

Le noyau à halo ^{11}Be a déjà été l'objet de plusieurs études expérimentales (références en Sous-Section 5.1.1) depuis la mise en évidence de son caractère exotique. C'est un noyau qui présente un seul neutron dans son halo, et peut être décrit au premier ordre comme un cœur de ^{10}Be auquel est faiblement (0,503 MeV) lié le dernier neutron. L'essentiel de ce chapitre portera sur l'analyse de la dissociation du noyau à halo ^{11}Be en ses deux constituants : le système de détection utilisé permettant de mesurer simultanément les caractéristiques cinématiques des deux composants en voie de sortie. La seconde partie du chapitre sera consacrée à l'analyse des événements pour lesquels le cœur de ^{10}Be a fragmenté et n'est donc plus présent en tant que tel en voie de sortie.

5.1.1 Études antérieures portant sur le caractère « halo » du ^{11}Be

D'autres études se sont attachées à clarifier la structure du noyau à halo ^{11}Be , il est utile de les rappeler afin de comparer nos propres résultats aux valeurs déjà publiées.

Les conditions dans lesquelles ont été réalisées les expériences sont essentielles à leur interprétation en raison de la grande sensibilité de certaines caractéristiques du système étudié aux paramètres expérimentaux. Les paramètres importants sont : l'énergie du faisceau, la nature de la cible, les contraintes expérimentales de mesures (essentiellement les domaines angulaires de détection du cœur et du neutron), l'éventuelle cassure du cœur, et bien sûr le paramètre mesuré (impulsion du cœur ou du neutron, transverse ou longitudinale).

Présentons tout d'abord une liste de quelques résultats d'études portant sur la réaction $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + n$ (pas de fragmentation du cœur).

- Dans une expérience de R. Anne *et al.* [ANN93] [ANN94], le faisceau de ^{11}Be a une énergie cinétique de 41 MeV/A, ce qui est très proche de nos conditions expérimentales. Leurs cibles sont de béryllium, de titane ou d'or, ce dernier élément étant assez proche du nôtre (le plomb). Cependant, ils mesurent les neutrons associés à des cœurs détectés à partir de zéro degré ; or l'abondance des événements

à très bas angles (que nous ne pouvons atteindre avec notre dispositif) domine largement la statistique. De plus ils mesurent la distribution angulaire des neutrons, ce que nous ne pouvons faire à si petit angle. Nous ne pouvons donc pas directement comparer nos valeurs avec celles de cette mesure.

- Un travail de J.H. Kelley *et al.* [KELL95] utilise un faisceau de ^{11}Be d'énergie cinétique de 63 MeV/A et des cibles de béryllium, niobium, tantale et uranium. L'impulsion longitudinale du cœur est mesurée avec un spectromètre magnétique centré sur l'axe du faisceau, doté d'une acceptation de 20 mrad en ϕ et 40 mrad en θ . Des largeurs à mi-hauteur en impulsion dans le référentiel du ^{11}Be ont été mesurées et sont comprises entre 41 et 46 MeV/c. Ces largeurs ne semblent pas dépendre de la nature de la cible considérée, ce qui est assez surprenant, étant donné que les cibles légères ne produisent pratiquement pas de dissociation coulombienne (à large paramètre d'impact) qui est pourtant le processus dominant pour les cibles lourdes. On attendrait une dépendance qui signifierait le fait que la fonction d'onde du halo a été sondée à différentes profondeurs. Il est à noter que les neutrons n'étant pas détectés dans cette expérience, les mesures intègrent les cas de dissociations simples comme les cas d'épluchage du neutron par la cible.

Nous pouvons aussi mentionner quelques expériences dans lesquelles le cœur de ^{10}Be est fragmenté. De telles études permettent de sonder le neutron à des paramètres d'impact beaucoup plus faibles, mais du fait du rapprochement entre le cœur et le noyau-cible, le neutron du halo peut plus facilement interagir avec ce dernier et se trouver diffracté, ce qui rend l'interprétation de la mesure beaucoup plus délicate.

- La publication présentée par T. Nilsson *et al.* [NIL95], comporte deux mesures à des énergies très différentes (41 MeV/A et 460 MeV/A) sur des cibles relativement légères (béryllium, carbone et titane). La mesure porte sur la distribution angulaire des neutrons en coïncidence avec un fragment du cœur. Cette distribution a pu être ajustée par une lorentzienne dont le paramètre de largeur Γ est compris entre 50 et 70 MeV/c. Ce paramètre est lié à la largeur à mi-hauteur ($FWHM = 0,766\Gamma$) comme montré dans la Thèse de M. Labiche ([LAB99]), ce qui donne des mesures de largeur à mi-hauteur comprises entre 38 et 51 MeV/c peu différentes de celles obtenus par J.H. Kelley *et al.* dans leur expérience. Il est cependant surprenant que la composante issue des neutrons du cœur n'ait pas été soustraite (avec un faisceau de ^{10}Be) et que le résultat soit néanmoins compatible avec d'autres mesures où cette soustraction a été effectuée.
- S. Grévy *et al.* [GRE99] et L. Axelsson *et al.* [AXE01] ont réalisé une expérience assez similaire à la précédente avec un faisceau de ^{11}Be à 38,5 MeV/A sur une cible de béryllium, toujours en mesurant la distribution angulaire des neutrons. Cependant, à la différence de T. Nilsson *et al.*, une correction était réalisée pour soustraire les neutrons du cœur par utilisation d'un faisceau de ^{10}Be . Deux voies de sortie étaient plus spécifiquement analysées, conduisant à des noyaux de lithium ou d'hélium. Ajustés par une lorentzienne, des paramètres $\Gamma = 24$ et 32 MeV/c pouvaient être obtenus pour la voie lithium et hélium respectivement. Ces résultats notablement plus bas que ceux de T. Nilsson *et al.* sont certainement à

Référence	Énergie	Cible	Conditions de mesures	Paramètres mesurés
R. Anne <i>et al.</i> [ANN93] [ANN94]	41 MeV/A	Be, Ti et Au	$\theta_{10Be} \geq 0^\circ$	Distribution angulaire du neutron
J.H. Kelley <i>et al.</i> [KELL95]	63 MeV/A	Be, Nb, Ta et U	Neutrons non détectés	Impulsion longitudinal du cœur
T. Nilsson <i>et al.</i> [NIL95]	41 MeV/A	Be, C et Ti	cœur fragmenté	Distribution angulaire du neutron
S. Grévy <i>et al.</i> [GRE99] et L. Axelsson <i>et al.</i> [AXE01]	38,5 MeV/A	Be	cœur fragmenté	Distribution angulaire du neutron

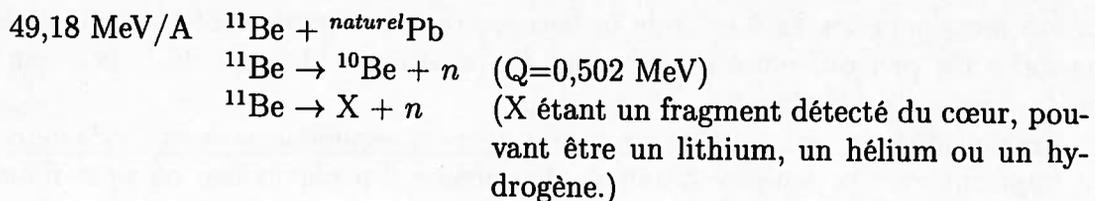
TAB. 5.1 – Tableau synthétique de quelques expériences en ^{11}Be .

mettre sur le compte de la soustraction des neutrons du cœur effectuée dans la seconde expérience.

5.1.2 Les conditions expérimentales

Nous étudions les réactions d'un faisceau incident de ^{11}Be doté d'une énergie cinétique de 49,18 MeV/A et d'une intensité de 50 coups par seconde. La cible utilisée lors des mesures est constituée de plomb naturel d'épaisseur 227 mg/cm², les trois isotopes les plus abondants du plomb naturel étant ^{206}Pb (24,1 %), ^{207}Pb (22,1 %) et ^{208}Pb (52,4 %) [WBE]. La perte d'énergie totale dans la cible est de 21,1 MeV, soit en moyenne 10,55 MeV/c (1.2) pour une interaction en milieu de cible (48,2 MeV/A).

Les réactions considérées ont donc été les suivantes :



La barrière coulombienne entre deux noyaux est donnée par la formule :

$$E_b = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}}$$

La barrière coulombienne exprime l'énergie nécessaire pour vaincre les forces de répulsion électromagnétiques afin de rapprocher les deux noyaux à des distances assez

$\theta(^{\circ})$	2,5	3,7	4,9	6,1	7,4	8,6	9,8	11,1	12,3
r_{min} (fm) ^{11}Be	23,3	15,7	11,9	9,6	8,1	7,0	6,2	5,6	5,1
b (fm) ^{11}Be	22,8	15,2	11,4	9,1	7,6	6,5	5,7	5,0	4,5
r_{min} (fm) ^{10}Be	25,3	17,1	12,9	10,5	8,8	7,6	6,7	6,1	5,5
b (fm) ^{11}Be	24,8	16,5	12,4	9,9	8,3	7,1	6,2	5,5	4,9
$\theta(^{\circ})$	13,5	14,8	16,0	17,2	18,4	19,7	20,9	22,1	23,4
r_{min} (fm) ^{11}Be	4,6	4,3	4,0	3,8	3,5	3,4	3,2	3,0	2,9
b (fm) ^{11}Be	4,1	3,8	3,5	3,2	3,0	2,8	2,6	2,5	2,4
r_{min} (fm) ^{10}Be	5,1	4,7	4,4	4,1	3,9	3,7	3,5	3,3	3,2
b (fm) ^{11}Be	4,5	4,1	3,8	3,5	3,3	3,1	2,9	2,7	2,6

TAB. 5.2 – Relation entre l'angle de collection des noyaux ^{11}Be et ^{10}Be et la distance minimale d'approche au noyau-cible.

réduites pour que les interactions nucléaires à courte portée puissent s'exercer. La valeur trouvée dans nos conditions (pour $Z_1 = 82$, $Z_2 = 4$, $A_1 = 208$, $A_2 = 11$ la barrière vaut $E_b = 46$ MeV²⁵) est à comparer à l'énergie cinétique totale disponible dans le centre de masse du système qui vaut 516 MeV, le système est donc largement au delà de cette barrière et des interactions nucléaires entre noyaux sont possibles. Pour un noyau à halo, l'interaction du noyau-cible avec les neutrons du halo se produit à une distance bien plus grande que celle estimée par la simple formule $r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ qui calcule la somme des rayons de deux noyaux non exotiques. Cependant, elle permet de déterminer la distance à laquelle le cœur du noyau à halo va interagir de manière nucléaire avec le noyau-cible, (avec $A_2 = 10$).

Le rayon moyen du halo de ^{11}Be atteint 6,0 fm, ce qui est nettement supérieur à la valeur attendue pour un noyau non exotique calculé avec la formule précédente (2,2 fm). Nous observerons donc des interactions nucléaires du neutron du halo avec le noyau-cible pour des paramètres d'impacts beaucoup plus grands que le paramètre d'impact d'effleurement du noyau-cœur.

Le Tableau 5.1.2 présente la correspondance entre la distance de moindre approche lors de la collision et l'angle de diffusion attendu pour le noyau mentionné calculé par une formule de Rutherford semi-classique. Comme nous travaillons avec des énergies notablement supérieures à celle de la barrière coulombienne, la distance de moindre approche est peu différente de la valeur de paramètre d'impact de la réaction aux petites angles de diffusion.

Ces valeurs nous seront utiles pour mettre en correspondance un angle de détection du fragment avec la distance minimale d'approche. En particulier, on peut noter les angles d'effleurement pour les cœurs (environ 5,5° pour 10,6 fm), et une estimation de l'angle d'effleurement du halo (environ 4° pour 13,7 fm), chiffre à prendre avec précaution, car si les noyaux usuels possèdent une distribution de densité dotée d'une coupure assez franche, le halo s'étend de manière très diffuse. Il faut noter aussi que l'angle expérimental de collection du noyau-cœur peut être assez différent de la valeur

25. Nous avons retenu une valeur de $r_0 = 1,25$

Référence	Conditions et durée
A	Télescope à 100 mm TOURNESOL à 3,045 m, 2h00
B	Télescope à 100 mm TOURNESOL à 4,50 m, 1h40
C	Télescope à 100 mm TOURNESOL à 2,34 m, 3h00
D	Télescope à 200 mm TOURNESOL à 2,34m, 4h00
E	Télescope à 100 mm TOURNESOL à 3,045 m, 1h45 <i>sans cible</i>
F	Télescope à 100 mm TOURNESOL à 2,34 m <i>Faisceau de ^{10}Be</i>

TAB. 5.3 – Tableau des mesures en ^{10}Be et ^{11}Be .

Lorsque ce n'est pas mentionné, le faisceau utilisé est de ^{11}Be .

calculée en raison de l'impulsion de recul transverse du cœur liée à la perte du neutron du halo lors de la dissociation.

Tableau des mesures

Les différentes conditions de mesure abordées dans cette partie sont répertoriées dans le Tableau 5.3. Elles donnent des informations sur la distance à laquelle le télescope et TOURNESOL étaient placés par rapport à la cible, ainsi que sur la durée de la mesure ; cette dernière information pouvant permettre de grossièrement estimer la statistique (entre 20 000 et 30 000 particules du faisceau traversent la cible par seconde). L'ensemble des mesures ont été effectuées sous un faisceau de ^{11}Be , sauf les dernières qui exploitent un faisceau de ^{10}Be .

5.2 Généralités

5.2.1 Distribution de multiplicité neutronique

La distribution de multiplicité neutronique associée à une réaction nucléaire est fortement dépendante du type de réaction considérée, celle-ci étant sélectionnée par le mode de déclenchement adopté, comme le montre le graphique Figure 5.1. Nous pouvons observer, par exemple, qu'imposer la détection d'un neutron par TOURNESOL (condition « neutron dans TOURNESOL ») sélectionne des événements dans lesquels le noyau-cible est en général resté froid.

La différence des spectres de multiplicité neutronique entre les conditions de détection d'un noyau de ^{10}Be seulement ou de ^{10}Be en coïncidence avec un neutron du halo montre que dans les réactions d'épluchage – où donc le neutron n'est plus détecté – celui-ci peut notablement chauffer le noyau-cible.

Cumuler l'ensemble des trois sélections précédentes fait apparaître une valeur moyenne essentiellement dépendante de l'abondance de chacun des déclenchements. Durant l'expérience, les taux de déclenchement sur les signaux d'ORION étaient comparables à ceux obtenus sur le signal de TOURNESOL. Le déclenchement sur les plastiques seuls était échantillonné afin d'être du même ordre de grandeur, cependant leur

contribution est beaucoup plus faible en raison de la faible proportion de ^{10}Be dans ce mode de déclenchement dominé par le ^{11}Be élastique.

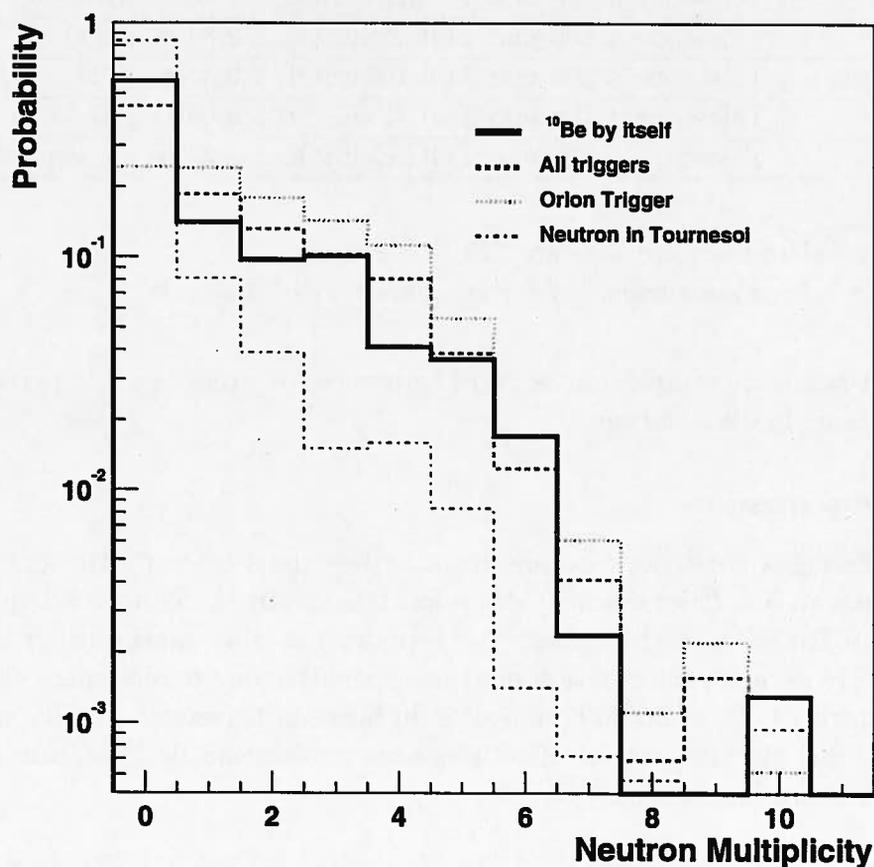


FIG. 5.1 – Distribution de multiplicité neutronique pour quelques modes de déclenchement sous faisceau de ^{11}Be .

Le bruit de fond a été déconvolué des spectres, l'efficacité d'ORION (environ 67%) n'a pas été corrigée. Les mesures sont en coïncidence avec un noyau ^{10}Be détecté à un angle supérieur à 6° et d'impulsion quelconque.

Le déclenchement ORION a pour effet attendu d'augmenter notablement la multiplicité neutronique par rapport aux autres types de déclenchement, en particulier en diminuant fortement le taux d'événements à multiplicité nulle.

Le bruit de fond moyen mesuré avec ce faisceau par le détecteur ORION est de multiplicité 0,68, valeur relativement élevée qui pénalise statistiquement les sélections sur les événements à faible multiplicité ; ainsi lorsque l'on sélectionne les événements de multiplicité neutronique nulle, nous perdons environ 50% des événements n'ayant pas chauffé la cible, et dont le bruit seul est responsable de la réjection.

Sélection	Multiplicité neutronique moyenne
Déclenchement inclusif	1,8
Déclenchement ORION	2,9
Un neutron identifié dans TOURNESOL	0,6

TAB. 5.4 – Moyenne de la distribution en neutrons d'évaporation suivant la sélection, faisceau ^{11}Be .

Ces valeurs sont données pour une coïncidence avec un noyau ^{10}Be d'impulsion quelconque, mesuré entre 6 et 19,5 degrés. Ces valeurs sont corrigées du bruit de fond et de l'efficacité de détection.

5.2.2 Note sur la mesure des caractéristiques du noyau-cœur

Le noyau ^{10}Be est détecté et isolé par la méthode du ΔE -E à partir des données issues du Télescope (voir Sous-Section 1.5.3). L'un des quatre plastiques ayant une résolution notablement plus mauvaise que les trois autres (voir Sous-Section 2.2.2), nous l'avons supprimé dans les données et ne gardons que les événements détectés sur les trois qui ont donné les meilleures résolutions.

Les limitations de notre dispositif expérimental liées aux réactions nucléaires dans les détecteurs plastiques, contraignent de manière importante les mesures sur le noyau-cœur (voir Section 2.2.2 pour les détails instrumentaux). Les contraintes portent en particulier sur l'angle minimal à partir duquel nous pouvons mesurer le cœur correctement. Sauf indication contraire, cette valeur d'angle minimal a été fixée à 6° . Généralement nous nous sommes aussi limité à 10° comme angle maximum : au-delà, des effets de détection (inhomogénéité de la réponse du détecteur avec l'angle) pouvant altérer la résolution en impulsion.

Une limite haute a aussi dû être placée en lumière collectée dans le scintillateur plastique pour éviter la contamination des mesures du cœur par les diffusions élastiques du noyau de ^{11}Be , ce qui se traduit par une coupure en énergie cinétique mesurée pour le noyau-cœur à environ 500 MeV, soit une impulsion de 3100 MeV/c.

5.3 Caractéristiques du cœur

L'état de sortie du cœur de ^{10}Be du noyau à halo ^{11}Be peut être caractérisé par son vecteur quantité de mouvement dont nous allons étudier les caractéristiques sous différentes conditions. Avant de procéder à cette étude en détail, nous présentons ici l'allure générale des distributions de la norme de l'impulsion (Figure 5.2).

5.3.1 Impulsion du noyau-cœur

La distribution en impulsion du cœur mesurée par le télescope et intégrée entre 6° et 10° est représentée Figure 5.2. Elle possède deux contributions principales. La première est une courbe d'allure gaussienne présente dans la partie haute impulsion du spectre. Cette partie du spectre résulte pour l'essentiel de la cassure du noyau de

^{11}Be par dissociation coulombienne, épiluchage ou diffraction nucléaire : des mécanismes pour lesquels le neutron du halo peut être fortement perturbé, mais qui laissent le cœur du noyau à halo sur une trajectoire quasi-élastique²⁶ de répulsion coulombienne. La largeur de cette gaussienne représente la largeur de l'impulsion des neutrons lors de la cassure du noyau (impulsion de Fermi des neutrons du halo) et permet donc de sonder la fonction d'onde des neutrons à l'instant de la dissociation.

L'autre contribution de ce spectre résulte des collisions inélastiques du noyau-cœur avec le noyau-cible. Elle peuple donc la partie basse impulsion du spectre, là où le cœur a perdu une quantité importante de son impulsion transférée au noyau-cible. Comme nous le verrons plus en détail par la suite, nous avons affaire à un phénomène intéressant de cassure inertielle dans laquelle, lors du brusque ralentissement du cœur au cours d'une forte interaction nucléaire avec le noyau-cible, le neutron du halo est libéré quasiment à la vitesse du projectile. Ce phénomène ne se manifeste que parce que le neutron du halo est très faiblement lié. S'il était lié dans le potentiel nucléaire d'un noyau non exotique, nous observerions un freinage identique pour l'ensemble des nucléons du noyau.

La partie droite du spectre est coupée par la sélection dans le plan d'identification $\Delta E-E$ afin d'éviter une trop grande contamination du spectre d'impulsion par le noyau voisin ^{11}Be .

5.3.2 Dépendance de la distribution en impulsion du noyau-cœur à différentes sélections. Multiplicité neutronique associée

Trois types d'événements sont considérés sur la Figure 5.3 dans laquelle on représente la distribution de l'impulsion du noyau ^{10}Be . Sur ces figures on a porté la multiplicité des neutrons détectés par ORION, corrigée du bruit de fond moyen du détecteur ainsi que de son efficacité (échelle de droite). Les données sont intégrées sur trois mesures réalisées pour des distances différentes du détecteur Tournesol (ensemble des mesures A, B et C référencées sur le Tableau 5.3) par rapport à la cible : en effet, la sensibilité des résultats expérimentaux à ce paramètre a été trouvée négligeable. La partie quasi-élastique des distributions est ajustée par une fonction gaussienne sur le domaine où la courbe est représentée en gras. Le trait pointillé est une extension au delà du domaine de contrainte de la fonction ajustée. Les résultats des ajustements sont donnés dans les encadrés pour chaque figure (moyenne et écart-type), le RMS des données brutes sur la fenêtre de visualisation est aussi affiché. La dernière ligne de l'encadré donne la valeur du sigma corrigée de la résolution du détecteur.

26. Le terme *quasi-élastique* sera utilisé par la suite dans ce document pour désigner ce type d'événements dans lesquels le cœur a subi une diffusion élastique (aux interactions entre le cœur et les neutrons du halo près), quelle que soit la nature de l'interaction des neutrons du halo avec le noyau-cible. Les événements pour lesquels le cœur a subi une interaction dissipative seront par extension nommés *inélastiques*.

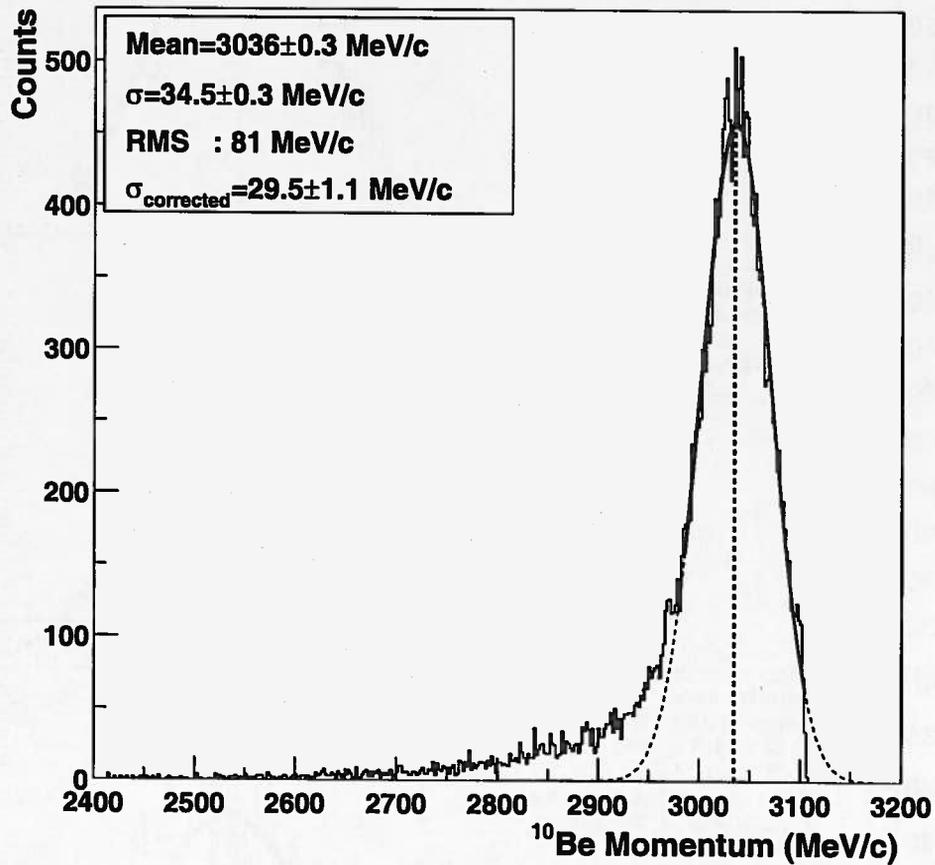


FIG. 5.2 – Spectre en impulsion du noyau-cœur ¹⁰Be.

Le cœur a été sélectionné à un angle compris entre 6 et 10°, l'ensemble des événements a été sommé sans autres sélections avec leurs poids statistiques respectifs (en majorité issus du déclenchement d'ORION ou de TOURNESOL). La différence entre le sigma de l'ajustement gaussien sur la partie quasi-élastique du spectre et le RMS calculé à partir de l'ensemble des données du spectre met en évidence l'importance de la partie inélastique. La ligne verticale tiretée matérialise l'impulsion attendue compte tenu de l'impulsion du faisceau incident et de l'épaisseur de la cible. L'écart observé, de l'ordre de 5%, signe la limite de la calibration de la réponse du détecteur plastique.

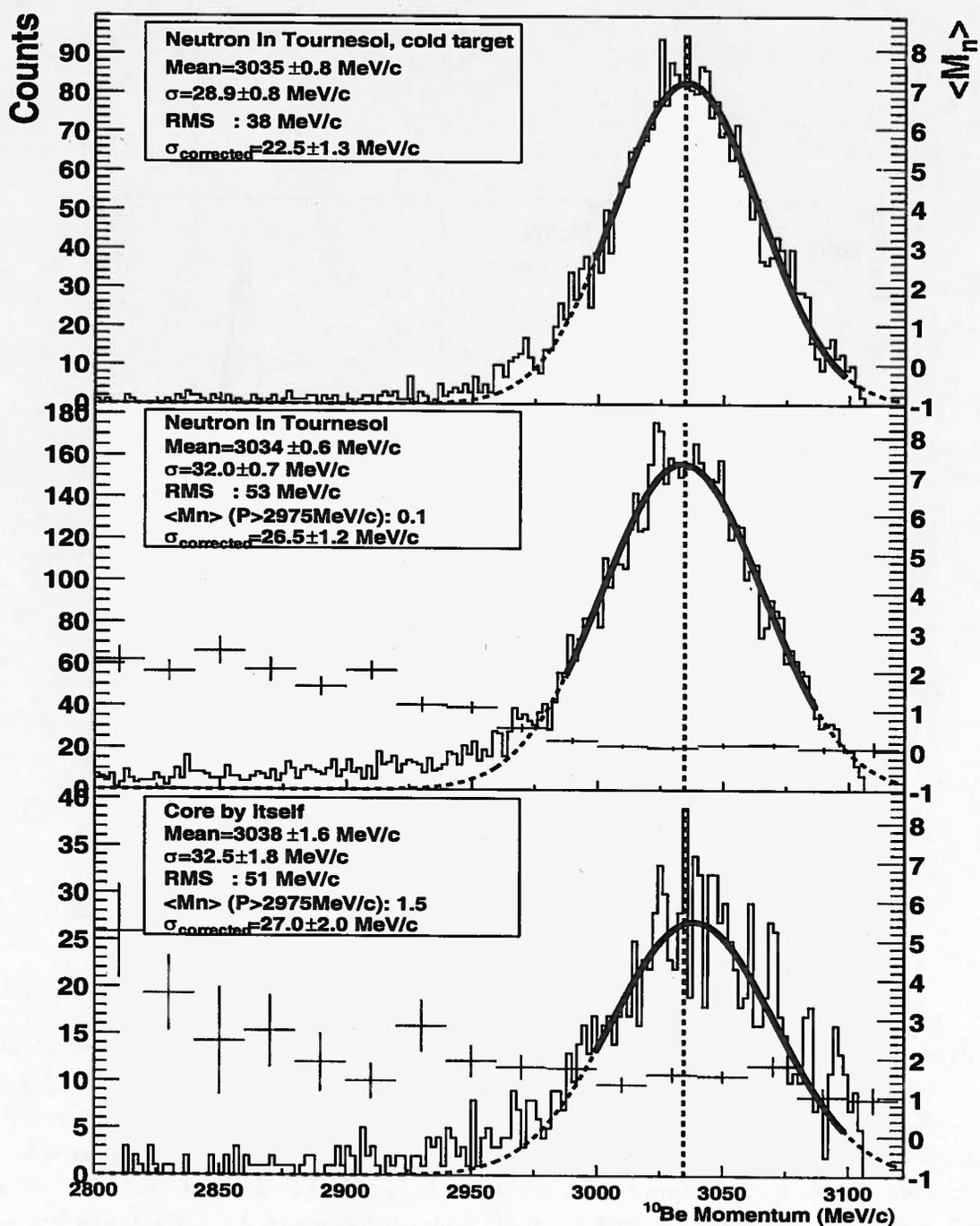


FIG. 5.3 – Spectre en impulsion du noyau-cœur et multiplicité neutronique associée en fonction des sélections effectuées.

Les différentes sélections sont rappelés à l'intérieur des cadres, de même que les valeurs des ajustements gaussiens et la multiplicité neutronique moyenne pour les événements localisés dans le pic quasi-élastique. Le noyau-cœur a été sélectionné à un angle compris entre 6° et 10° , les poids relatifs des distributions sont essentiellement dus aux caractéristiques du dispositif expérimental.

Il ne faut pas tenir pour significatives les différences d'amplitudes des spectres portés sur la figure, elles sont essentiellement dues aux choix du déclenchement de l'acquisition et des caractéristiques des détecteurs (efficacité, position...).

Les mesures inclusives de la distribution de l'impulsion du cœur (spectre du bas) ont été réalisées avec fort peu de statistique. En effet, les événements significatifs ont dû être extraits du fond des événements en ^{11}Be élastiques très abondants dans ce mode de déclenchement. On peut toutefois constater que pour une proportion non négligeable des événements, le noyau-cible est en moyenne notablement chauffé, sans doute par des réactions d'épluchage, ce qui sera confirmé dans la suite de l'analyse. En dépit de sa faible statistique cette mesure sans condition est intéressante car c'est la seule qui permette d'obtenir des événements non contraints par le filtre du détecteur (déclenchement en multiplicité ou avec un neutron de TOURNESOL).

L'imposition d'une condition de coïncidence avec le neutron du halo détecté dans TOURNESOL (panneau du milieu) ne modifie pas sensiblement la largeur en impulsion. Cependant la multiplicité neutronique dans la zone quasi-élastique devient presque nulle (elle était d'environ 1,5 neutron en mesure inclusive). Lorsque la collision est quasi-élastique, le noyau-cœur ne cède pas d'énergie au noyau-cible, mais le neutron du halo peut intercepter le noyau-cible et le chauffer. En imposant de le trouver à l'avant, on ôte une source de chauffage du noyau-cible et nous pouvons donc estimer que la quantité moyenne d'énergie déposée par le neutron dans la cible, intégrée sur tous les mécanismes de réaction quasi-élastiques, est de l'ordre de 15 MeV (1,5 neutrons en multiplicité). Les réactions de dissociation et d'épluchage paraissent apporter la même information quant à la largeur en impulsion du cœur.

Lorsque l'on impose simultanément la détection du neutron du halo dans TOURNESOL et une multiplicité neutronique nulle, c'est à dire pas d'échauffement du noyau-cible, le spectre est pratiquement gaussien à quelques événements près, situés à basse impulsion. Ceux-ci demeurent du fait qu'ORION n'a qu'une efficacité de 67%, et laisse donc passer quelques événements de multiplicité faible comme des événements de multiplicité nulle. Cependant, l'essentiel du spectre ne se rapporte plus qu'à des noyaux-cœurs ayant effectué une interaction quasi-élastique avec la cible. La largeur de la distribution observée sous ces conditions est légèrement plus faible que dans les sélections moins restrictives, le sigma corrigé vaut $22,5 \pm 1,3$ MeV/c au lieu de $27,0 \pm 2,0$ MeV/c. Le rétrécissement provient essentiellement du flanc à basse impulsion de la courbe, là où la multiplicité neutronique était plus élevée.

Les distributions en impulsion sont ajustées par des fonctions gaussiennes, et la largeur de la distribution peut être corrigée de l'élargissement lié d'une part à la dispersion en impulsion du faisceau, et d'autre part à la réponse du détecteur plastique (voir Sous-Section 2.2.2 sur la réponse des détecteurs plastiques). Les valeurs les plus étroites de sigma mesurées sur les distributions (environ 29 MeV/c) deviennent proches de cette résolution expérimentale (18 MeV/c), donnant une barre d'erreur non négligeable aux résultats des mesures. En effet, l'incertitude sur la valeur corrigée est maintenant dominée par celle sur la résolution : $\sqrt{28,9^2 - (18 \pm 1)^2} = 22,5 \pm 0,8$, l'incertitude statistique n'ajoutant que 0,4 unité au résultat.

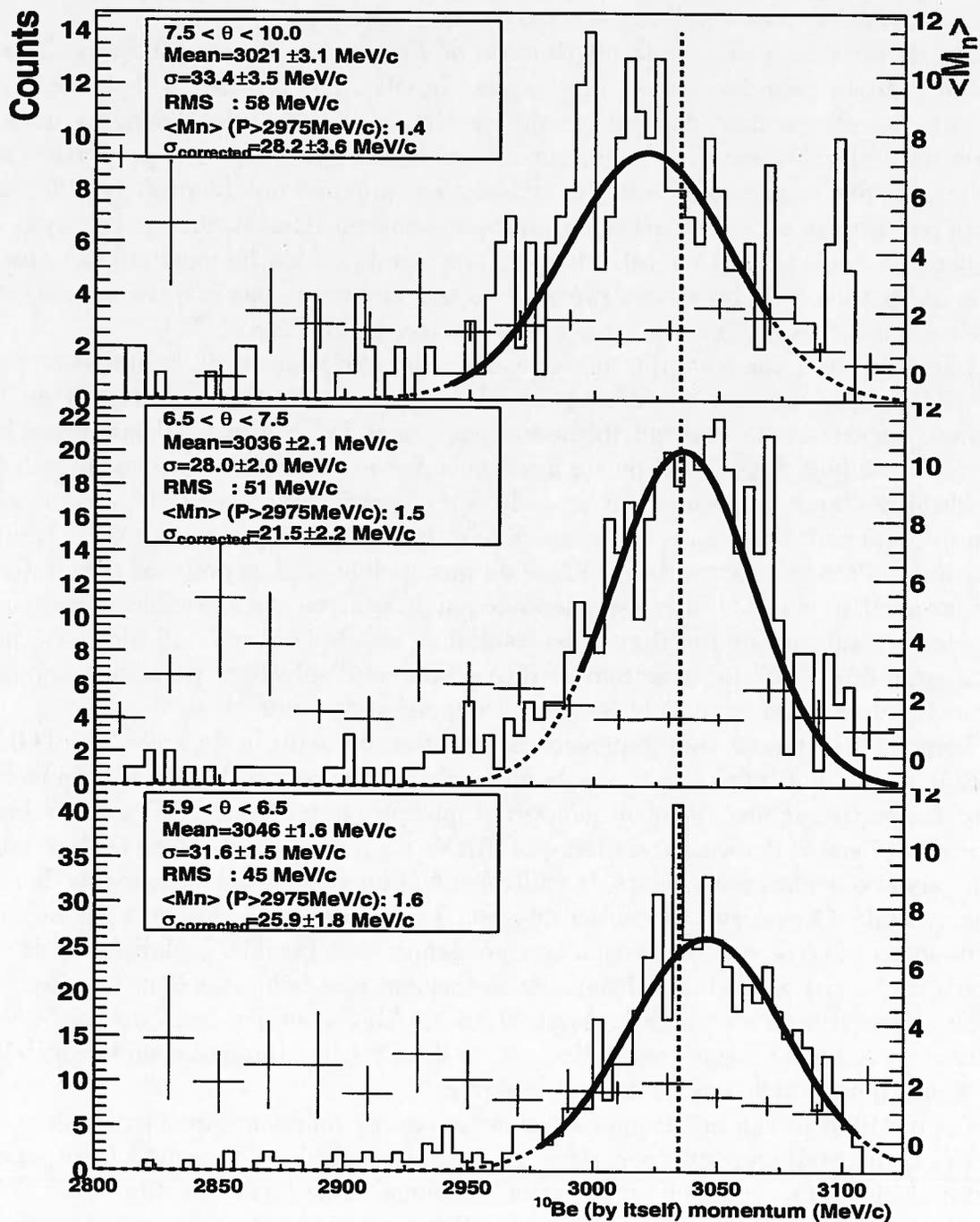


FIG. 5.4 – Distribution en impulsion du noyau-cœur ¹⁰Be (déclenchement inclusif) pour différents angles de détection.

La faible statistique disponible sur les spectres présentés rend l'interprétation de l'évolution de la mesure avec l'angle moins facile. Les sélections angulaires sont rappelées dans les encadrés.

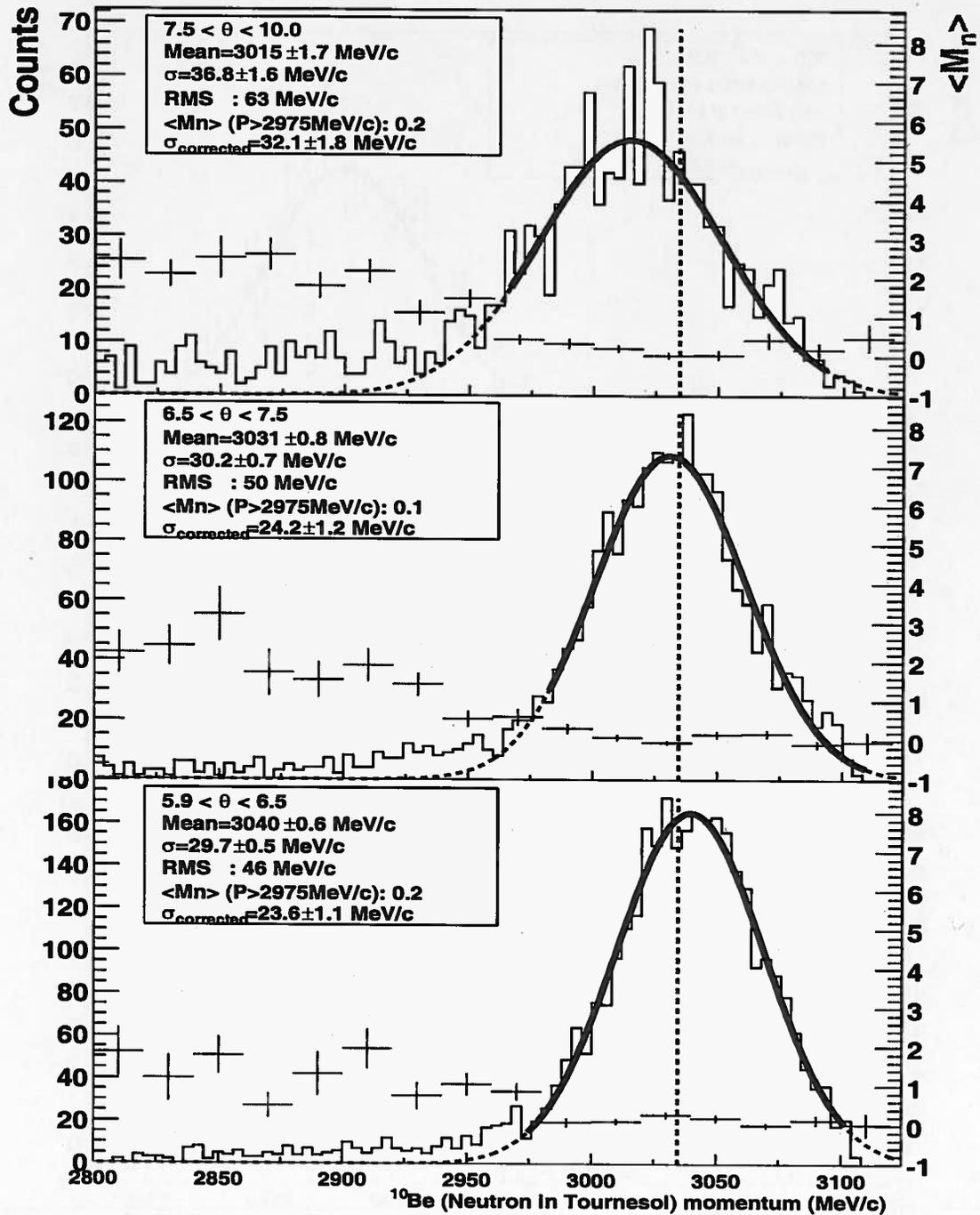


FIG. 5.5 – Distribution en impulsion du noyau-cœur ^{10}Be (en coïncidence avec un neutron du halo dans TOURNESOL) pour différents angles de détection.

L'effet de glissement de la valeur moyenne des spectres n'est pas uniquement dû aux effets cinématiques d'une diffusion quasi-élastique, mais pourrait être lié à la faible variation de réponse du détecteur plastique en fonction de l'angle. Les sélections angulaires sont rappelées dans les encadrés.

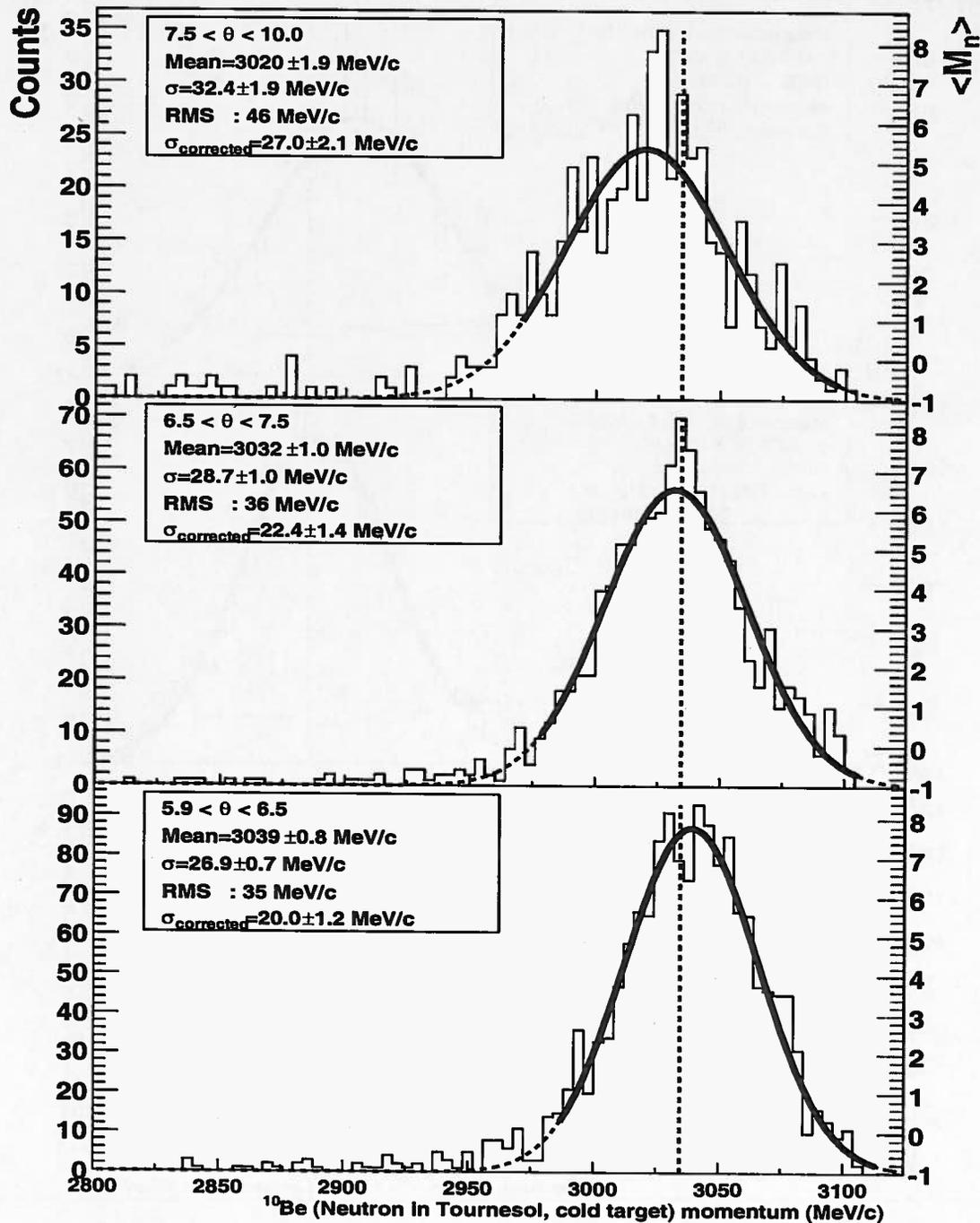


FIG. 5.6 – Distribution d'impulsion du noyau-cœur ^{10}Be (en coïncidence avec un neutron du halo dans TOURNESOL, noyau-cible froid) pour différents angles de détection. Les spectres en impulsion sont quasi-gaussiens, la traîne à basse impulsion (inélastique) a disparu. C'est une sélection très propre des événements ayant subi une dissociation (coulombienne ou nucléaire).

Avec les mêmes trois types d'événements sélectionnés dans la section précédente, nous allons maintenant étudier l'influence de l'angle de détection du noyau-cœur sur la distribution en impulsion, présenté en Figures 5.4, 5.5 et 5.6. Nous observons généralement un élargissement de la distribution en impulsion avec l'augmentation de l'angle de détection du cœur. Lorsque n'est imposé aucune autre contrainte sur la mesure (Figure 5.4), nous pouvons penser que la plus grande partie de l'élargissement observé provient de l'augmentation relative des collisions inélastiques du cœur avec le noyau-cible. L'élargissement est encore marqué quand le neutron du halo est détecté en coïncidence (Figure 5.5). Quand est imposé au noyau-cible la condition de rester froid (Figure 5.6), l'augmentation de largeur observée entre la première et la dernière fenêtre angulaire pourrait être liée à l'exploration de tranches différentes de la fonction d'onde à mesure que le paramètre d'impact diminue. Comme nous le verrons par la suite, cette hypothèse est infirmée par les largeurs d'impulsion des neutrons détectés en coïncidence.

5.3.3 Angle de détection du noyau-cœur

La distribution angulaire du cœur de ^{10}Be émis lors de la dissociation du ^{11}Be a été étudiée pour différentes conditions de déclenchement. Il faut noter que notre dispositif expérimental ne permet pas de descendre aux bas angles (en dessous de 5°) ce qui nous empêche d'observer la distribution pour les collisions les plus périphériques. Les spectres en Figures 5.7 et 5.8 représentent des distributions angulaires sous différentes conditions prises entre 5° et 10° (l'angle d'effleurement est de l'ordre de 5°).

La Figure 5.7 présente la distribution angulaire pour trois conditions distinctes : détection inclusive, détection simultanée d'un neutron dans TOURNESOL et événements où l'on impose en plus que le noyau-cible soit resté froid. La détection inclusive est réalisée à partir du déclenchement plastique et sa statistique est réduite d'un facteur 30 par échantillonnage lors de l'acquisition ; cet effet est corrigé sur la figure mais ceci explique pourquoi l'erreur statistique reportée est plus élevée pour ce spectre. Les trois panneaux correspondent à trois distances différentes de TOURNESOL à la cible, c'est à dire à des acceptances angulaires plus ou moins grandes de détection du neutron du halo. Ceci a une influence sur la probabilité de détection du cœur en coïncidence avec un neutron du halo. Pour ces spectres, le noyau-cœur peut avoir une impulsion quelconque.

Tout d'abord, ces données mettent en évidence les grandes efficacités de mesure que permettent la combinaison de nos détecteurs. Grâce à la bonne couverture angulaire de TOURNESOL et sa bonne efficacité intrinsèque (64% pour des neutrons de 50 MeV avec les deux secteurs de TOURNESOL), imposer la détection du neutron à l'avant n'enlève qu'un facteur trois au taux de comptage, à comparer avec ce que permet un détecteur de type modulaire (tel que DÉMON), où la perte serait de un à deux ordres de grandeur dans la statistique.

En ce qui concerne la distribution inclusive, ne dépendant pas de la position du détecteur TOURNESOL, sa représentation sur les différents panneaux est inchangée, ce qui signifie simplement que nos mesures sont stables dans le temps (stabilité des conditions de faisceaux et de détection).

La diminution d'acceptance angulaire de TOURNESOL avec son éloignement se traduit par une baisse de probabilité de détection du cœur en coïncidence (on passe successivement de 32% à 22% puis 12% pour les distances de 2,34 m, 3,045 m et 4,5 m, respectivement).

En raison de la distribution neutronique particulièrement piquée à l'avant, la couverture angulaire de TOURNESOL à la plus courte distance (2,34 m) est quasi totale²⁷. La chute d'un facteur trois de la statistique observée à deux origines principales outre l'acceptance angulaire du neutron. La première est due à l'efficacité de détection intrinsèque de TOURNESOL (64%), la seconde résulte des réactions d'épluchage, pour lesquelles le neutron a été absorbé ou très fortement perturbé par la cible et ne peut plus être détecté à l'avant. L'épluchage se manifeste expérimentalement par un léger chauffage de la cible (environ 1 à 1,5 neutrons en moyenne).

La chute d'intensité d'environ 50% entre la condition « neutron dans TOURNESOL » et « neutron dans TOURNESOL et noyau-cible froid » résulte essentiellement du fait que le bruit d'ORION cause le rejet d'environ la moitié des événements de multiplicité neutronique nulle. A plus grand angle, la proportion d'événements inélastiques augmente, ce que l'on peut constater par la diminution de la proportion de réactions ayant laissé la cible froide.

L'angle de détection du noyau-cœur est lié au paramètre d'impact, et va donc avoir une relation avec l'inélasticité de la réaction, d'autant plus sensible que le paramètre d'impact est faible. Une manière de représenter directement cette inélasticité est d'utiliser la connaissance de l'état de chauffage de la cible donné par la multiplicité neutronique d'ORION.

Les distributions angulaires sont présentées par tranche de multiplicité neutronique dans la Figure 5.8 à la fois pour les réactions inclusives (seul le noyau ^{10}Be est détecté) ou en coïncidence avec le neutron du halo (aux trois distances de la cible à TOURNESOL). Il apparaît que le neutron prend plus part au chauffage du noyau lorsque l'inélasticité de la réaction est grande. Pour les grandes inélasticités, le neutron du halo par lui seul peut difficilement rendre compte du chauffage de la cible sans que le cœur y contribue, ce qui signifie que le paramètre d'impact est plus faible. Ceci à son tour favorise l'interaction entre la cible et le neutron du halo. Quelle que soit la distance de TOURNESOL à la cible, on observe que les distributions angulaires des noyaux ^{10}Be détectés sont sensiblement plus plates à grande inélasticité de la réaction qu'à faible inélasticité. Ceci est une seconde indication qui montre que les faibles paramètres d'impact sont sensiblement plus impliqués que les grands quand la multiplicité neutronique augmente.

5.3.4 Tableau récapitulatif des mesures

Le Tableau 5.5 récapitule les données importantes obtenues sur la largeur du noyau-cœur ^{10}Be issu des réactions du projectile ^{11}Be sur cible de plomb. Nous pouvons y noter la dépendance de la multiplicité neutronique à la présence d'un neutron détecté

27. Le détecteur possède toutefois une zone morte de 5 cm de rayon au centre.

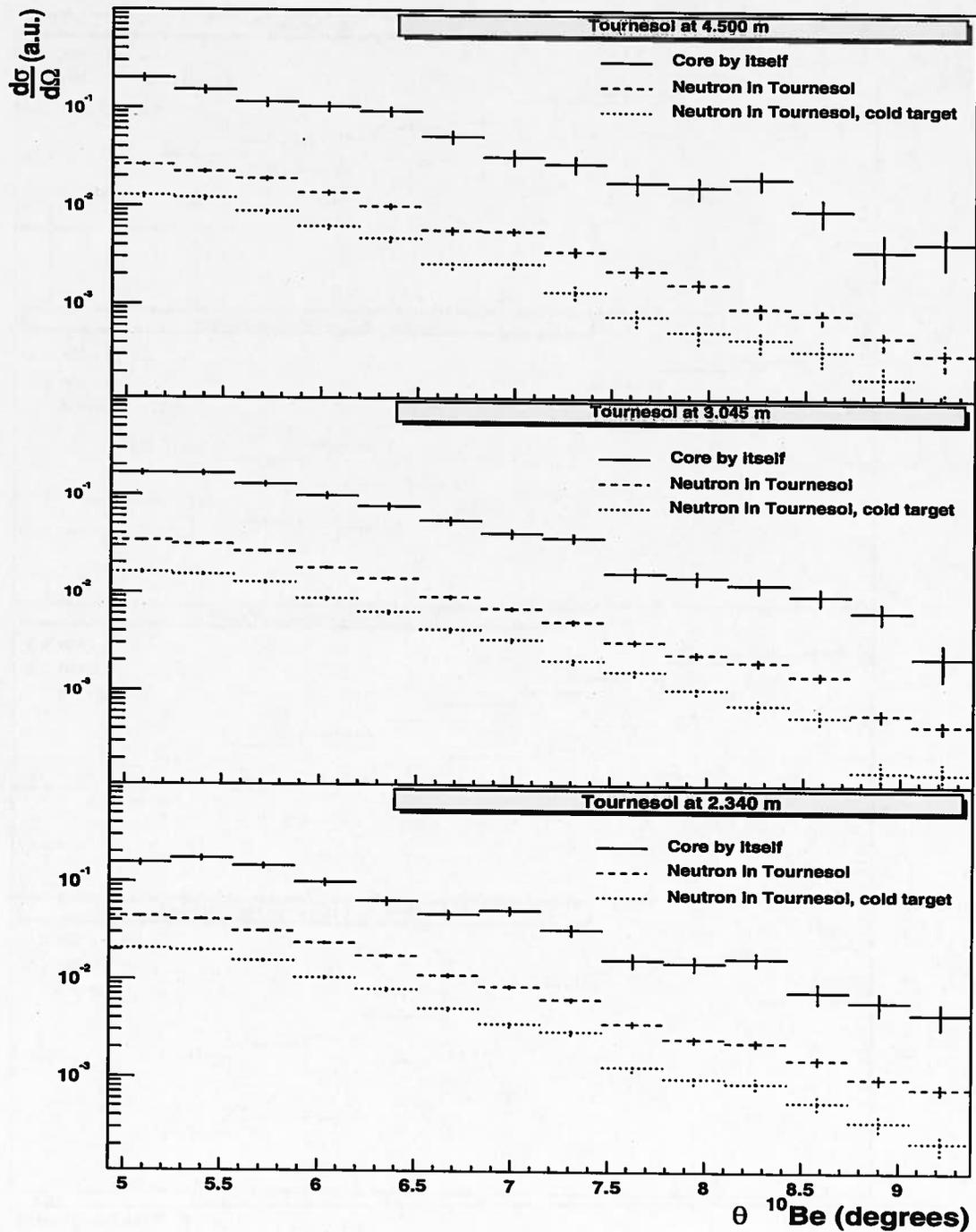


FIG. 5.7 – Distribution angulaire du noyau-cœur ^{10}Be en fonction des conditions de détection pour trois distances de TOURNESOL à la cible.

Les distances sont indiquées dans les panneaux, les trois sélections représentées sont « déclenchement inclusif », « neutron dans TOURNESOL » et « neutron dans TOURNESOL avec cible froide ». L'impulsion du noyau-cœur n'est pas contrainte sur ces mesures.

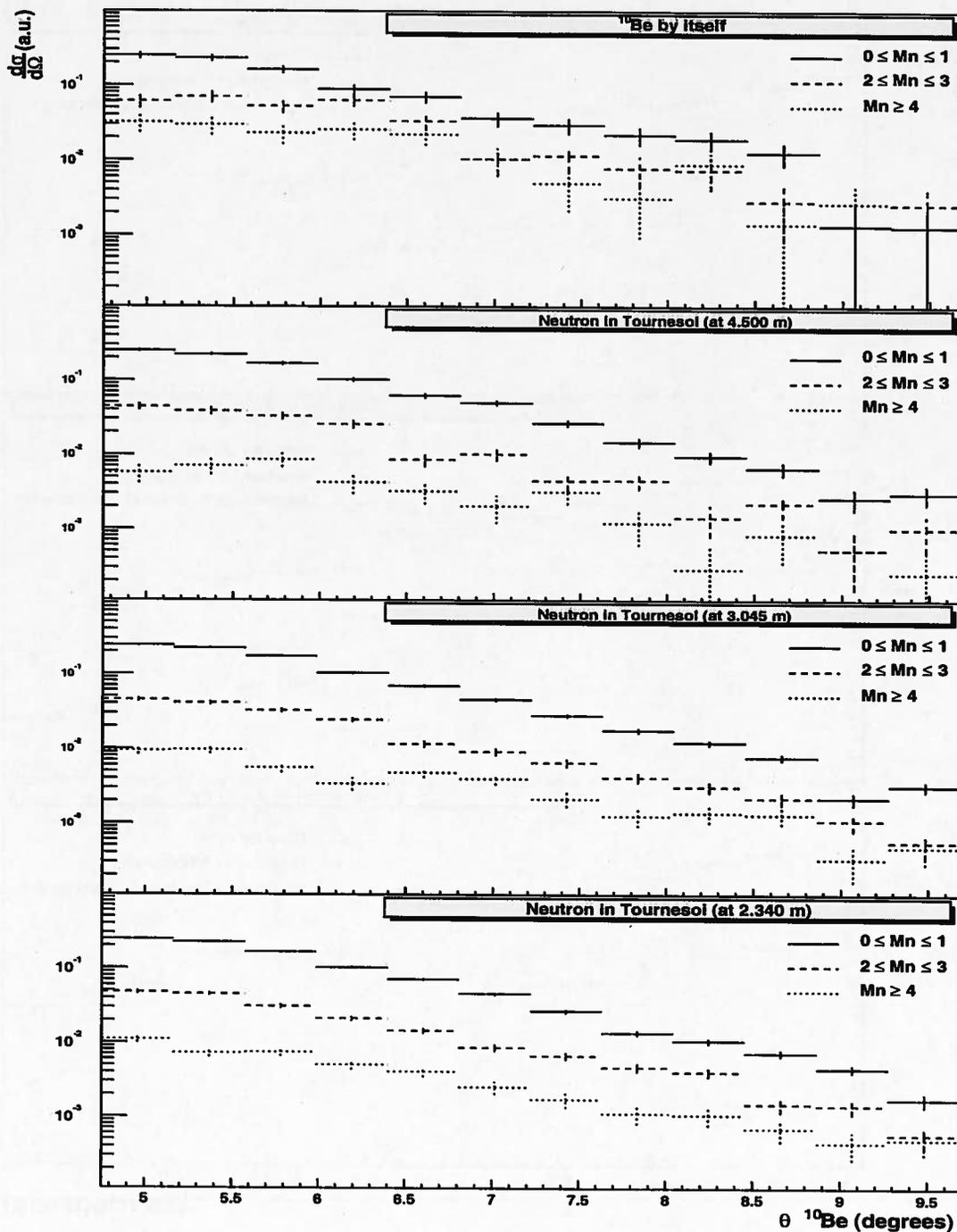


FIG. 5.8 – Distribution angulaire du noyau-cœur ^{10}Be en fonction de la multiplicité neutronique, pour différentes conditions de mesure.

Dans le panneau du haut, le déclenchement est effectué sans condition (cœur seul). Les trois autres panneaux, du haut en bas, représentent différentes distances à la cible traduisant une acceptation angulaire croissante de TOURNESOL aux neutrons du halo émis par la réaction.

Déclenchement ⇒ ⇓ Sélection angulaire		Inclusif	Neutron dans TOURNESOL	Neutron dans TOURNESOL et noyau-cible froid
7,5° – 10°	Moy.	3021 ± 3,1	3015 ± 1,7	3020 ± 1,9
	Larg.	28,2 ± 3,6	32,1 ± 1,8	27,0 ± 2,1
	M_n	1,4	0,2	0
6,5° – 7,5°	Moy.	3021 ± 3,1	3031 ± 0,8	3032 ± 1,0
	Larg.	21,5 ± 2,2	24,2 ± 1,2	22,4 ± 1,4
	M_n	1,5	0,1	0
6° – 6,5°	Moy.	3046 ± 1,6	3040 ± 0,6	3039 ± 0,8
	Larg.	25,9 ± 1,8	23,6 ± 1,1	20,0 ± 1,2
	M_n	1,6	0,2	0
6° – 10°	Moy.	3038 ± 1,6	3034 ± 0,6	3035 ± 0,8
	Larg.	27,0 ± 2,0	26,5 ± 1,2	22,5 ± 1,3
	M_n	1,5	0,1	0

TAB. 5.5 – *Tableau synthétique des mesures cinématiques sur le cœur de ^{11}Be . Sont indiquées dans le tableau pour chaque condition (sélection angulaire et condition de déclenchement), la position du centroïde de l'ajustement gaussien (en MeV/c), la largeur de cet ajustement (MeV/c, en dessous) et la multiplicité neutronique moyenne associée dans la zone de quasi-élasticité (dernière ligne).*

dans TOURNESOL, ainsi que la dépendance de la largeur mesurée aux conditions de sélection.

5.4 Caractéristiques cinématiques des neutrons du halo tels que mesurées par TOURNESOL

5.4.1 Caractéristiques générales

Après nous être intéressé à l'impulsion du noyau-cœur dans les réactions de dissociation, nous étudions maintenant l'impulsion du second produit de la réaction, le neutron du halo.

Les caractéristiques du neutron sont mesurées par le détecteur TOURNESOL, pour lequel un paramètre important est sa distance à la cible qui conditionne son angle solide de détection ainsi que sa résolution en temps. C'est pourquoi, très fréquemment, les données seront analysées séparément aux différentes distances. Une valeur corrigée est généralement calculée et présentée en regard de la valeur brute, la correction est effectuée selon la méthode et avec les valeurs présentées en Sous Section 3.8.2. La statistique obtenue sur la plus grande distance (450 cm) est assez faible.

Les mesures réalisées en neutrons sont présentées corrigées du biais induit par les variations différentielles d'efficacité du détecteur TOURNESOL à différentes énergies de neutron (voir Sous Section 3.8.3). C'est pourquoi les axes verticaux des spectres sont souvent exprimés en « nombres de coups corrigés », ce qui correspond en moyenne à une multiplication par deux à trois du nombre de coups observés (inverse de la fonction de réponse de TOURNESOL en Figure 3.20).

5.4.2 Impulsion des neutrons du halo en fonction des conditions de déclenchement et de la distance du détecteur TOURNESOL à la cible

Sur la Figure 5.9 sont représentées les distributions en impulsion des neutrons vus par TOURNESOL aux trois distances de mesures effectuées en coïncidence avec un noyau de ^{10}Be (voir conditions précises de détection en légende). La variation de largeur de la distribution observée peut avoir des causes physiques (l'angle solide de mesure des neutrons varie avec la distance, donc probablement aussi les caractéristiques des neutrons mesurés) mais est aussi due aux incertitudes de mesures. Dans le paragraphe 3.8.2, cette résolution expérimentale (incertitude sur le temps d'arrivée des neutrons et la base de vol) avait été estimée, et nous pouvons corriger les valeurs brutes obtenues de cette valeur (Tableau 5.6).

En Figure 5.10, nous avons représenté les spectres obtenus dans le cas où le noyau-cible est demeuré froid, ce qui ne change que légèrement les résultats. Nous ne nous attendons pas à une modification importante, car la multiplicité neutronique mesurée en coïncidence, et reportée en Figure 5.9 est quasiment nulle au dessus de 250 MeV/c, là où la largeur du spectre est déterminée.

Compte tenu des barres d'erreurs sur les résultats mesurés, il nous est impossible de conclure quant à une éventuelle dépendance de la largeur en impulsion des neutrons avec l'acceptance angulaire de mesure. La légère variation observée est dans les limites de l'erreur systématique en temps absolu.

5.4. Caractéristiques cinématiques des neutrons du halo tels que mesurées par TOURNESOL

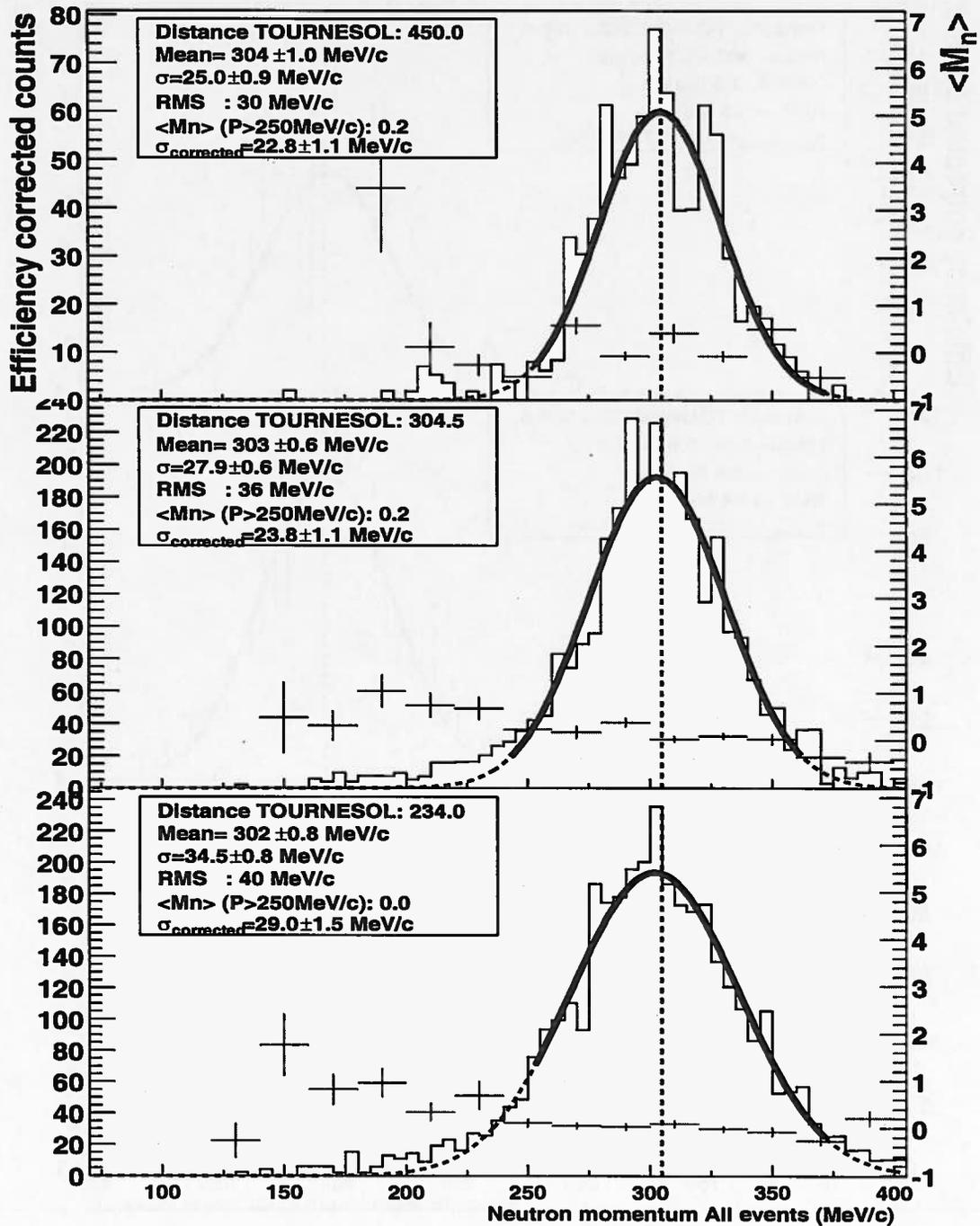


FIG. 5.9 – Spectre en impulsion des neutrons détectés dans TOURNESOL.

Les événements sélectionnés sont en coïncidence avec un noyau-cœur de ^{10}Be d'énergie cinétique supérieure à 460 MeV soit une impulsion de 2965 MeV/c, l'angle de collection de ce cœur est contraint entre 6° et 10° . Chaque spectre correspond à une mesure réalisée à une distance entre la cible et TOURNESOL différente (voir encadrés).

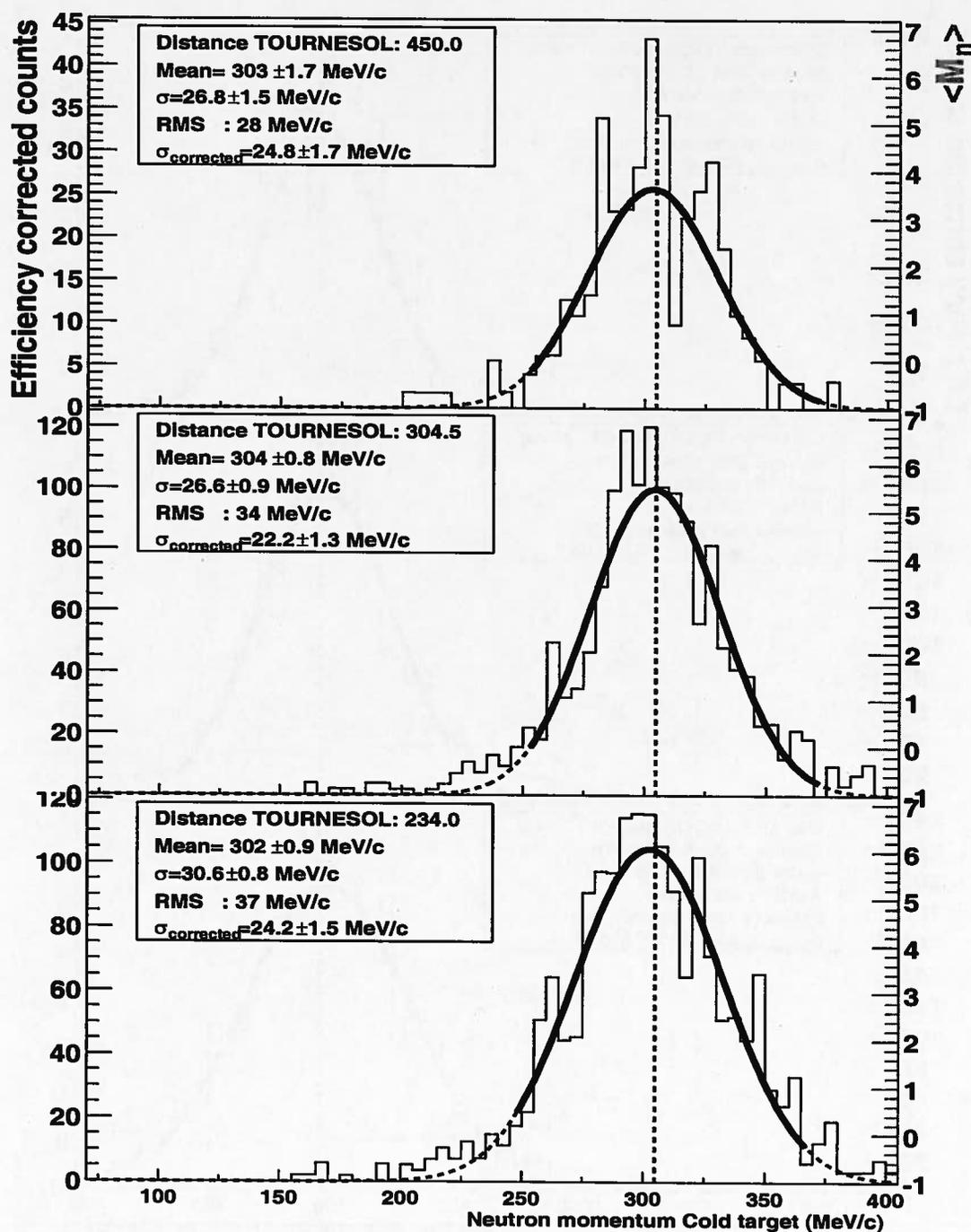


FIG. 5.10 – Spectre en impulsion des neutrons détectés dans TOURNESOL, noyau-cible froid.

Les événements sélectionnés sont en coïncidence avec un noyau-cœur de ^{10}Be d'énergie cinétique supérieure à 460 MeV soit une impulsion de 2965 MeV/c. Le détecteur ORION n'a pas détecté d'échauffement de la cible. Chaque spectre correspond à une mesure réalisée à une distance entre la cible et TOURNESOL différente (voir encadrés).

5.4. Caractéristiques cinématiques des neutrons du halo tels que mesurées par TOURNESOL

Distance cm	Acceptance angulaire	Largeur brute σ MeV/c	Résolution MeV/c	Largeur corrigée MeV/c
234	1,2°-23°	34,5 ± 0,8	20	29,0 ± 1,5
304	0,9°-18°	27,9 ± 0,6	15	23,8 ± 1,1
450	0,6°-13°	25,0 ± 0,9	10	22,8 ± 1,1

TAB. 5.6 – Détermination de la largeur en impulsion du neutron associé au cœur de ^{10}Be en réaction de dissociation.

Les corrections sont calculées comme indiqué en Sous Section 3.8.2.

Distance cm	Largeur brute MeV/c	Résolution MeV/c	Largeur corrigée MeV/c
234	30,6 ± 0,8	20	24,2 ± 1,5
304	26,6 ± 0,9	15	22,2 ± 1,3
450	26,8 ± 1,5	10	24,8 ± 1,7

TAB. 5.7 – Détermination de la largeur en impulsion du neutron associé au cœur de ^{10}Be en réaction de dissociation. La cible est restée froide.

Les valeurs obtenues pour la largeur en impulsion du neutron (Figure 5.9, dont les valeurs sont résumées dans le Tableau 5.6) sont voisines de celles obtenues pour le noyau-cœur dans des conditions équivalentes ($26,5 \pm 1,2$ MeV/c Figure 5.3) aux limites de résolution des mesures, de même que les valeurs obtenues à partir de la Figure 5.10 et Tableau 5.7 se comparent au cas « neutron dans TOURNESOL et noyau-cible froid » des mesures du cœur ($22,5 \pm 1,3$ MeV/c). Ce résultat est attendu pour un noyau avec un seul neutron dans le halo et résulte simplement de la conservation de l'impulsion du système « cœur et neutron » dans l'hypothèse où la cible contribue de manière négligeable au bilan d'impulsion ce qui est le cas si, comme ici, elle est beaucoup plus massive que le projectile.

5.4.3 Impulsion du neutron détecté en fonction de l'angle du noyau-cœur

La Figure 5.11 présente trois spectres de l'impulsion du neutron détecté par TOURNESOL pour trois sélections angulaires différentes du noyau-cœur. Dans la limite de

	Neutron dans TOURNESOL	Neutron dans TOURNESOL et noyau-cible froid
σ cœur	26,9 ± 1,2	22,8 ± 01,2
σ neutron	25,2 ± 01,1	23,7 ± 1,3

TAB. 5.8 – Largeur d'impulsion dans deux conditions de sélection pour la réaction $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + n$.

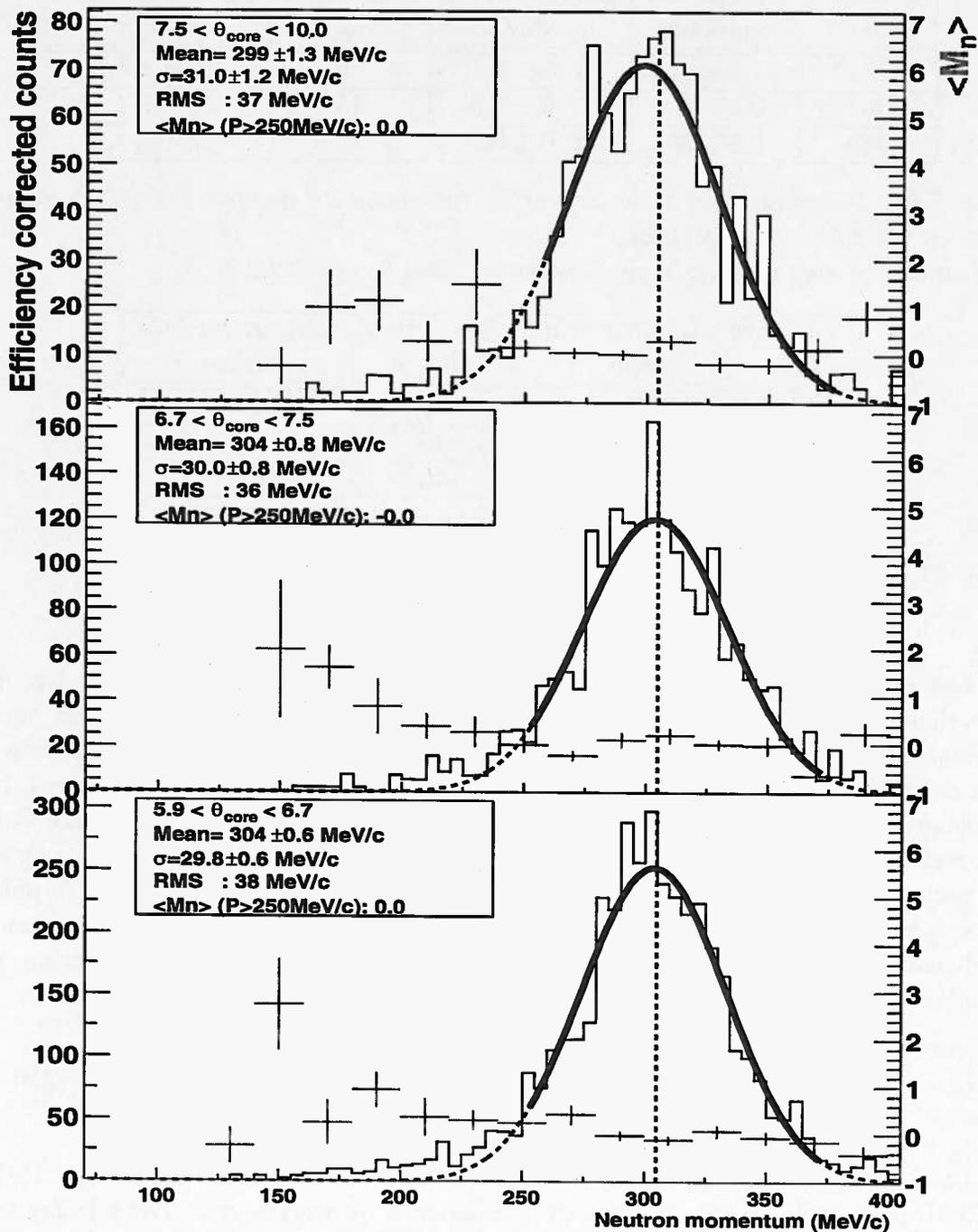


FIG. 5.11 – Spectre en impulsion des neutrons détectés dans *TOURNESOL* en fonction de l'angle de collection du noyau cœur.

Les événements sélectionnés sont en coïncidence avec un noyau-cœur de ^{10}Be d'énergie cinétique supérieure à 460 MeV soit une impulsion de 2965 MeV/c sélectionné dans des tranches angulaires similaires à celles utilisées pour représenter le cœur (Figure 5.4). En raison d'une statistique limitée, l'ensemble des données acquises aux différentes distances du détecteur *TOURNESOL* ont été sommées.

résolution de notre dispositif, il n'apparaît pas d'évolution significative de la largeur de la distribution en impulsion. Les mesures dans des conditions similaires effectuées sur le noyau-cœur (Figure 5.5) montrent une augmentation significative (10 MeV/c) de la largeur en impulsion du noyau-cœur avec l'angle. Or, les contraintes cinématiques de la réaction impliquent une égalité de comportement entre le neutron et le noyau cœur. Nous pouvons émettre l'hypothèse que la variation de réponse du scintillateur plastique en fonction de la position (détaillé en Sous Section 2.2.2) peut être à l'origine de la déviation observée.

5.4.4 Collisions non quasi-élastiques avec le noyau-cible

Les mesures précédentes ont été effectuées en coïncidence avec un noyau-cœur détecté dans la zone quasi élastique de son spectre d'impulsion. Nous allons maintenant présenter le résultat des mesures effectuées sur un échantillon de neutrons émis en coïncidence avec un noyau-cœur ayant perdu une quantité notable de son impulsion dans son interaction avec la cible (Figure 5.12).

La statistique est assez faible, néanmoins suffisante pour permettre de constater que la largeur de la distribution (supérieure à 37 MeV/c) est notablement plus élevée que dans le cas élastique. Un autre point intéressant à noter est le décalage de la moyenne en impulsion vers le haut. Elle est plus élevée que dans le cas élastique d'environ 5%.

L'élargissement en impulsion du neutron avait déjà été observé par Yann Périer *et al.* [PER97] dans les réactions de dissociation du ${}^6\text{He}$. Quelle peut être son origine? La réaction se déroulant à paramètre d'impact réduit, le neutron du halo peut interagir avec un nucléon du noyau-cible plus probablement que dans le cas où le cœur est plus éloigné de la cible. Si cela devait être la raison de cet élargissement, nous devrions observer une traîne à faible impulsion pour le neutron ce qui n'est manifestement pas le cas, même à courte distance de *TOURNESOL* où l'angle couvert par le détecteur est très large. Une autre possibilité serait de mesurer à la fois des neutrons du halo et des neutrons du cœur arrachés par interaction avec la cible. Il faudrait alors que le neutron du halo vienne remplacer celui échappé du cœur pour obtenir un ${}^{10}\text{Be}$ en voie de sortie. Cependant, la sélection isotopique effectuée par le télescope n'est pas excellente, et il serait possible de compter certains ${}^9\text{Be}$ comme des ${}^{10}\text{Be}$. Cette interprétation (avec confusion des ${}^9\text{Be}$ et ${}^{10}\text{Be}$) permettrait d'expliquer aussi le phénomène assez surprenant « d'accélération » systématique des neutrons pour ces événements inélastiques. Si une accélération du cœur a pu être mise en évidence dans certaines études [NAK94], et résulte simplement du changement de rapport A/Z après la dissociation, il est difficile de comprendre comment les neutrons pourraient être eux-mêmes « accélérés ». C'est pourquoi une explication instrumentale peut être avancée à partir de l'hypothèse précédente d'arrachement d'un neutron du cœur. Sous cette hypothèse, deux neutrons seraient émis vers le détecteur *TOURNESOL*, qui ne prend que le temps du plus rapide. La détection du neutron du cœur (dont l'impulsion de Fermi est la plus grande) serait privilégiée et conduirait à décaler la distribution vers les hautes impulsions. Cependant, les spectres sont d'allure gaussienne or un tel phénomène créerait probablement une traîne à haute impulsion. Malheureusement, la faible statistique disponible ne nous a pas permis de poursuivre nos investigations. De plus, comme nous le verrons plus loin,

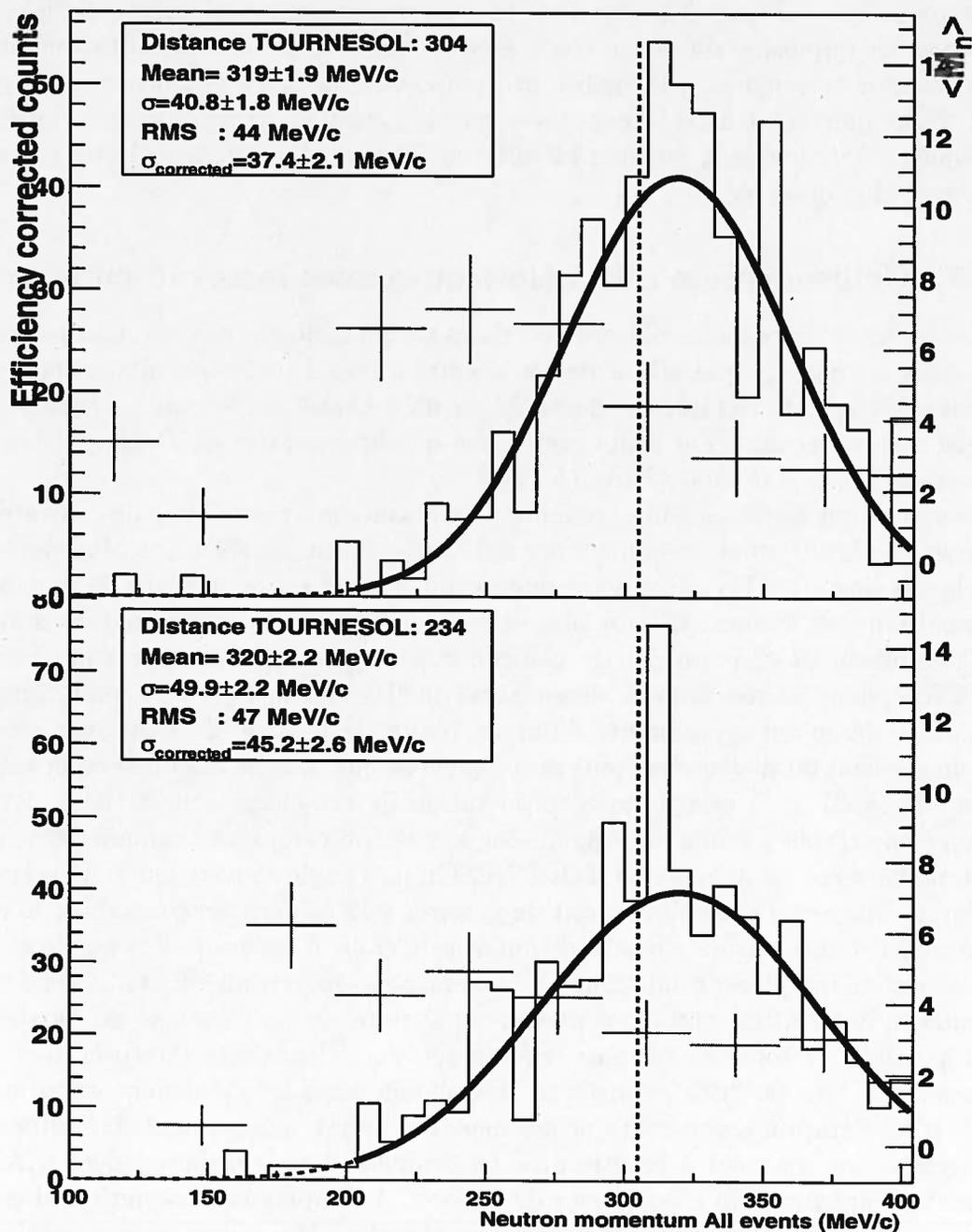


FIG. 5.12 – Spectre en impulsion des neutrons détectés dans TOURNESOL en coïncidence avec un noyau-cœur dans la zone inélastique.
 Les événements sélectionnés sont en coïncidence avec un noyau-cœur de ^{10}Be d'impulsion inférieure à 2900 MeV/c, c'est à dire dans la zone inélastique du spectre d'impulsion du cœur.

des réactions encore plus inélastiques (avec cassure du cœur) ne semblent pas montrer un tel phénomène « d'accélération » du neutron, ce qui indique probablement que la réponse apportée n'est pas la bonne.

5.5 Corrélations entre les impulsions du cœur et du neutron du halo en réaction de dissociation

Pour un certain nombre d'événements, sont détectés en voie de sortie le noyau-cœur de ^{10}Be et le neutron du halo associé. Les caractéristiques cinématiques de ces deux objets sont mesurées simultanément par notre dispositif.

Nous avons représenté sur la Figure 5.13 le tracé bidimensionnel de la dépendance entre l'impulsion du noyau-cœur et celle du neutron associé. Un ajustement a été effectué par la méthode des composantes principales pour isoler les axes privilégiés de la partie de la distribution qui correspond à la zone où le cœur et le neutron sont diffusés quasi-élastiquement par le noyau-cible. Dans cette zone, il y a conservation de l'impulsion dans la réaction $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + n$ sous réserve de négliger le recul du noyau cible. On attend donc une dépendance très simple entre les deux paramètres, c'est à dire $P_{\text{cœur}} + P_n = P_{\text{beam}} = \text{constante}$. L'allure des axes principaux ajustés à partir des données expérimentales sont en accord avec ce calcul : il est trouvé un vecteur principal valant $(-0.702; 0.712)$, ce qui est en très bon accord avec la valeur attendue pour la dépendance $P_{\text{cœur}} + P_n = \text{const}$, soit $(\frac{-\sqrt{2}}{2}; \frac{\sqrt{2}}{2}) \simeq (-0,707; 0,707)$. Ceci nous permet de vérifier à la fois la qualité du dispositif expérimental dans la mesure des impulsions des particules, la validité de nos sélections d'événements ainsi que l'interprétation de cassure quasi-élastique du noyau à halo.

La nature quasi-élastique de la réaction se manifeste sur la Figure 5.14 où l'axe z représente la multiplicité neutronique (corrigée du bruit de fond et de l'efficacité) mesurée en fonction de l'impulsion du cœur et du neutron. La multiplicité neutronique se trouve être nulle dans toute la zone $P_{\text{cœur}} + P_n = P_{\text{beam}}$, et augmente à mesure que les réactions se font inélastiques ($P_{\text{cœur}} + P_n < P_{\text{beam}}$).

Après la détermination des axes principaux, nous pouvons extraire par projection sur l'axe $(0,712; 0,702)$ la résolution expérimentale totale de la mesure (voir Figure 5.15). La valeur trouvée, de l'ordre de 15 MeV/c, est à corriger d'un facteur $\sqrt{2}$ dû à la projection sur un axe à 45° , ce qui nous fait une incertitude expérimentale totale de 21 ± 2 MeV/c. Nous retrouvons un résultat comparable en additionnant quadratiquement les incertitudes sur la mesure de l'impulsion du cœur par le Télescope (18 MeV/c) et de la mesure de celle du neutron du halo (15 MeV/c), ce qui nous donne 23 MeV/c. A noter que la somme quadratique est ici non justifiée pour une petite partie de l'incertitude qui provient de la fluctuation d'énergie du faisceau de ^{11}Be dont l'erreur est corrélée entre les deux variables.

La projection de la mesure sur l'autre axe (Figure 5.16) nous donne une autre mesure de la largeur de la distribution en impulsion résultant de la dissociation du noyau de ^{11}Be . Sur cette projection apparaît une valeur recentrée de $P_{\text{cœur}} - P_{\text{neutron}}$, c'est à dire une distribution correspondant à deux fois la largeur mesurée sur chacune

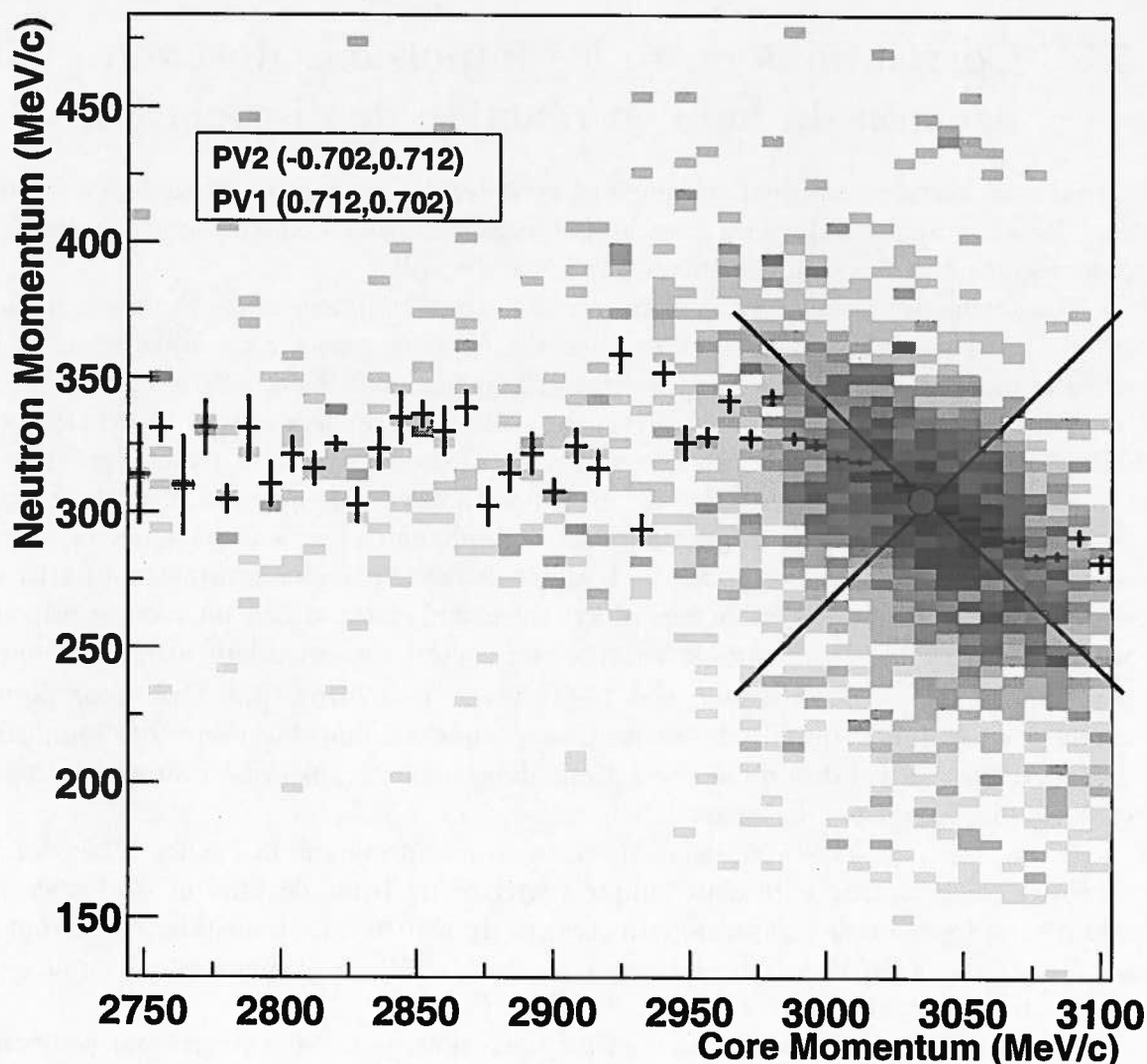


FIG. 5.13 – Impulsion d'un neutron du halo détecté dans TOURNESOL en fonction de l'impulsion du noyau-cœur ^{10}Be .

Aucune condition supplémentaire à celles nécessaires à l'identification de la nature du noyau-cœur et de l'impulsion des deux particules n'est imposée. Le réticule est centré sur la moyenne de la distribution et les axes sont les axes principaux. Le cercle grisé donne la référence de vitesse pour le faisceau (en impulsion du cœur et du neutron). La valeur des vecteurs principaux est affichée dans le cartouche. Les points avec barres d'erreurs qui traversent la figure donnent l'impulsion moyenne du neutron à impulsion donnée du cœur.

5.5. *Corrélations entre les impulsions du cœur et du neutron du halo en réaction de dissociation*

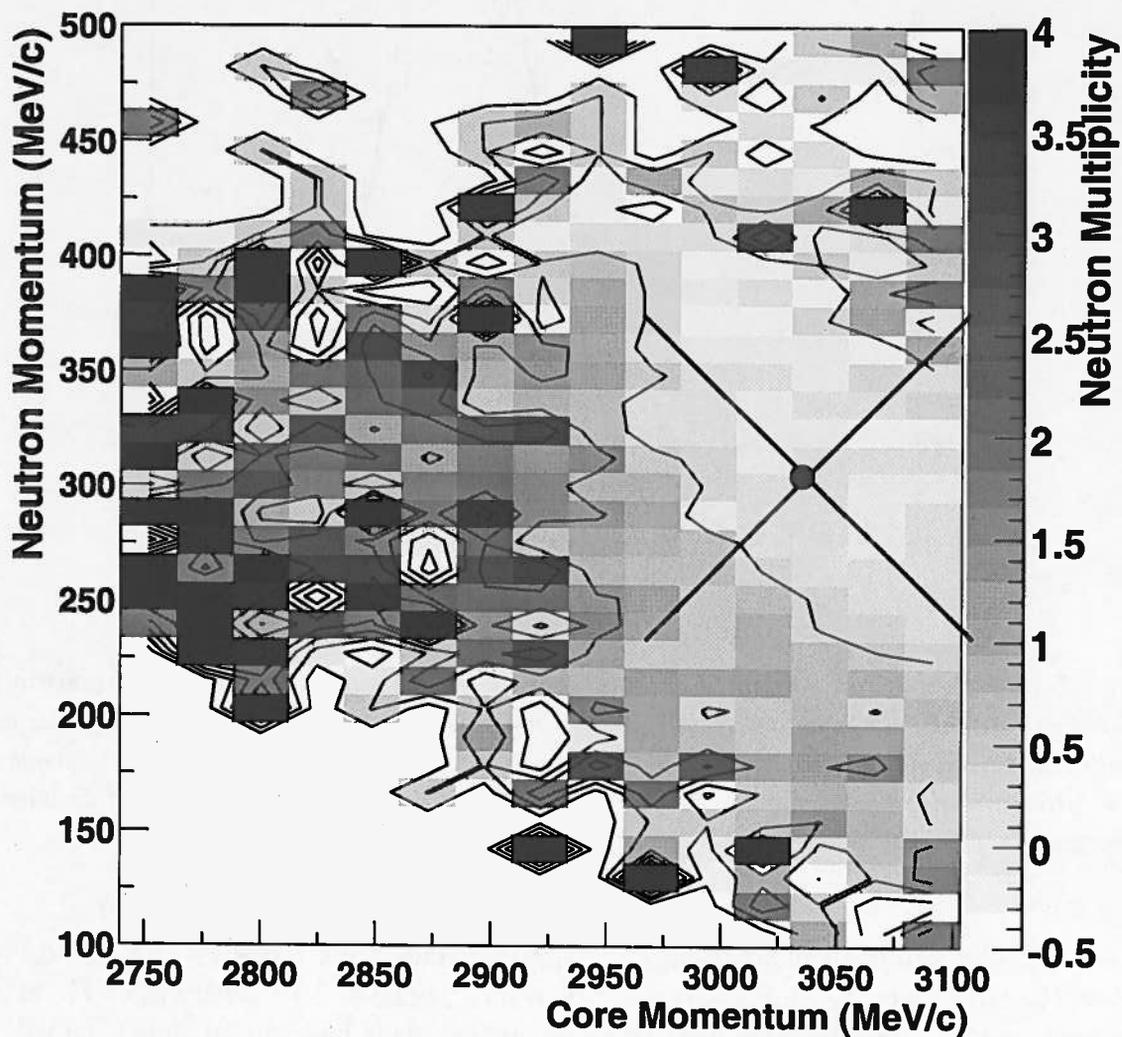


FIG. 5.14 – *Multiplicité neutronique moyenne mesurée en fonction de l'impulsion d'un neutron du halo détecté dans TOURNESOL et de l'impulsion du noyau-cœur ^{10}Be . Le réticule est placé au même endroit que celui présenté Figure 5.13 et indique donc la zone de quasi-élasticité*

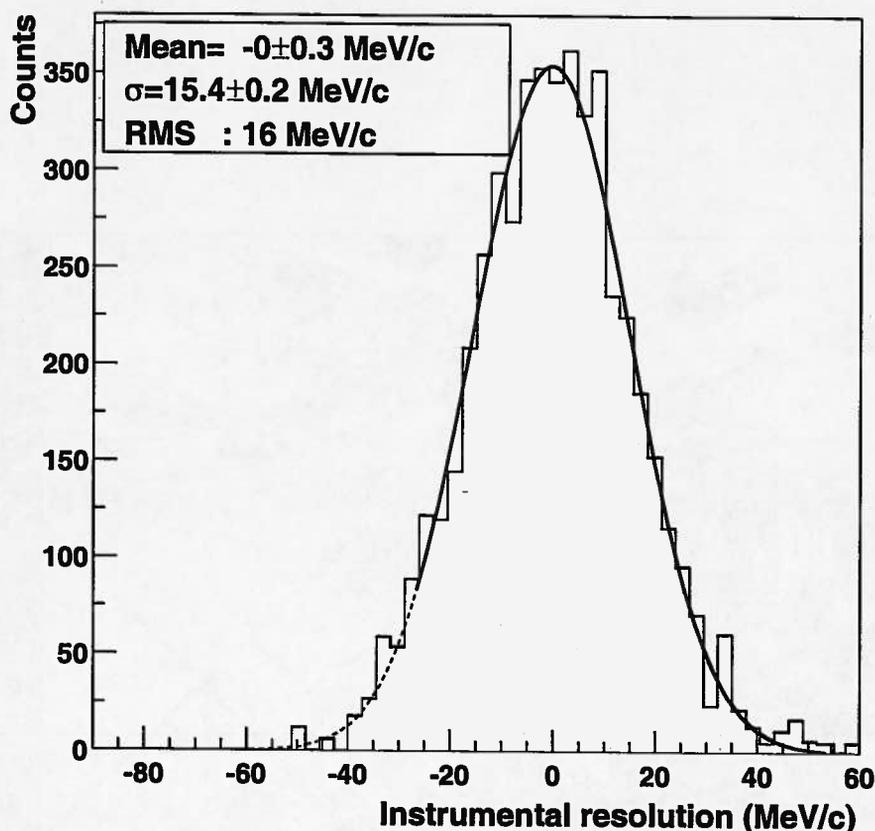


FIG. 5.15 – Résolution combinée des mesures de l'impulsion du cœur et du neutron. En projetant sur l'axe principal $(0,707;0,707)$, nous ne devrions obtenir qu'un pic de largeur nulle, en raison de la conservation de l'impulsion dans la zone quasi-élastique. Cependant, les détecteurs ayant une résolution finie nous obtenons le spectre ci-dessus, dont la largeur exprime l'ensemble des résolutions combinées de la mesure.

des particules simultanément (pour chaque événement, nous avons $P_n = P_{n0} - \Delta P$ et $P_c = P_{c0} + \Delta P$ avec $P_{n0} + P_{c0} = \text{constante}$, d'où $P_c - P_n = 2\Delta P$ avec P_{n0} et P_{c0} étant respectivement l'impulsion du neutron et du cœur dans le faisceau incident). La valeur obtenue $(30,2/2 \text{ MeV/c})$ corrigée du facteur de projection $(\sqrt{2})$ conduit à une valeur de $\Delta P = 21,4 \text{ MeV/c}$, ce qui est en bon accord avec les mesures réalisées indépendamment sur le cœur et le neutron.

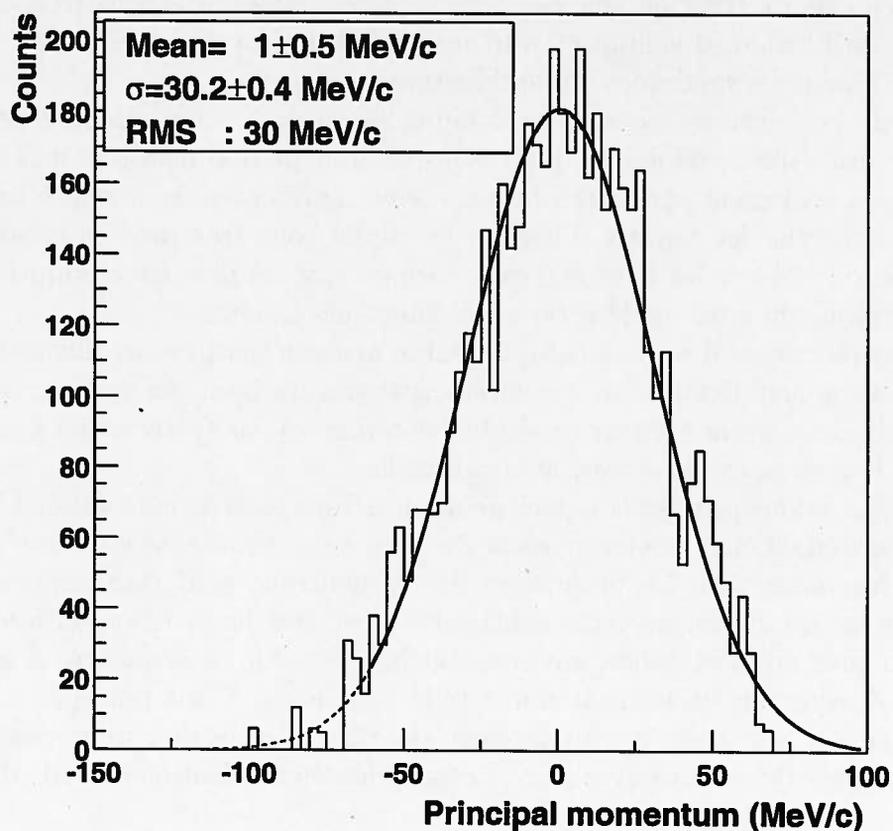


FIG. 5.16 – Distribution de la différence entre l'impulsion du cœur et celle du neutron. En projetant sur l'axe principal (0,707;-0,707), nous obtenons la différence entre l'impulsion du cœur et celle du neutron autour de sa valeur moyenne, qui nous révèle la largeur totale de la dispersion de l'impulsion induite lors de la cassure.

5.6 Réactions dans lesquelles le noyau-cœur ^{10}Be perd un ou plusieurs protons

5.6.1 Généralités

Nous nous étions restreints dans les sections précédentes aux cas de dissociation dans lesquelles le noyau-cœur est retrouvé intact en aval de la cible. Il existe aussi toute une catégorie d'événements pour lesquels le noyau-cœur a été brisé dans une interaction fortement inélastique avec la cible et pour laquelle on ne retrouve en voie de sortie que des fragments.

Nous essayons au travers de ces mesures de savoir si nous pouvons extraire une information pertinente sur les caractéristiques halo du noyau étudié à partir de ce type de réaction et sur les moyens que nous devons mettre en œuvre pour y parvenir.

Les fragments du cœur en voie de sortie sont regroupés en Z sous trois catégories : les noyaux de lithium, d'hélium et d'hydrogène, tous isotopes confondus (voir Sous Section 1.5.3 pour les méthodes d'identification).

En ce qui concerne les noyaux de lithium, la résolution isotopique n'est pas très bonne, et il est difficile de savoir quels isotopes sont prédominants (voir Figure 2.5), nous pouvons seulement dire que plusieurs sont représentés de manière importante. En ce qui concerne les noyaux d'hélium les alpha sont très prédominants, et pour l'hydrogène, on observe les trois isotopes, sachant que les plus énergétiques sont sans doute en dessous du seuil de détection des détecteurs silicium.

Dans ces réactions, il est évident que seul le neutron peut éventuellement apporter une information significative sur les caractéristiques du halo, les caractéristiques des fragments du cœur ayant été trop profondément altérées par l'interaction nucléaire très dissipative lors de la collision avec le noyau-cible.

Nous devons donc privilégier la mesure des neutrons issus de la réaction. Cependant, se mêle maintenant aux neutrons issus du halo ceux provenant du cœur et libérés durant sa fragmentation. La proportion de ces neutrons peut être importante et la distribution en impulsion de cette contribution est très large (distribution de Fermi d'un noyau près de la stabilité, environ 200 MeV/c). En conséquence, il est difficile d'analyser directement le résultat d'une telle expérience. C'est pourquoi nous avons choisi de réaliser une mesure sous faisceau de ^{10}Be , c'est à dire uniquement avec le noyau-cœur du ^{11}Be , envoyé avec une vitesse strictement identique à celle du faisceau de ^{11}Be .

L'ensemble des données exploitées dans cette section sous ces deux faisceaux a été obtenu avec le détecteur TOURNESOL placé à 234 cm. Nous avons deux jeux de résultats obtenus sous des sélections angulaires de collection du noyau-cœur différentes. Elles ont été obtenues par un placement du Télescope à deux distances différentes (100 et 200 mm) et donc couvrent une ouverture angulaire sur l'axe du faisceau de $[4,3^\circ; 19^\circ]$ et $[2,1^\circ; 9,5^\circ]$ respectivement.

5.6.2 Multiplicité neutronique

Le tri en inélasticité effectué par nos sélections sur les produits est assez large : la Figure 5.17 l'exprime très bien par la largeur des distributions de multiplicités neutroniques associées.

En s'aidant des résultats du calcul de désexcitation GEMINI (Figure 2.2) nous pouvons traduire ces multiplicités moyennes en énergies d'excitation. La comparaison des mesures aux deux sélections angulaires montre qu'à un angle plus bas sont associées des réactions moins inélastiques. Il apparaît, comme nous pouvions l'attendre que l'énergie d'excitation augmente à mesure que les fragments détectés deviennent plus légers (de Z moins élevé). Nous notons aussi, et c'est important, une différence entre l'énergie d'excitation moyenne déposée par les réactions effectuées en faisceau de ^{11}Be et celles effectuées en faisceau de ^{10}Be . Cette différence traduit une différence de chauffage de la cible entre 20 et 30 MeV selon le Z du produit considéré. Elle est à porter au crédit du neutron supplémentaire contenu dans le halo. Les valeurs d'énergie d'excitation moyennes obtenues sont résumées dans les Tableaux 5.9 et 5.10.

5.6. Réactions dans lesquelles le noyau-cœur ^{10}Be perd un ou plusieurs protons

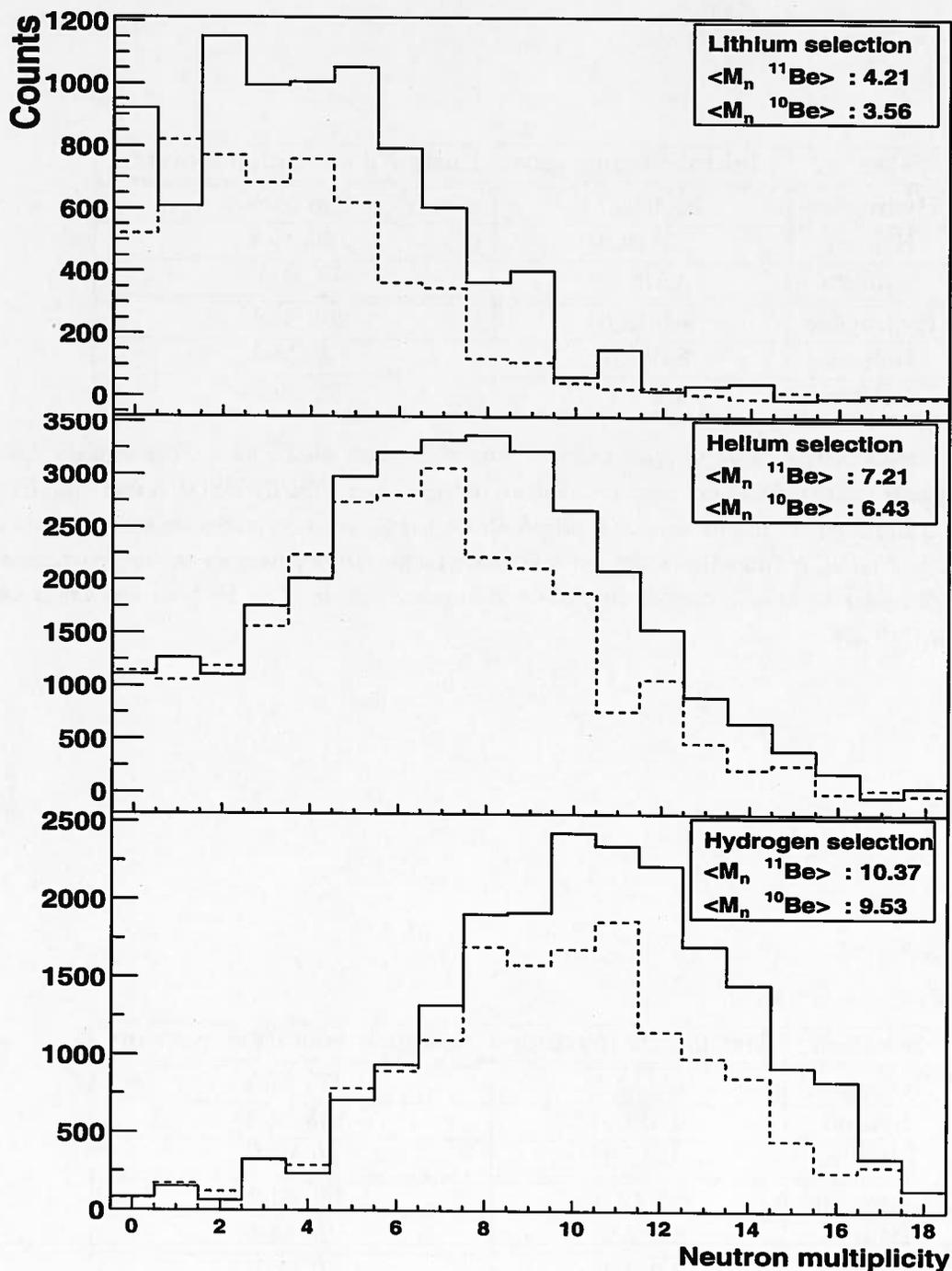


FIG. 5.17 – Distribution de multiplicité neutronique en fonction de la sélection opérée sur les fragments issus de la réaction de cassure du cœur. Les valeurs sont corrigées du bruit de fond, mais pas de l'efficacité du détecteur. Le trait plein représente la distribution obtenue sous faisceau de ^{11}Be , le trait tireté, celle obtenue en ^{10}Be . Ces mesures ont été réalisées avec une sélection en angle sur le noyau-cœur de $[4,3^\circ; 19^\circ]$.

Sélection	Multiplicité moyenne	Énergie d'excitation moyenne
Hydrogène	10,4(15,5)	256 MeV
Hélium	7,2(10,8)	156 MeV
Lithium	4,2(6,3)	75 MeV
Hydrogène	9,1(13,6)	208 MeV
Hélium	6,0(9,0)	128 MeV
Lithium	3,4(5,1)	52 MeV

TAB. 5.9 – Multiplicité neutronique associée aux sélections en Z, avec Faisceau de ^{11}Be . Les événements sont sélectionnés avec un neutron mesuré dans TOURNESOL à une impulsion supérieure à 200 MeV/c. Les valeurs de multiplicités affichées sont corrigées du bruit de fond et de l'efficacité d'ORION (nombres entre parenthèses). La première partie du tableau correspond aux données issues de la sélection en angle sur le noyau-cœur de $[4,3^\circ; 19^\circ]$, la seconde à une sélection $[2,1^\circ; 9,5^\circ]$.

Sélection	Multiplicité moyenne	Énergie d'excitation moyenne
Hydrogène	9,5(14,2)	223 MeV
Hélium	6,4(9,6)	138 MeV
Lithium	3,6(5,3)	55 MeV
Hydrogène	8,5(12,6)	189 MeV
Hélium	5,3(7,9)	108 MeV
Lithium	2,9(4,3)	40 MeV

TAB. 5.10 – Multiplicité neutronique associée aux sélections en Z. Faisceau de ^{10}Be . Les sélections sont identiques à celles du Tableau 5.9

5.6. Réactions dans lesquelles le noyau-cœur ^{10}Be perd un ou plusieurs protons

Sélection	σ 2 ^{ème} méthode	σ 1 ^{ère}	Moyenne
Hydrogène	$47,7 \pm 2,1$ MeV/c	$41,2 \pm 1,8$ MeV/c	44 ± 4 MeV/c
Hélium	$34,7 \pm 1,4$ MeV/c	$33,7 \pm 1,2$ MeV/c	34 ± 1 MeV/c
Lithium	$36,3 \pm 1,7$ MeV/c	$32,4 \pm 1,3$ MeV/c	34 ± 2 MeV/c
Hydrogène	$33,3 \pm 2,3$ MeV/c	$32,3 \pm 1,7$ MeV/c	33 ± 2 MeV/c
Hélium	$30,2 \pm 1,5$ MeV/c	$29,6 \pm 1,2$ MeV/c	30 ± 1 MeV/c
Lithium	$39,8 \pm 1,8$ MeV/c	$38,3 \pm 1,3$ MeV/c	39 ± 1 MeV/c

TAB. 5.11 – Largeurs corrigées en impulsion du neutron, déduites des mesures en cassure du cœur.

La première partie du tableau correspond aux données issues de la sélection en angle sur le noyau-cœur de $[4,3^\circ; 19^\circ]$, la seconde à une sélection $[2,1^\circ; 9,5^\circ]$. Les deux premières colonnes permettent de comparer les résultats obtenus par les deux méthodes d'extraction de la largeur corrigée des distributions (voir texte) d'où est tirée une moyenne globale.

5.6.3 Impulsion des neutrons

La statistique acquise étant assez faible, nous avons hésité entre deux méthodes pour soustraire l'effet des neutrons du noyau-cœur sur les spectres en impulsion des neutrons issus des réactions induites par ^{11}Be . La première consiste à effectuer une soustraction canal à canal puis à ajuster une courbe gaussienne sur le spectre obtenu (panneau du haut des Figures 5.18 à 5.20). Elle a l'avantage de ne pas nécessiter de connaissance sur la forme de la courbe de fond, mais à l'inconvénient de cumuler les erreurs statistiques sur les deux spectres. Une seconde méthode consiste donc à d'abord ajuster une fonction sur le spectre obtenu en faisceau de ^{10}Be (panneau du milieu) puis à soustraire cette fonction à la mesure en noyau de ^{11}Be (panneau du bas). Le résultat étant ajusté par une gaussienne (pointillés, panneau du bas). Dans ce second cas, les erreurs sur le fond sont moins importantes à condition de connaître la fonction que doit suivre le spectre en ^{10}Be . Dans la pratique, ce spectre n'est pas connu avec précision, mais au premier ordre c'est une lorentzienne résultant de la projection sur le détecteur de la distribution gaussienne de l'impulsion de Fermi du neutron libéré (d'environ 200 MeV/c). Nous avons donc utilisé une courbe lorentzienne qui a donné satisfaction. Il apparaît que les deux résultats se trouvent être suffisamment comparables pour que nous ayons confiance dans nos deux approches, avec probablement une incertitude de l'ordre de la différence des résultats obtenus par ces méthodes.

À la vue des Figures 5.18, 5.19 et 5.20 dont les paramètres extraits sont résumés dans le Tableau 5.11, on constate que de manière systématique, la largeur des spectres ainsi obtenus est nettement supérieure à celles mesurées dans des conditions quasi-élastiques pour lesquelles les largeurs sont d'environ 25 MeV/c. Elles se trouvent être par contre comparables à celles obtenues avec collection d'un cœur ralenti (Sous Section 5.4.4 pour ce qui concerne l'impulsion). Notons que dans ce dernier cas l'impulsion moyenne des neutrons se trouvait supérieure de 5% à celle du neutron mesuré en collision quasi-élastique, il n'en est rien ici.

De manière générale, il ne semble pas possible d'extraire de ces données une tendance globale relative à l'évolution de la largeur en impulsion du neutron en fonction

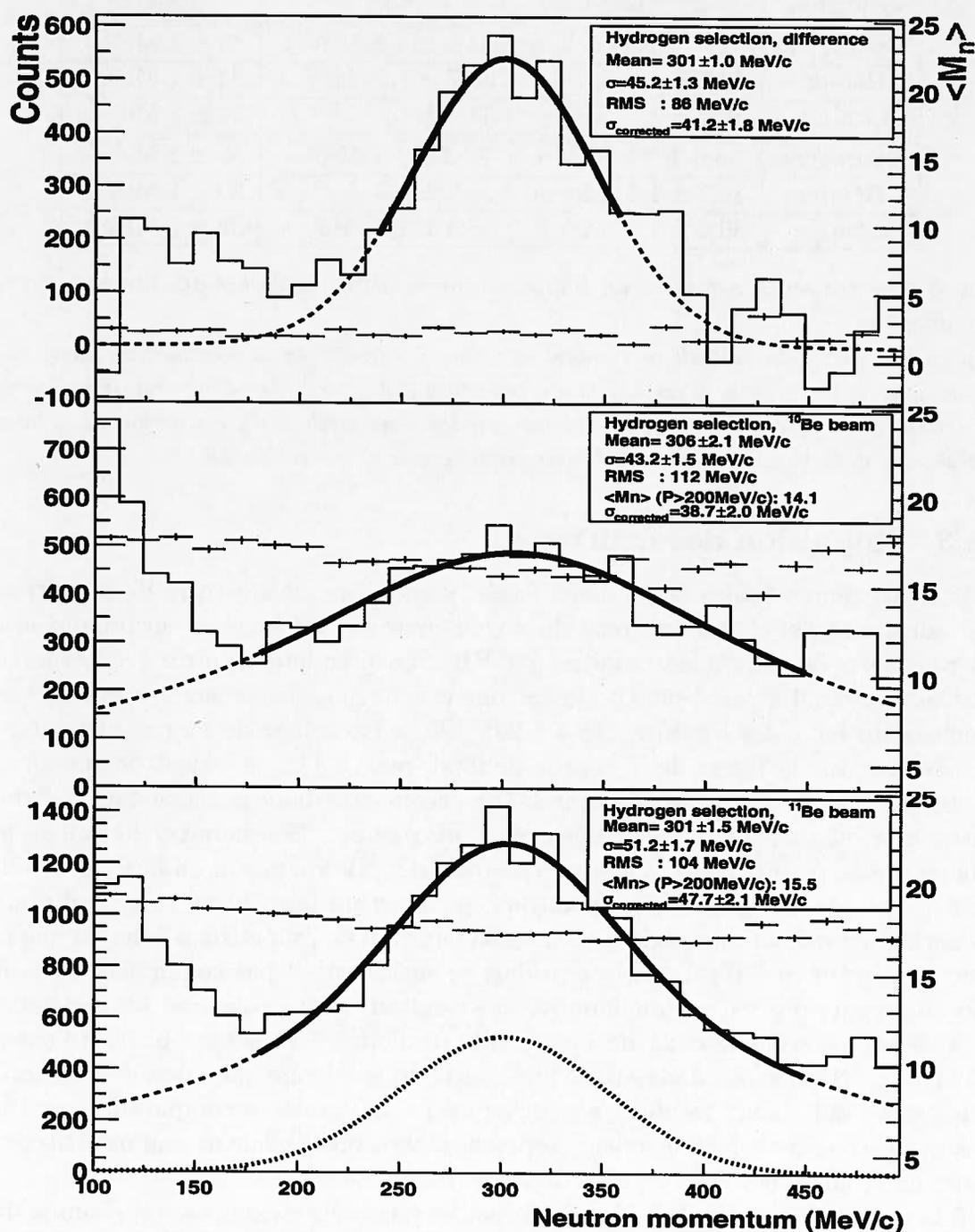


FIG. 5.18 – Distribution en impulsion du neutron en coïncidence avec une cassure du cœur ayant donné un hydrogène comme produit.

Les données expérimentales sont données par des histogrammes, pour ^{11}Be (bas), ^{10}Be (milieu) et la différence (haut) après ajustement des intensités pour $P \geq 400$ MeV/c. Pour les courbes ajustées sur les histogrammes, voir texte. Les multiplicités neutroniques (bas et milieu) sont données par les points avec barre d'erreur (échelle de droite). Sur le panneau du haut, elles sont obtenues par différence.

5.6. Réactions dans lesquelles le noyau-cœur ^{10}Be perd un ou plusieurs protons

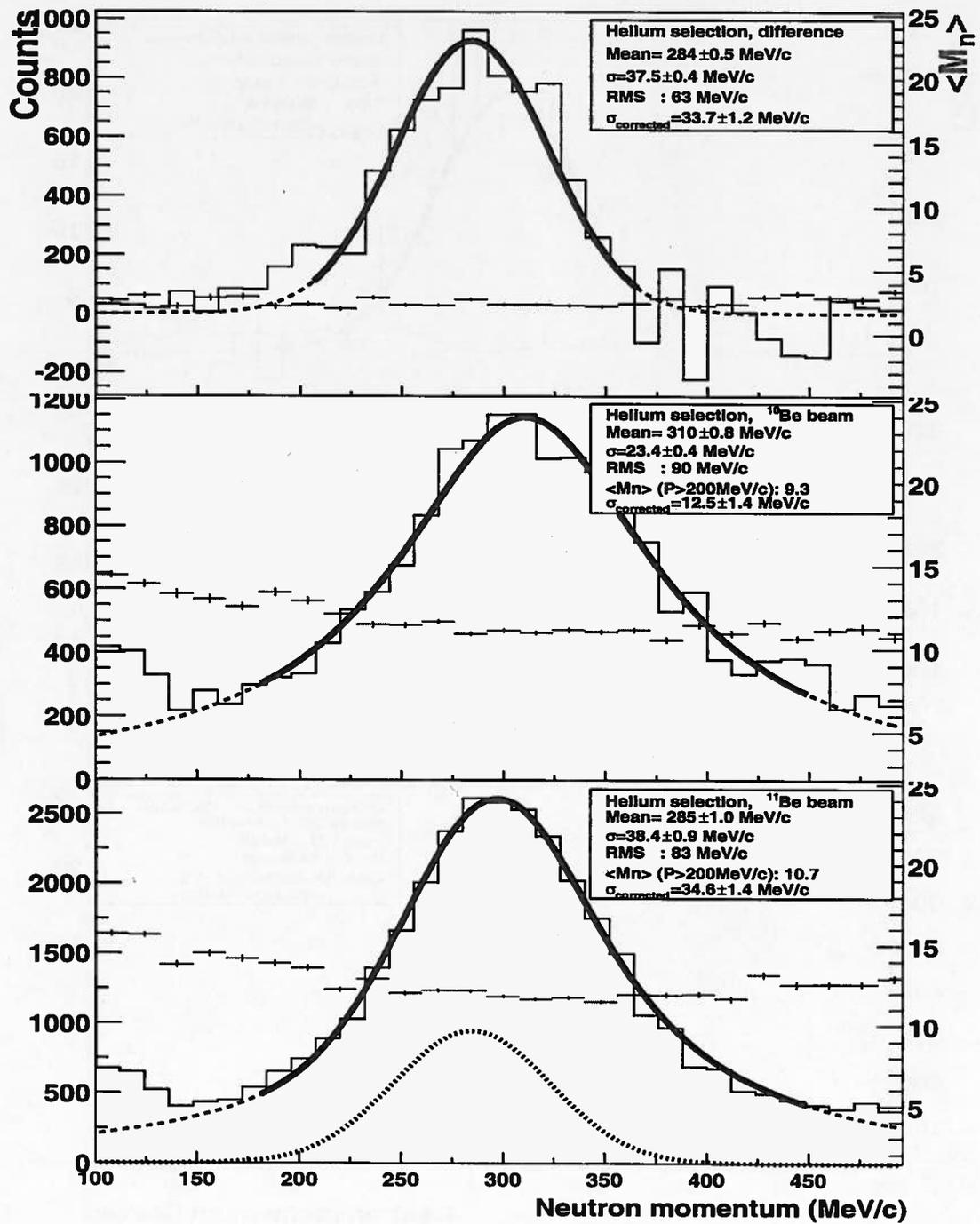


FIG. 5.19 – Distribution en impulsion du neutron en coïncidence avec une cassure du cœur ayant donné un hélium comme produit.
Les conditions sont identiques à celles de la Figure 5.18

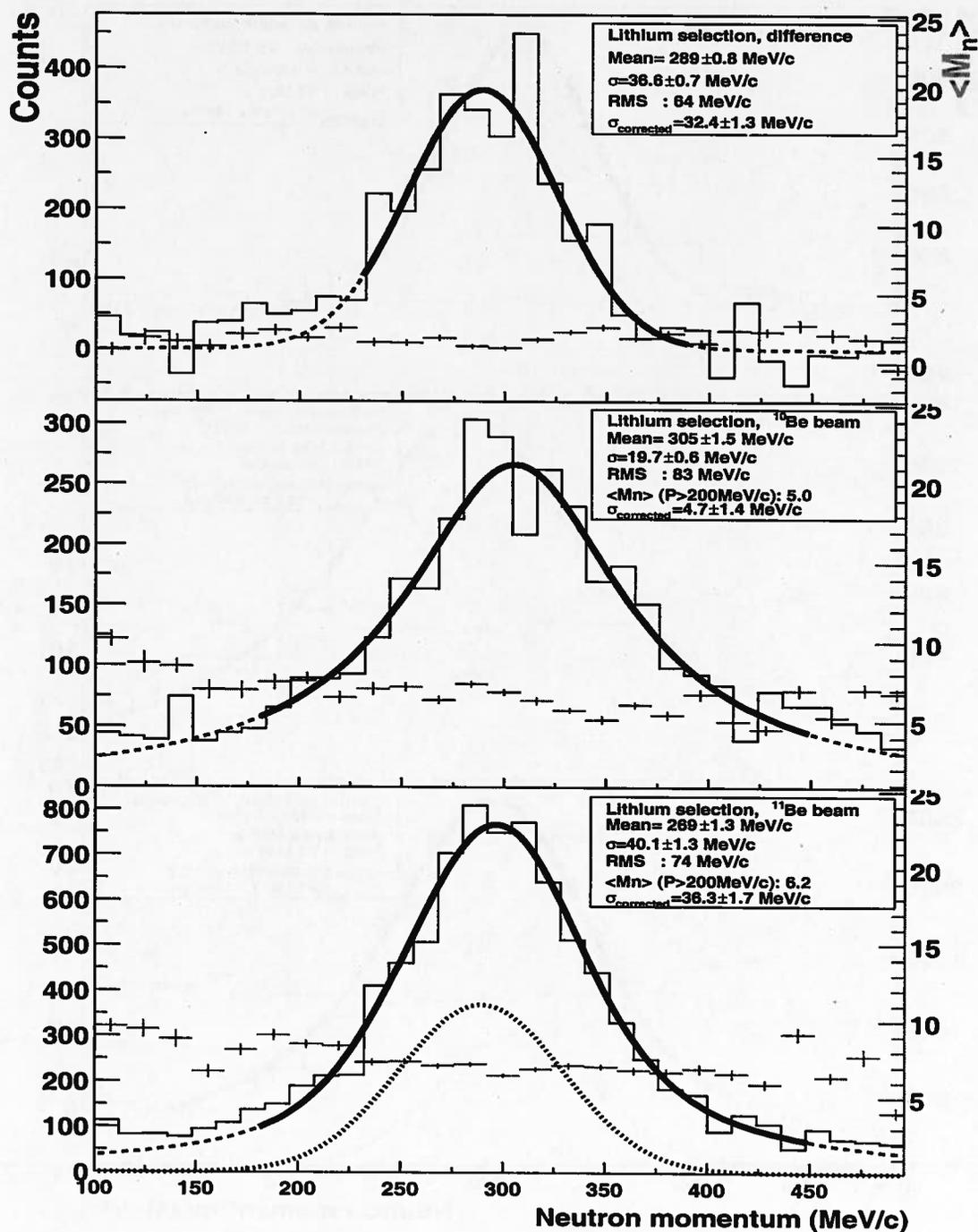


FIG. 5.20 – Distribution en impulsion du neutron en coïncidence avec une cassure du cœur ayant donné un lithium comme produit.
 Les conditions sont identiques à celles de la Figure 5.18

de la nature du fragment recueilli, et donc de l'inélasticité de la réaction. Nous manquons de statistique pour corriger plus finement le signal du fond des réactions liées aux neutrons du cœur. Il semble toutefois que les mesures à plus petits angles donnent une valeur de σ légèrement plus étroite, mais la déviation est encore compatible avec les limites de nos incertitudes expérimentales.

Un élargissement général est bien observé sur la distribution en impulsion des neutrons lorsque l'on passe des mesures en réactions quasi-élastiques ($^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + n$ avec noyau-cible froid) à des mesures en réactions de cassure du cœur. Cependant, la méthode de soustraction des spectres n'est peut être pas valide. En effet, les données montrent que le noyau-cible est moins excité dans les réactions en faisceau de ^{10}Be qu'en faisceau de ^{11}Be . Il est possible que le comportement du noyau-cœur soit aussi différent dans ces deux réactions. Auquel cas la pertinence de la méthode pourrait être mise en doute puisque les événements ne seraient pas équivalents.

En conclusion, nous n'avons pas réussi à montrer que notre démarche était correcte dans ce contexte pour isoler les caractéristiques du noyau à halo à partir de ce type de mesures, mais nous ne sommes pas non plus parvenus à l'invalider. En fait, c'est essentiellement ici un manque de statistique qui limite la poursuite de notre étude. Nous pouvons remarquer que sur les spectres en Figures 5.18 à 5.20 les neutrons en provenance du halo représentent une fraction de plus en plus réduite de l'ensemble des neutrons détectés quand l'élasticité de la collision augmente. Pour obtenir le spectre corrigé, nous devons soustraire des valeurs très proches et donc augmenter les erreurs sur le résultat. Nous avons envisagé de faire la même étude en sélectionnant des tranches en multiplicité neutronique, mais nous sommes alors gênés par le fait qu'il n'y a pas que le cœur à chauffer le noyau-cible et le neutron du halo et qu'il nous faudrait donc effectuer des sélections différentes pour chaque noyau sans que nous sachions bien lesquelles.

5.7 Discussion des résultats

Dans ce chapitre, nous avons mesuré les impulsions des produits de la réaction de dissociation de ^{11}Be en ^{10}Be et un neutron, ainsi que d'autres voies de réactions dans les collisions ^{11}Be sur cible de plomb à 49,18 MeV/A. Nous pouvons maintenant discuter ces résultats au vu d'autres expériences similaires.

Nos mesures faites sur l'impulsion du cœur ^{10}Be montrent clairement une dépendance de sa largeur aux différents paramètres de la mesure. Selon que cette mesure du cœur est soit en coïncidence avec le neutron, soit en coïncidence avec le neutron et avec un noyau-cible froid ou excité, ou encore qu'elle est réalisée à différents angles d'émission de ce cœur, les résultats sont sensiblement différents. La faible inélasticité de la collision favorise les largeurs les plus faibles mesurées. Cela se vérifie Figure 5.3 en imposant des conditions de détection du cœur de plus en plus restrictives (détection inclusive du cœur, puis imposition de la détection du neutron du halo en coïncidence et finalement imposition que le noyau-cible reste froid). Cela se vérifie aussi, Figure 5.6, en considérant un cœur détecté à des angles de plus en plus faibles. C'est sans doute en tout cela que nos conditions expérimentales se distinguent le plus de celles considérées ci-après et pour lesquelles les angles de détection au voisinage de 0° étaient seulement

considérés (dans les mesures avec spectromètres) ou inclus (dans les mesures intégrant tous les angles).

Pour Kelley *et al.* [KELL95], la distribution en impulsion parallèle est évaluée sur le cœur et montre très peu de dépendance en fonction de la nature de la cible. Une largeur moyenne de 46 MeV/c est obtenue après des corrections d'acceptance du spectromètre. Pour T. Aumann *et al.* [AUM00], une mesure a été faite sur l'impulsion de ^{10}Be avec la condition supplémentaire que le ^{10}Be soit laissé dans son état fondamental (par veto d'un détecteur gamma de grande efficacité) et une largeur à mi-hauteur de 45,6 MeV/c est obtenue. Des largeurs bien plus grandes sont trouvées quand ^{10}Be est laissé dans des états excités. Cependant ces derniers contribuant avec un faible poids, ils perturbent donc peu une mesure non-discriminative de l'état d'excitation du cœur et ceci explique la bonne cohérence avec les données de Kelley *et al.*. Pour Negoita *et al.* [NEG99], une valeur moyennée sur les deux mécanismes distingués dans leur expérience conduit à une largeur de distribution du cœur de 42,4 MeV/c pour la partie longitudinale, donc en bon accord avec les résultats précédents.

La largeur minimale du cœur que nous ayons mesurée à petit angle - neutron du halo en coïncidence et noyau-cible froid - ($\sigma = 20$ MeV/c, c'est-à-dire une largeur à mi-hauteur de 47 MeV/c) est légèrement supérieure à toutes celles citées précédemment. Cependant la dépendance de σ avec l'angle de mesure, exprimée dans la Figure 5.6, indique que la légère différence avec les précédentes études est vraisemblablement liée aux conditions d'angles de détection. Notons aussi la bonne cohérence des résultats obtenus entre les largeurs en impulsion du cœur et des neutrons quand ces derniers sont mesurés en coïncidence et avec le même type de sélection (pour un noyau à un seul neutron dans le halo, il ne peut pas en être autrement et cela traduit simplement que les deux quantités sont bien mesurées).

Si nous nous référons maintenant aux données en impulsion mesurées sur le neutron, comment se comparent-elles à celles d'autres expériences? Les comparaisons ne peuvent être faites que pour des données en impulsion longitudinale des neutrons sachant que les données en impulsion transverse sont très sensibles aux mécanismes de réactions impliqués. On ne les comparera donc pas avec les données d'Anne *et al.* [ANN93] et Grévy *et al.* [GRE99] ou T. Nilsson *et al.* [NIL95] car dans toutes ces publications seules les impulsions transverses sont rapportées. Dans l'expérience de Negoita *et al.*, l'impulsion longitudinale des neutrons a été mesurée à très petit angle pour des réactions dans lesquelles le noyau de ^{11}Be changeait de charge. Une largeur à mi-hauteur de 44 MeV/c a été mesurée. Bien qu'incluant a priori des neutrons du halo à ceux du cœur les auteurs font l'hypothèse que, du fait du faible angle de détection, les neutrons du halo sont privilégiés. En détectant les neutrons dans un plus grand domaine angulaire (environ de 4° à 20°) mais en soustrayant les neutrons issus du cœur (Figure 5.18 à 5.20) nous observons des σ compris entre 32 et 41 MeV/c selon la charge détectée et donc pratiquement doubles de celui mesuré dans l'expérience citée précédemment. La différence essentielle entre les deux conditions de mesure paraît être dans les angles de détection de ces neutrons limités à 2° dans le premier cas et intégrés entre 4° et 19° dans le second. Les récents travaux de L. Axelsson *et al.* [AXE01] ont montré un tel effet d'élargissement de la distribution en impulsion parallèle avec l'angle de détection du neutron. Nous n'avons pas pu le vérifier compte tenu des limitations

Décl.⇒ $P_{\text{cœur}}$ ↓Dist.	N. dans TSOL > 2965	N. TSOL et froid > 2965	Réac. inélast. < 2900	cassure du cœur			
				H	He	Li	
450	Moy.	$304 \pm 1,0$	$303 \pm 1,7$	328 ± 6			
	Larg.	$22,8 \pm 1,1$	$24,8 \pm 1,7$	$51,0 \pm 8,8$			
	M_n	0,2	0	2			
304	Moy.	$303 \pm 0,6$	$304 \pm 0,8$	$319 \pm 1,9$			
	Larg.	$23,8 \pm 1,1$	$22,2 \pm 1,3$	$37,4 \pm 2,1$			
	M_n	0,2	0	2,5			
234	Moy.	$302 \pm 0,8$	$302 \pm 0,9$	$320 \pm 2,2$	301 ± 2	284 ± 2	289 ± 1
	Larg.	$29,0 \pm 1,5$	$24,2 \pm 1,5$	$45,2 \pm 2,6$	44 ± 2	34 ± 1	34 ± 2
	M_n	0,0	0	3	10,4	7,2	4,2
Moy.	Moy.	303 ± 1	303 ± 1	320 ± 2			
	Larg.	25 ± 2	23 ± 1	40 ± 3			
	M_n	0,1	0	2,7			

TAB. 5.12 – Tableau synthétique des mesures cinématiques des neutrons issus des réactions induites par le noyau de ^{11}Be .

Sont indiquées dans le tableau pour chaque condition (sélection angulaire et condition de déclenchement), la position du centroïde de l'ajustement gaussien (en MeV/c), la largeur de cet ajustement (MeV/c, en dessous) et la multiplicité neutronique moyenne associée dans la zone de quasi-élasticité (ligne du bas de la case). La moyenne au bas du tableau n'a été faite que sur les distances de 234 et 304 cm, en raison de la faible statistique à 450 cm. L'intervalle de sélection en impulsion du cœur est rappelé là où il s'applique, les valeurs sont données en MeV/c.

statistiques, déjà un peu ressenties en intégrant sur tous les angles de détection des neutrons.

5.7.1 Résumé

En ce qui concerne les réactions induites par le noyau à halo de ^{11}Be , nous avons pu constater qu'il était équivalent de considérer le neutron ou le cœur issu des réactions de dissociation tant que le cœur n'a pas lui-même subi une interaction notablement inélastique avec la cible. Les valeurs référencées en Tableau 5.5 et 5.12 sont en effet comparables pour ce qui est des réactions les moins inélastiques.

Ce qui par contre n'est pas reproduit de manière équivalente est l'effet d'élargissement observé sur l'impulsion du noyau-cœur lorsque l'on augmente son angle de collection, élargissement qui n'apparaît pas sur les mesures des neutrons sous les mêmes conditions. Il est possible que cet élargissement soit lié au dispositif expérimental (réponse non homogène des scintillateurs plastiques en fonction de la position de l'impact) combiné à une largeur variable des fenêtres angulaires (imposée par la statistique).

Les réactions de cassure du cœur se révèlent délicates à interpréter en raison de la difficulté à séparer la contribution des neutrons du cœur de celle des neutrons du halo que l'on désire mesurer. Nous ne sommes pas certains que la sélection des produits de réaction dans un même domaine angulaire implique les mêmes distances d'approche entre le noyau-cible et le noyau-cœur. Cela mériterait des études complémentaires sur les taux absolus de production des différents noyaux en faisceau de ^{11}Be et ^{10}Be . Par ailleurs les distinctions entre les réactions de cassure du cœur avec et sans fusion partielle avec le noyau-cible mériteraient d'être faites. La grande efficacité des télescopes permet des mesures corrélées des produits.

Chapitre 6

Hélium 6

6.1 Introduction

Une fraction importante du temps de faisceau sur la machine du GANIL a été utilisée pour étudier le noyau à halo ${}^6\text{He}$, étude dont nous présentons les résultats dans ce chapitre. La principale différence entre le noyau de ${}^{11}\text{Be}$ et de ${}^6\text{He}$ est la présence des deux neutrons dans le halo de ce dernier, ce qui amène des comportements physiques particuliers (nature borroméenne de la liaison du système à trois corps) mais aussi une plus grande complexité expérimentale, puisqu'il nous faudrait mesurer simultanément les caractéristiques du noyau cœur et des deux neutrons pour reconstruire totalement l'événement pour les réactions de dissociations. Les caractéristiques du détecteur TOURNESOL rendent cette mesure complète plus exigeante, et souvent il faudra se contenter de la mesure d'un seul des deux neutrons émis.

6.1.1 Études antérieures portant sur les caractéristiques du noyau ${}^6\text{He}$

Une expérience avait déjà été réalisée au GANIL dans des conditions expérimentales similaires (Thèse de Yann Perier [PER97]) à notre étude et nous y reviendrons par la suite plus longuement. Nous allons plutôt détailler ici des expériences notablement différentes effectuées par d'autres groupes de recherche.

- Dans une expérience à 400 MeV/A sur cible de carbone, T. Kobayashi [KOB92] mesure l'impulsion transverse du cœur ${}^4\text{He}$ du noyau après dissociation. Il isole deux composantes gaussiennes dans le spectre obtenu, de $\sigma = 34 \pm 2$ MeV/c et 87 ± 4 MeV/c. La première composante est expliquée par la dissociation du noyau à halo. Il propose deux pistes d'interprétations pour rendre compte de la seconde composante (beaucoup moins intense) ; une dissociation en deux étapes qui additionnerait les largeurs de chaque neutron, ou une dissociation alors que les deux neutrons sont sur une couche p par rapport au cœur, et donc avec une impulsion relative plus importante en raison de la barrière centrifuge. Les données issues de cette expérience ne sont pas directement comparables à notre travail, car les mesures sont dominées par une statistique à très petits angles.

- Deux cibles différentes (plomb et carbone) permettent d'étudier la distribution de l'impulsion transverse des neutrons émis dans une réaction $C(^6\text{He}, ^4\text{He} + 2n)$ et $Pb(^6\text{He}, ^4\text{He} + 2n)$ à 800 MeV/A dans une expérience dont les résultats ont été publiés par T. Kobayashi [KOB93]. Les largeurs des impulsions sont estimées à 34 MeV/c en cible de carbone et 31 MeV/c sur cible de plomb.
- Une expérience sur cible d'or avec des noyaux dotés d'une énergie cinétique de 65 MeV/A à $4,54^\circ$ (donc assez proche de nos conditions) a été réalisée et analysée par D. P. Balamuth et al. [BAL94], complétée par la référence [SHE97]. Ils parviennent à observer une différence de largeur sensible sur l'impulsion longitudinale entre des événements ayant laissé le noyau-cible froid et ceux l'ayant chauffé (mesure des gamma émis par la cible). Dans le cas où le noyau-cible est resté froid, la largeur observée est de 34 MeV/c, dans le cas où il a été chauffé, de 51 MeV/c. Dans cette expérience cependant, et à la différence de la nôtre, ils n'ont pas accès à l'énergie d'excitation.
- Une expérience à Darmstadt sous un faisceau secondaire de ^6He par D. Aleksandrov *et al.* [ALE98] sur une cible de carbone à 240 MeV/A a permis de mesurer la projection de l'impulsion transverse du cœur ($56 \pm 0,2$ MeV/c) et des neutrons ($28,8 \pm 0,2$ MeV/c).
- Une expérience réalisée par T. Kobayashi *et al.* [KOB97] en réaction de transfert, $p(^6\text{He}, pn)^5\text{He}$, permet de mesurer l'impulsion transverse des nucléons. La valeur d'un ajustement gaussien sur cette courbe donne une largeur de 42 MeV/c. La méthode est assez différente des mesures en dissociation, mais d'après les auteurs, la mesure est significative de l'impulsion du neutron du halo à l'instant de la réaction.

6.1.2 Les conditions expérimentales

Une expérience ayant déjà été réalisée au GANIL dans des conditions expérimentales similaires [PER97], il peut être intéressant de comparer nos propres mesures avec celles établies précédemment, tout en les enrichissant. Le dispositif expérimental a pour sa part été amélioré, notamment en ce qui concerne la détection des neutrons, par le remplacement d'un élément du détecteur ORION par le nouveau détecteur TOURNESOL. Le système de déclenchement a aussi été modifié, et différencie maintenant ORION, qui détecte essentiellement les neutrons évaporés par le noyau-cible, de TOURNESOL qui détecte essentiellement les neutrons du projectile dont ceux du halo. Ceci n'avait pu être fait lorsque l'un des modules d'ORION était utilisé comme détecteur de neutrons rapides. Une collection d'événements acquise sans imposer de coïncidence ni avec TOURNESOL ni avec ORION (mais simplement par la présence d'un fragment dans le Télescope -condition *mdr1*-) a aussi pu être analysée. Quoique la statistique soit plus réduite, elle offre un échantillon de données non biaisées par une condition sur le neutron du halo ou l'échauffement de la cible.

Les mesures rapportées précédemment par Yann Perier [PER97] avaient été réalisées avec un faisceau d'hélium (^6He), à 35,2 MeV/A sur cible d'or. Nos données ont été obtenues avec un faisceau de 41,5 MeV/A sur cible de plomb, soit des projectiles

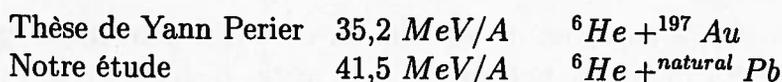
Référence	Énergie	Cible	Conditions de mesures	paramètres mesurés	valeurs
T. Kobayashi [KOB92]	400 MeV/A	C	$\theta_{He} \geq 0^\circ$	Impulsion transverse du cœur.	$\sigma = 34 \pm 2$ MeV/c (87 ± 4 MeV/c)
T. Kobayashi [KOB93]	800 MeV/A	C / Pb	$\theta_{He} \geq 0^\circ$	Impulsion transverse des neutrons.	$\sigma = 34$ MeV/c (C) et 31 MeV/c (Pb)
[BAL94] [SHE97] D. P. Balamuth et al.	800 MeV/A	Au	$\theta_{He} \geq 4,54^\circ$, échauffement de la cible	Impulsion longitudinale du cœur	$\sigma = 34$ MeV/c (noyau froid) 51 MeV/c (noyau chauffé)
[ALE98]	240 MeV/A	Au	$\theta_{He} \geq 4,54^\circ$, échauffement de la cible	Impulsion longitudinale du cœur	$\sigma = 34$ MeV/c (noyau froid) 51 MeV/c (noyau chauffé)

TAB. 6.1 – Tableau synthétique de quelques expériences en ${}^6\text{He}$.

La valeur du paramètre mesuré donné dans la dernière colonne est parfois suivi de l'indication de l'existence d'une deuxième composante, moins intense (moins de 20% du total) et de sa largeur.

d'énergie proche et des noyaux-cible voisins. Les résultats devraient être directement comparables.

La cible utilisée lors des mesures est constituée de plomb naturel (majoritairement ${}^{208}\text{Pb}$) d'épaisseur 454 mg/cm^2 . Les réactions considérées ont donc été les suivantes :



L'or ($Z=79$, $A=197$) et le plomb ($Z=82$, $A=208$) ont des charges et masses comparables. La barrière coulombienne calculée pour ces deux cibles avec un projectile de ${}^6\text{He}$ donne une valeur de $21,3 \text{ MeV}$ pour le plomb et de $20,8 \text{ MeV}$ pour l'or. Le Tableau 6.1.2 présente la correspondance entre le paramètre d'impact de la collision et l'angle de diffusion attendu pour le noyau mentionné calculé par une formule de Rutherford semi-classique. De ces éléments, nous pouvons constater que les conditions de mesures effectuées précédemment sur cible d'or sont très comparables aux nouvelles sur cible de plomb.

Le rayon de contact entre le halo de ${}^6\text{He}$ ($5,5 \text{ fm}$) et le noyau de plomb (rayon d'environ $7,7 \text{ fm}$) montre que des réactions nucléaires impliquant les neutrons du halo peuvent avoir lieu dès une distance de l'ordre de 13 fm soit un angle de déflexion de l'ordre de 5 degrés, donc bas par rapport aux limites de détections expérimentales.

$\theta(^{\circ})$	2,5	3,7	5,0	6,2	7,4	8,7	9,9	11,2	12,4
$r_{min} \text{ } ^6\text{He (A)}$	24,0	16,2	12,3	9,9	8,4	7,2	6,4	5,7	5,2
$r_{min} \text{ } ^4\text{He (A)}$	35,4	23,8	18,1	14,6	12,3	10,7	9,4	8,5	7,7
$r_{min} \text{ } ^6\text{He (B)}$	30,5	20,6	15,6	12,6	10,6	9,2	8,1	7,3	6,6
$r_{min} \text{ } ^4\text{He (B)}$	45,0	30,3	23,0	18,6	15,6	13,5	12,0	10,8	9,8
$\theta(^{\circ})$	13,6	14,9	16,1	17,4	18,6	19,8	21,1	22,3	23,6
$r_{min} \text{ } ^6\text{He (A)}$	4,8	4,4	4,1	3,9	3,7	3,5	3,3	3,1	3,0
$r_{min} \text{ } ^4\text{He (A)}$	7,1	6,5	6,1	5,7	5,4	5,1	4,9	4,6	4,4
$r_{min} \text{ } ^6\text{He (B)}$	6,1	5,6	5,3	4,9	4,7	4,4	4,2	4,0	3,8
$r_{min} \text{ } ^4\text{He (B)}$	9,0	8,3	7,8	7,3	6,9	6,5	6,2	5,9	5,6

TAB. 6.2 – Relation entre l'angle de collection des noyaux ^6He et ^4He et la distance minimale d'approche au noyau-cible.

Le calcul est fait pour un noyau de ^4He et un noyau de ^6He aux énergies de l'expérience décrite dans ce document (41,5 MeV/A, référencé A) et de celle mentionnée dans la thèse de Yann Perier (32,5 MeV/A, référencé B). L'unité utilisée dans ce tableau pour représenter r_{min} est le fermi.

Référence	Conditions et durée
A	Télescope à 100 mm TOURNESOL à 3,045 m, 5h40
B	Télescope à 100 mm TOURNESOL à 3,045 m, 2h30
C	Télescope à 100 mm TOURNESOL à 2,34 m, 2h00
D	Télescope à 100 mm TOURNESOL à 4,5 m, 2h15
E	Télescope à 100 mm TOURNESOL à 3,045 m, 1h30

TAB. 6.3 – Tableau des mesures en ^6He .

Si maintenant on s'intéresse au rayon d'approche du cœur, on peut noter que la distance de contact est de 9,2 fm, ce qui correspond à un angle de déflexion de l'ordre de 6° ou 10° , suivant que l'on considère ^6He ou ^4He comme projectile, ce qui dépend de la chronologie et de la nature fine du mécanisme de dissociation. Au-delà de cet angle, il est peu probable de trouver des collisions quasi-élastiques entre le cœur et la cible. Cependant, l'angle auquel nous collectons le cœur peut être mal défini par rapport à l'angle de déflexion induit par la diffusion du fait de l'extension spatiale du faisceau, ou altéré par le défaut d'alignement et par le recul induit par la libération des neutrons du halo. Il ne reflète donc pas exactement l'angle de diffusion élastique tel que calculé.

Les différentes conditions de mesures des données exploitées dans cette partie sont résumées dans le Tableau 6.3.

6.2 Distribution de multiplicité neutronique

La distribution de multiplicité neutronique associée à une réaction nucléaire est fortement dépendante du type de réaction considéré. Suivant le mode de sélection des

événements, la distribution de multiplicité varie notablement comme représenté sur la Figure 6.1, ainsi que leur moyenne, comme le montre le Tableau 6.4.

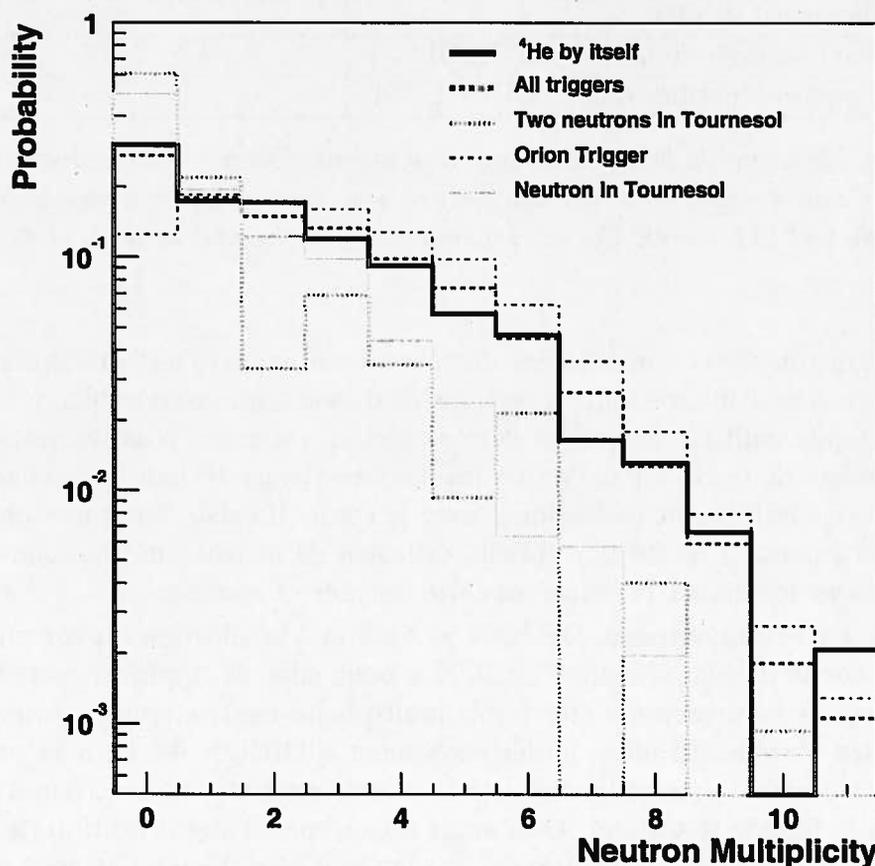


FIG. 6.1 – Distribution de multiplicité neutronique en fonction du mode de déclenchement.

Le mode de déclenchement sélectionne différents types d'événements plus ou moins inélastiques se traduisant par une multiplicité neutronique associée différente. Le bruit de fond a été déconvolué des spectres, il n'y a pas eu correction de l'efficacité d'ORION (67%). Les mesures sont en coïncidence avec un noyau ^4He détecté au-delà de 8° et d'impulsion quelconque.

Toutes les distributions représentées sur la Figure 6.1 ont en commun d'avoir été obtenues en coïncidence avec un noyau ^4He identifié par le télescope au-delà de 8° avec une impulsion quelconque. Les sélections effectuées correspondent aux spécifications du Tableau 4.1.

Nous pouvons examiner un peu plus en détail ce que peuvent nous apprendre ces distributions de multiplicités neutroniques, traductions directes de l'échauffement de la cible, sur les mécanismes de réaction sélectionnés par nos différentes conditions.

Sélection « ^4He par lui-même » Cette sélection est la moins contrainte, elle inclut tous les mécanismes étudiés et ne biaise pas leurs poids statistiques respectifs. Nous attendons une grande majorité de réactions de dissociation. La distribution

Sélection	Multiplicité neutronique moyenne
Déclenchement inclusif	3,2
Déclenchement ORION	4,3
Un neutron identifié dans TOURNESOL	1,7
Deux neutrons identifiés dans TOURNESOL	1,4

TAB. 6.4 – Moyenne de la distribution en neutrons d'évaporation suivant la sélection. Ces valeurs sont données pour une coïncidence avec un noyau ^4He d'impulsion quelconque, mesuré entre 8 et 19,5 degrés. Ces valeurs sont corrigées du bruit de fond, et de l'efficacité de détection.

de multiplicité est continûment décroissante et montre une prédominance des réactions à multiplicité nulle (réactions de dissociation, coulombienne ou nucléaire) et à faible multiplicité (un ou deux neutrons, rarement plus) correspondant à un chauffage de la cible par l'un ou les deux neutrons du halo (épluchage), et à des réactions faiblement inélastiques avec le cœur. Il existe aussi une petite fraction d'événements à haute multiplicité (au delà de 8 neutrons) qui sont le signe de collisions fortement inélastiques entre le cœur et la cible.

Sélection « déclenchement ORION » Ajouter à la sélection sur le cœur une condition sur le déclenchement d'ORION a pour effet de diminuer fortement l'abondance des événements à très faible multiplicité neutronique au profit des multiplicités élevées. En effet, le déclenchement d'ORION est lié à la présence d'un signal prompt, créé en partie par le ralentissement des neutrons d'évaporation dans le liquide scintillant. Ceci suffit à expliquer l'augmentation de multiplicité moyenne constatée. Il est à noter que le canal zéro, bien qu'atténué, reste cependant peuplé pour deux raisons : d'abord l'efficacité d'ORION n'est pas de 100%, et donc à très faible multiplicité (un ou deux neutrons) il n'est pas improbable que le détecteur ne compte pas les neutrons thermalisés (avec 67% d'efficacité, dans 10% des cas un événement ayant généré deux neutrons d'évaporation est compté avec une multiplicité nulle). De plus, le signal prompt peut être créé par des photons gamma émis par la cible sans qu'aucun neutron n'y soit associé.

Sélection « Neutron dans TOURNESOL » La détection d'un neutron du halo par TOURNESOL implique que celui-ci a été émis à faible angle, et donc qu'il a peu (pas) été perturbé par la réaction de dissociation, en particulier qu'il a peu interagi avec le cœur. Ce sont majoritairement des réactions très périphériques pour lesquelles le cœur n'interagit pas de manière nucléaire avec la cible, mais uniquement par déflexion coulombienne. Dans ce cas, le chauffage du noyau-cible est provoqué par interaction de celle-ci avec le second neutron. Nous avons donc affaire pour ce déclenchement à des réactions de dissociation et d'épluchage essentiellement. Notons toutefois que nous acceptons dans cette sélection des événements pour lesquels l'impulsion du cœur peut avoir été fortement modifiée : une partie importante de l'échauffement du noyau-cible observé provient alors d'interactions cœur-cible, comme le montre la sélection suivante.

Sélection « Deux neutrons identifiés dans TOURNESOL » Il est intéressant de constater que lorsque deux neutrons sont détectés à l'avant par TOURNESOL, la multiplicité moyenne observée chute par rapport à la condition précédente, et devient proche de zéro. Les accidents dans la courbe sont dus à la faible statistique cumulée avec ces conditions très restrictives.

6.3 Caractéristiques du cœur

Dans cette section, nous allons présenter quelques résultats obtenus sur les caractéristiques du noyau-cœur après réaction de dissociation. Nous pouvons noter que lorsqu'il sera fait référence à une coïncidence avec un ou deux neutrons détectés dans TOURNESOL, ces événements auront été sommés sur l'ensemble de la statistique disponible, et donc pour plusieurs distances du détecteur TOURNESOL à la cible. L'influence de ce paramètre ayant été trouvée négligeable sur la distribution en impulsion du noyau-cœur.

6.3.1 Impulsion du noyau cœur

Comme détaillé dans l'étude de ^{11}Be en Section 5.3 dans le commentaire de la Figure 5.2, nous retrouvons dans le spectre de la Figure 6.2 les deux composantes, pic quasi-élastique et traîne inélastique, déjà isolées précédemment. Il est à noter que l'ajustement gaussien sur la partie quasi-élastique de la distribution ne parvient pas tout à fait à reproduire la région à haute impulsion. Ceci pourrait signer la présence d'une seconde composante telle que décrite par Kobayashi *et al.* [KOB93]. Nous n'avons pas contraint nos ajustements sur cette partie du spectre (la zone d'ajustement est délimitée dans la région d'impulsion marquée par la ligne continue de la courbe; la ligne pointillée n'en étant que l'extension). Pour ^6He les limites fixées pour l'angle de collection du noyau-cœur sont données entre 8° et 12° . La ligne verticale tiretée marque l'impulsion du noyau ^4He dans le faisceau incident (1104 MeV/c).

6.3.2 Distributions angulaires du noyau-cœur

L'analyse de la distribution angulaire du noyau-cœur est un peu compliquée par la défaillance de certaines pistes du détecteur silicium au cours des mesures (voir Sous Section 2.2.1). Cela n'a pas permis de présenter des résultats de même qualité qu'en faisceau de ^{11}Be (Figures 5.7 et 5.8). On observe cependant, en ^6He (Figure 6.3) un comportement qualitativement analogue à celui décrit pour le ^{11}Be , concernant l'évolution de la distribution avec la distance de TOURNESOL à la cible. Nous pouvons noter que l'ajout de la condition « noyau-cible froid » fait chuter d'un facteur 3 à 4 la statistique alors que ce facteur n'était que de 2 en ^{11}Be . Nous observons ainsi l'effet du second neutron du halo dans le chauffage du noyau-cible.

Dans la suite, sont souvent effectuées des sélections par tranches d'angle de collection du cœur. Cela n'est pas incompatible avec les défauts cités ici. En effet, la qualité de la localisation angulaire n'est pas en cause et les sélections isolent bien les bons

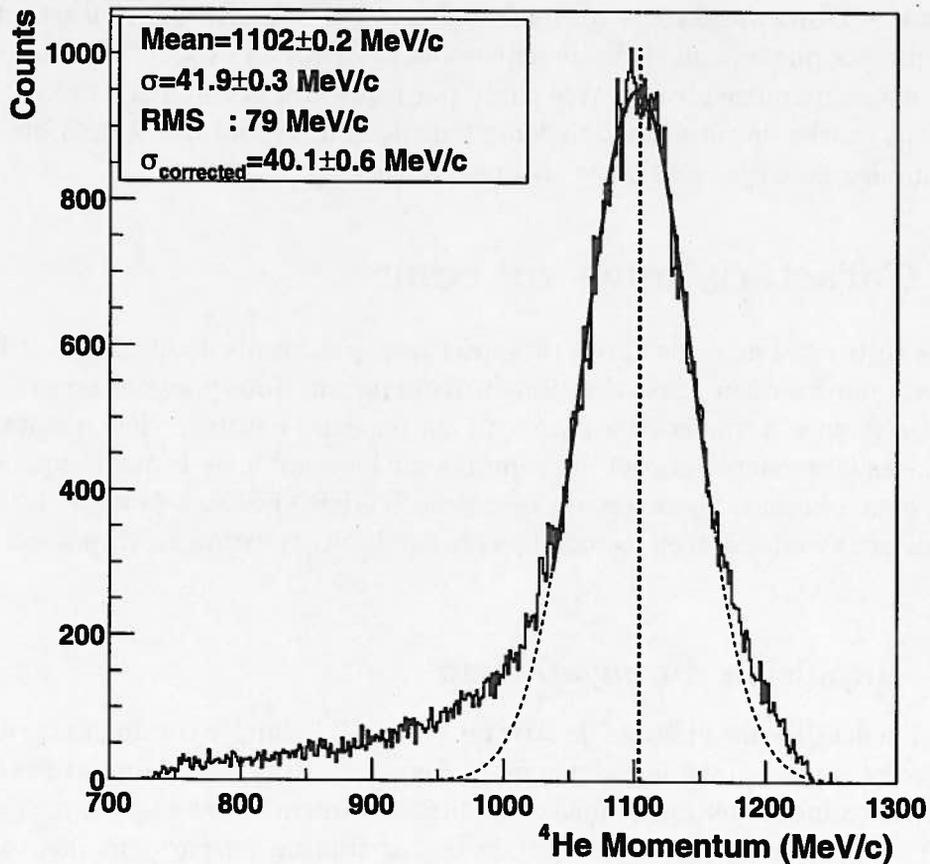


FIG. 6.2 – Spectre en impulsion du noyau cœur ^4He .

Le cœur a été sélectionné à un angle compris entre 8° et 12° , l'ensemble des événements a été sommé sans autres sélections avec leurs poids statistiques respectifs (en majorités issus du déclenchement d'ORION ou de TOURNESOL). La ligne tiretée indique la position attendue pour l'impulsion du cœur si la dissociation est quasi-élastique. La courbe est un ajustement gaussien sur le spectre, mais la valeur donnée ne peut être qu'indicative, étant donné l'absence de sélection pertinente sur les événements (cumul de plusieurs déclenchements indépendants).

événements. Cependant, il peut être erroné de faire des conclusions sur l'abondance relative d'événements dans telle ou telle tranche angulaire.

6.3.3 Dépendance des distributions en impulsion du noyau cœur aux sélections expérimentales. Multiplicité neutronique associée

La distribution en impulsion du noyau cœur détecté par le télescope est représentée pour différentes sélections des événements en Figure 6.4. Les valeurs mesurées sont intégrées sur les noyaux-cœurs détectés entre un angle de 8° et 12° . Les spectres présentent un pic centré sur l'impulsion moyenne du cœur dans le faisceau incident (représenté par la ligne tiretée) et une traîne inélastique plus ou moins développée suivant la sélection.

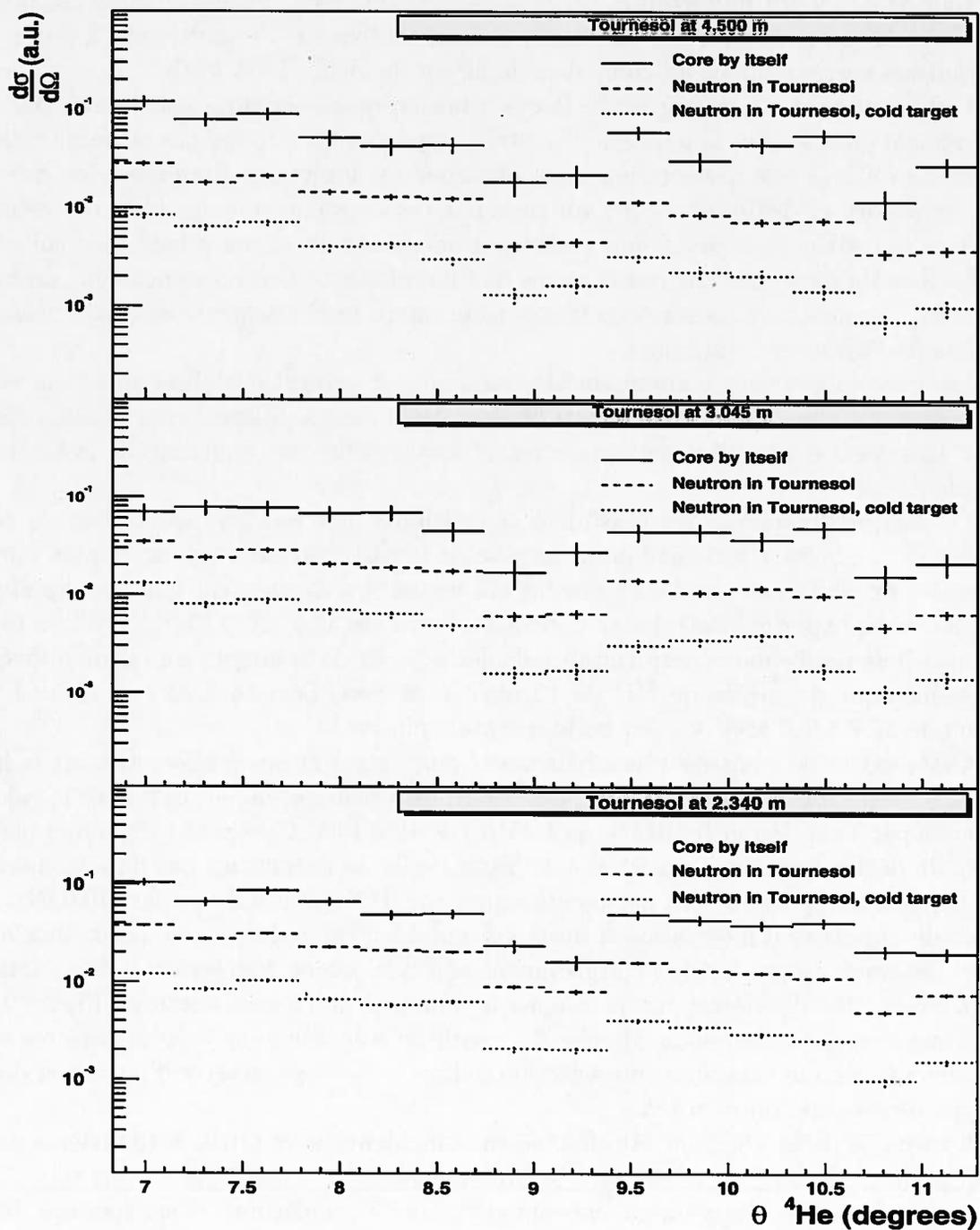


FIG. 6.3 – Distribution angulaire de collection du cœur ^4He par le Télescope pour différentes distances de TOURNESOL.

L'irrégularité des courbes provient des défauts du détecteur rappelés dans le texte. La valeur des différentes distances est rappelé dans les encadrés au-dessus des courbes.

tion. Les angles de déflexion étant relativement faibles et la différence de masse entre l'hélium et le plomb importante, l'énergie perdue par recul du noyau-cible est négligeable et la composante quasi-élastique est bien centrée sur l'impulsion la fraction de l'impulsion correspondant au cœur dans le noyau incident ($1104 \text{ MeV}/c$).

Une estimation de la largeur de la contribution quasi-élastique est donnée par un ajustement gaussien sur la partie de la distribution la moins affectée par la traîne inélastique. Là où le pic de dissociation quasi-élastique est largement dominant, les valeurs des centroïdes et des écarts-types obtenus par ces ajustements sont bien représentatives de la distribution gaussienne associée à la cassure du noyau à halo sans collision inélastique du cœur, et donc par là même de l'impulsion de Fermi des neutrons du halo associés. Cependant, à mesure que la contribution du fond augmente en proportion, la qualité de l'ajustement diminue.

Les événements vont maintenant être sélectionnés suivant des observables qui vont privilégier certains mécanismes de réaction correspondant à différents paramètres d'impact. Cela peut éventuellement permettre de sonder différents domaines de la fonction d'onde du halo.

Le déclenchement par les plastiques (condition « ${}^4\text{He}$ par lui-même ») est le seul à fournir une mesure inclusive de la largeur de la distribution, et donc la plus représentative des différents modes de cassure du noyau. Un ajustement gaussien appliqué sur la courbe expérimentale donne une valeur brute de $39,6 \pm 0,9 \text{ MeV}/c$. Si l'on tient compte de la résolution expérimentale calculée à partir de la largeur du pic de diffusion quasi-élastique du noyau de ${}^6\text{He}$ de $12 \text{ MeV}/c$ en Sous Section 2.2.2, on obtient un sigma de $37,7 \pm 1,0 \text{ MeV}/c$ pour cette mesure inclusive.

Cette valeur se compare raisonnablement aux autres mesures effectuées sur la largeur du cœur (voir introduction 6.1). On remarque cependant qu'elle diffère de la valeur mesurée par Yann Perier [PER97] ($44 \text{ MeV}/c$) de 10 à 15%. Ceci peut s'expliquer par le choix du déclenchement (l'expérience de Yann Perier ne permettait pas de sélectionner des événements qui ne soient pas conditionnés par TOURNESOL ou par ORION). Le domaine angulaire d'intégration a aussi été notablement réduit par rapport aux mesures de Yann, ce qui limite l'élargissement cinématique ou l'intégration de variation de la calibration des détecteurs plastiques en fonction de l'angle, décrit en Figure 2.6.

Nous pouvons maintenant ajouter des conditions de sélection supplémentaires aux événements, permettant ainsi une sélection indirecte sur le paramètre d'impact et donc le type de réaction mise en jeu.

Lorsque le déclenchement est effectué en coïncidence avec ORION (deuxième panneau à partir du bas), le noyau-cible a probablement été chauffé, et a émis sinon des neutrons, du moins des gamma, qui ont déclenché l'acquisition. Nous sommes donc en présence d'une collision plus inélastique dans laquelle une partie conséquente de l'énergie du cœur a pu être perdue. Ceci est clairement visible sur la valeur du RMS ($85 \text{ MeV}/c$ au lieu de 78 précédemment), qui signe l'augmentation relative de la traîne à faible impulsion. La composante gaussienne semble elle aussi affectée par cette sélection et un élargissement est mesurable ($41,9 \pm 0,7 \text{ MeV}/c$ au lieu de $37,7 \pm 1,0$ précédemment). Cependant, la forme de la traîne sous la partie gaussienne est mal connue et peut contribuer à augmenter artificiellement sa largeur. Nous pouvons noter que la multiplicité neutronique sous la partie gaussienne du spectre augmente de

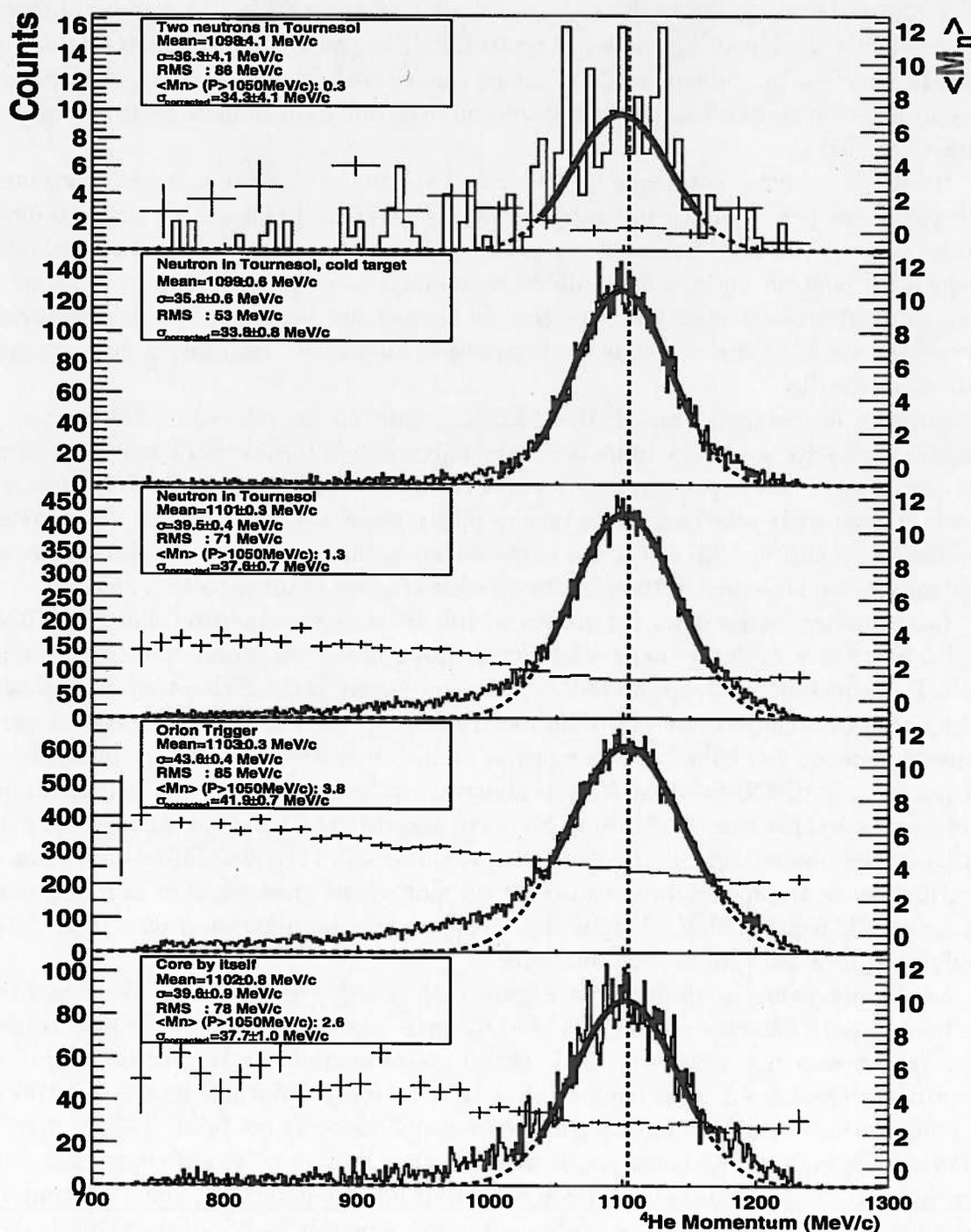


FIG. 6.4 – Spectre en impulsion du noyau cœur ${}^4\text{He}$ détecté entre 8° et 12° et multiplicité neutronique associée en fonction des modes de déclenchement.

Les valeurs fournies pour la moyenne et l'écart-type de la distribution sont celles de l'ajustement gaussien superposé au spectre. L'écart-type de la distribution (RMS) est calculé sur la partie du spectre représentée sur la figure. La multiplicité neutronique moyenne affichée est corrigée du bruit de fond et de l'efficacité du détecteur ORION et se lit sur l'échelle de droite.

2,6 à 3,8 neutrons, ce qui indique que nous n'avons pas affaire à la même population d'événements. Le fait de retrouver le centroïde de la gaussienne à la même valeur que dans la sélection précédente incite à penser que ce sont les neutrons du halo qui sont responsables de l'échauffement observé et non le noyau-cœur dont la perte d'impulsion aurait été visible.

Il est cependant à noter que la valeur de l'ajustement gaussien sur le maximum a elle-même été peu modifiée par rapport aux événements isolés sur un déclenchement par les plastiques seuls. Nous pouvons penser qu'il s'agit en majorité d'événements dans lesquels un neutron du halo a chauffé le noyau-cible sans que le noyau-cœur lui-même n'ait interagi profondément avec elle (cas de l'épluchage de l'un ou des deux neutrons) ce qu'indique la valeur moyenne de l'impulsion du noyau ${}^4\text{He}$ égale à celle du cœur dans le projectile.

Imposer un neutron dans TOURNESOL (panneau du milieu) comme critère de sélection se révèle avoir une influence assez faible sur l'allure de la distribution en impulsion du cœur par rapport au cas inclusif ($37,6 \pm 0,7$ MeV/c et $37,7 \pm 1,0$ respectivement). L'effet de la sélection est beaucoup plus marqué sur la multiplicité neutronique associée qui chute de 2,6 à 1,3. La chute de multiplicité provient du fait qu'un seul neutron peut maintenant interagir avec la cible (l'autre étant détecté à l'avant).

La combinaison des deux conditions « cible froide » et « neutron dans TOURNESOL » peut être exploitée pour sélectionner des collisions à grands paramètres d'impact. En requérant le silence d'ORION, nous imposons une collision n'ayant pas laissé d'énergie dans le noyau-cible (aux limites d'efficacité du détecteur), que ce soit par le biais du cœur ou de l'épluchage du neutron du halo non détecté. Détecter un neutron à l'avant avec TOURNESOL est aussi la signature qu'au moins un des neutrons du halo a été peu perturbé par la collision. Sous ces conditions (deuxième panneau à partir du haut), on observe une disparition presque totale de la traîne à faible impulsion. La distribution en impulsion du noyau-cœur est alors quasi gaussienne et la faible valeur du sigma ($33,6 \pm 0,8$ MeV/c) signe des collisions très périphériques de « dissociation coulombienne » ou « diffraction nucléaire ».

Le dernier panneau (haut de la Figure 6.4) présente le cas où les deux neutrons du halo ont été détectés par TOURNESOL, mais par manque de statistique nous ne pouvons imposer une condition sur le chauffage de la cible. La largeur de l'impulsion reste faible ($34,3 \pm 4,1$ mais compatible à la sélection précédente, $33,6 \pm 0,8$ MeV/c) et nous constatons que la multiplicité neutronique associée est faible ($M_n \simeq 0,3$). La différence de multiplicité neutronique mesurée dans la zone quasi élastique est notable par rapport au cas où un seul neutron est requis dans le détecteur, elle n'est toutefois pas nulle ce que nous ne pouvons expliquer que par une insuffisance de notre méthode de sélection de deux neutrons simultanés. Rappelons que dans la sélection équivalente en béryllium et quand le neutron était détecté en coïncidence avec le cœur la multiplicité neutronique était nulle.

La grande sensibilité de la distribution en impulsion du cœur aux conditions de sélection des événements fait de cette sonde un outil un peu délicat à maîtriser. Nous pouvons en effet constater combien les conditions de mesures influent sur la largeur apparente de la distribution en impulsion du noyau cœur sans que nous n'en maîtrisions

Déclenchement ⇒ ↓Sél. angulaire	ORION	Inclusif	N. dans TSOL	Neutron dans TSOL et n.-cible froid	
9,7° – 12,2°	Moy.	1101 ± 0,7	1102 ± 0,7	1099 ± 0,6	1099 ± 1,2
	Larg.	47,4 ± 0,8	45,5 ± 1,8	42,2 ± 0,8	36,9 ± 1,2
	M_n	4,0	3,0	1,5	0
8,7° – 9,7°	Moy.	1102 ± 0,7	1100 ± 1,6	1100 ± 0,6	1098 ± 1,1
	Larg.	43,7 ± 0,9	40,1 ± 1,8	39,7 ± 0,9	33,4 ± 1,1
	M_n	3,9	2,6	1,3	0
7,8° – 8,7°	Moy.	1105 ± 0,5	1105 ± 1,1	1104 ± 0,5	1102 ± 0,7
	Larg.	41,5 ± 0,7	39,4 ± 1,2	37,3 ± 0,7	33,5 ± 0,8
	M_n	3,6	2,2	1,1	0
7,8° – 12,2°	Moy.	1103 ± 0,3	1102 ± 0,8	1101 ± 0,3	1099 ± 0,6
	Larg.	41,9 ± 0,7	37,7 ± 1,0	37,6 ± 0,7	33,8 ± 0,8
	M_n	3,8	2,6	1,3	0

TAB. 6.5 – Tableau synthétique des mesures cinématiques sur le cœur de ^4He dans notre expérience en faisceau de ^6He .

Sont indiquées dans le tableau pour chaque condition (sélection angulaire et condition de déclenchement), la position du centroïde de l'ajustement gaussien (en MeV/c), la largeur de cet ajustement (MeV/c, en dessous) et la multiplicité neutronique moyenne associée dans la zone de quasi-élasticité (ligne du bas de la case).

toujours les paramètres. Nous verrons dans la suite que la distribution des neutrons du halo est beaucoup moins sensible aux conditions de sélection.

Nous constatons que comme pour la réaction induite en ^{11}Be la condition « neutron dans TOURNESOL et noyau-cible froid » est celle conduisant à la largeur en impulsion du cœur la plus faible. Nos résultats sont cohérents avec ceux de Balamuth *et al.* [BAL94] qui observaient un élargissement sensible de l'impulsion du cœur en passant des réactions quasi-élastiques aux réactions inélastiques (toutes intégrées). Il y a aussi un excellent accord avec la largeur donnée par Kobayashi *et al.* [KOB93] pour leur composante étroite, celle censée provenir du neutron du halo.

Une statistique suffisante nous a permis d'affiner cette étude de la largeur en impulsion du noyau-cœur pour les différentes conditions de détection de ce cœur. Un exemple des spectres obtenus est donné par la Figure 6.5 pour laquelle la condition de sélection requise est la détection d'un neutron du projectile dans TOURNESOL. Les valeurs mesurées sous les différentes conditions explorées sont disponibles sur le Tableau 6.5.

Dans ce tableau, nous constatons qu'à un accroissement de l'angle de mesure correspond simultanément un élargissement de la partie quasi-élastique de la distribution d'impulsion et de la multiplicité neutronique moyenne associée, signant l'augmentation attendue de l'inélasticité de la collision avec l'angle. Si maintenant nous considérons les données de ce tableau à sélection angulaire constante mais en variant les modes de déclenchement, nous constatons que là encore, la largeur de l'impulsion augmente avec la multiplicité neutronique (les déclenchements ont été classés du plus inélastique au moins inélastique de gauche à droite). Il y a donc corrélation entre la largeur de

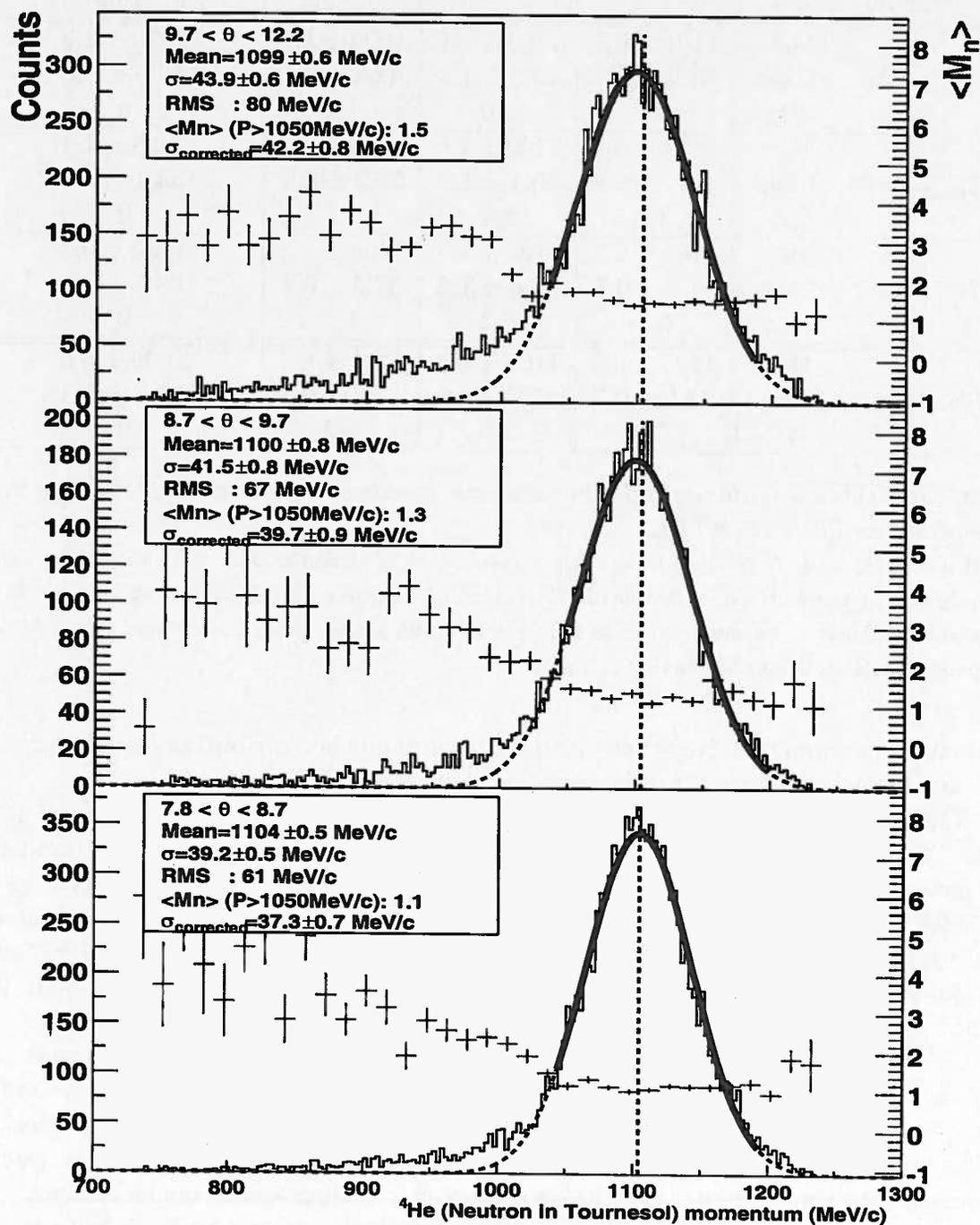


FIG. 6.5 – Spectres en impulsion du noyau cœur ${}^4\text{He}$ et multiplicité neutronique associée, un neutron du halo étant détecté en coïncidence dans TOURNESOL. Le neutron détecté en coïncidence a une impulsion comprise entre 180 et 360 MeV/c, tel que spécifié dans la table des conditions (Tableau 4.1). La cassure brutale de la courbe en multiplicité neutronique met en évidence le passage d'un régime quasi-élastique au régime inélastique.

	Neutron dans TOURNESOL	Neutron dans TOURNESOL et noyau-cible froid
σ cœur	$37,6 \pm 0,7$	$33,8 \pm 0,8$
σ neutron	$31,9 \pm 0,9$	$28,3 \pm 1,0$

TAB. 6.6 - Largeur d'impulsion dans deux conditions de sélection pour la réaction ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$.

l'impulsion du cœur et l'inélasticité de la collision. L'interprétation de ce résultat n'est pas immédiate sachant que l'excitation du noyau-cible peut avoir deux origines : les neutrons du halo, ou le cœur. Une interaction inélastique avec le cœur devrait se manifester par un léger ralentissement de ce dernier, ce qui est observé dans la traîne à basse impulsion, où le chauffage du noyau-cible est corrélé avec la perte d'impulsion du noyau cœur. Or aucune diminution significative d'impulsion du noyau-cœur n'est observée si nous suivons une ligne du tableau (à angle constant), alors que la multiplicité neutronique y est notablement modifiée. Ceci incite donc à penser que dans la partie quasi-élastique du spectre, ce sont les neutrons du halo qui sont responsables de l'échauffement observé sur le noyau-cible. Dans le cas du noyau ${}^{11}\text{Be}$, avec un seul neutron dans le halo, nous avons pu montrer que le noyau cible restait froid dans la zone quasi-élastique du spectre d'impulsion (Figure 5.3) lorsque nous détectons le cœur en coïncidence avec le neutron du halo dans TOURNESOL. Ceci est un indice supplémentaire à apporter au crédit de l'hypothèse d'un chauffage par le second neutron du halo du noyau ${}^6\text{He}$.

Dans les réactions induites par ${}^6\text{He}$, l'augmentation de la multiplicité neutronique signifierait donc que le noyau-cible intercepterait de plus en plus complètement le halo de neutron, en augmentant la probabilité d'interaction, et la température moyenne du noyau-cible. Cet augmentation se ferait par des réactions à paramètres d'impact de plus en plus faibles, et donc par un sondage des couches de plus en plus profondes de la structure du halo. Ceci serait cohérent avec l'augmentation de la largeur en impulsion observée ; au voisinage du cœur, l'impulsion de Fermi des neutrons du halo devient plus élevée. Nous ne pouvons, bien sûr, mesurer l'impulsion du neutron ayant servi à chauffer le noyau-cible, mais la présence de deux neutrons permet d'en avoir un utilisé comme sonde du paramètre d'impact (sa probabilité d'intercepter le noyau-cible augmente avec la diminution du paramètre d'impact, et donc son chauffage moyen) tandis que l'autre libéré sans interaction directe avec le noyau-cible fournit l'information en impulsion.

6.4 Caractéristiques cinématiques des neutrons du halo

Si l'interprétation d'un sondage différentiel de la fonction d'onde du neutron en fonction de l'inélasticité de la collision à partir des observations réalisées sur le noyau-cœur paraît séduisante, elle devrait être corroborée par la réponse en impulsion des

neutrons détectés en coïncidence. Nous avons vu précédemment que dans le cas du ^{11}Be , avec un seul neutron dans le halo, neutron et cœur conduisaient à une même largeur d'impulsion pour une même sélection d'événements, ce qui est attendu dans le cas d'une dissociation quasi-élastique (Tableau 5.8). Avec deux neutrons dans le halo, la corrélation entre les deux particules est moins immédiate en raison de la présence du deuxième neutron non détecté. En particulier, dans le Tableau 6.6 nous constatons une largeur en impulsion du neutron significativement plus étroite (environ 5 MeV/c) que celle du cœur. Cette observation est cohérente avec ce qu'avait observé Yann Perier [PER97] dans des conditions similaires. La Figure 6.8 montre bien qu'il n'apparaît pas d'élargissement significatif dans la distribution en impulsion du neutron avec l'augmentation de la multiplicité neutronique. Ceci vient en contradiction avec ce que nous avons observé pour le noyau-cœur (d'autant plus que pour le cœur, nous observions une évolution sensible avec une évolution des valeurs moyennes de multiplicité, et non des fenêtres en multiplicité). Il n'y a donc pas cohérence entre les comportements observés pour le cœur et le neutron. Cependant, l'élargissement en impulsion du cœur mesuré semble bien correct (en particulier, les résultats obtenus à sélection angulaire constante ne peuvent avoir été altérés par l'inhomogénéité de la réponse des scintillateurs plastiques), et ne peut être dû qu'au départ du deuxième neutron. Nous pourrions le vérifier ultérieurement dans une analyse où les impulsions du cœur comme celles des deux neutrons ont été mesurées simultanément. Cette absence de cohérence entre les données du cœur et celles des neutrons est illustrée dans la Figure 6.9. Alors que la largeur en impulsion du cœur est très sensible à l'angle de détection de ce dernier (Tableau 6.5), il n'en est rien pour le neutron.

6.5 Corrélations entre l'impulsion du cœur et d'un ou deux neutrons détectés dans TOURNESOL

Nous considérerons tout d'abord l'étude de la corrélation entre l'impulsion du cœur et celle des deux neutrons du halo. Rappelons que pour pouvoir mesurer correctement l'impulsion de chaque neutron dans le détecteur TOURNESOL, il faut imposer des conditions très restrictives afin que chaque neutron perde toute son énergie dans un seul des deux secteurs sans en laisser dans l'autre (voir Sous Section 3.8.4). Pour de tels événements la multiplicité neutronique moyenne associée donnée par ORION est compatible avec zéro.

Les 150 événements retenus dans cette sélection nous ont permis de vérifier la conservation de l'impulsion et de façon indirecte le bon fonctionnement du second secteur de TOURNESOL. Rappelons que dans l'étude du noyau ^{11}Be la même analyse avait été faite, (Figure 5.13), simplifiée par la présence d'un seul neutron dans le halo et que l'on avait ainsi vérifié la cohérence de la réponse des détecteurs plastiques et du secteur avant de TOURNESOL.

En ^6He , les spectres en impulsion des neutrons mesurés dans chaque secteur pour cette condition de sélection donnent des valeurs de sigma corrigées (ajustement gaussien corrigé de la résolution de TOURNESOL) de $26,5 \pm 2,4$ MeV/c et $26,5 \pm 1,9$ MeV/c pour

6.5. Corrélations entre l'impulsion du cœur et d'un ou deux neutrons détectés dans TOURNESOL

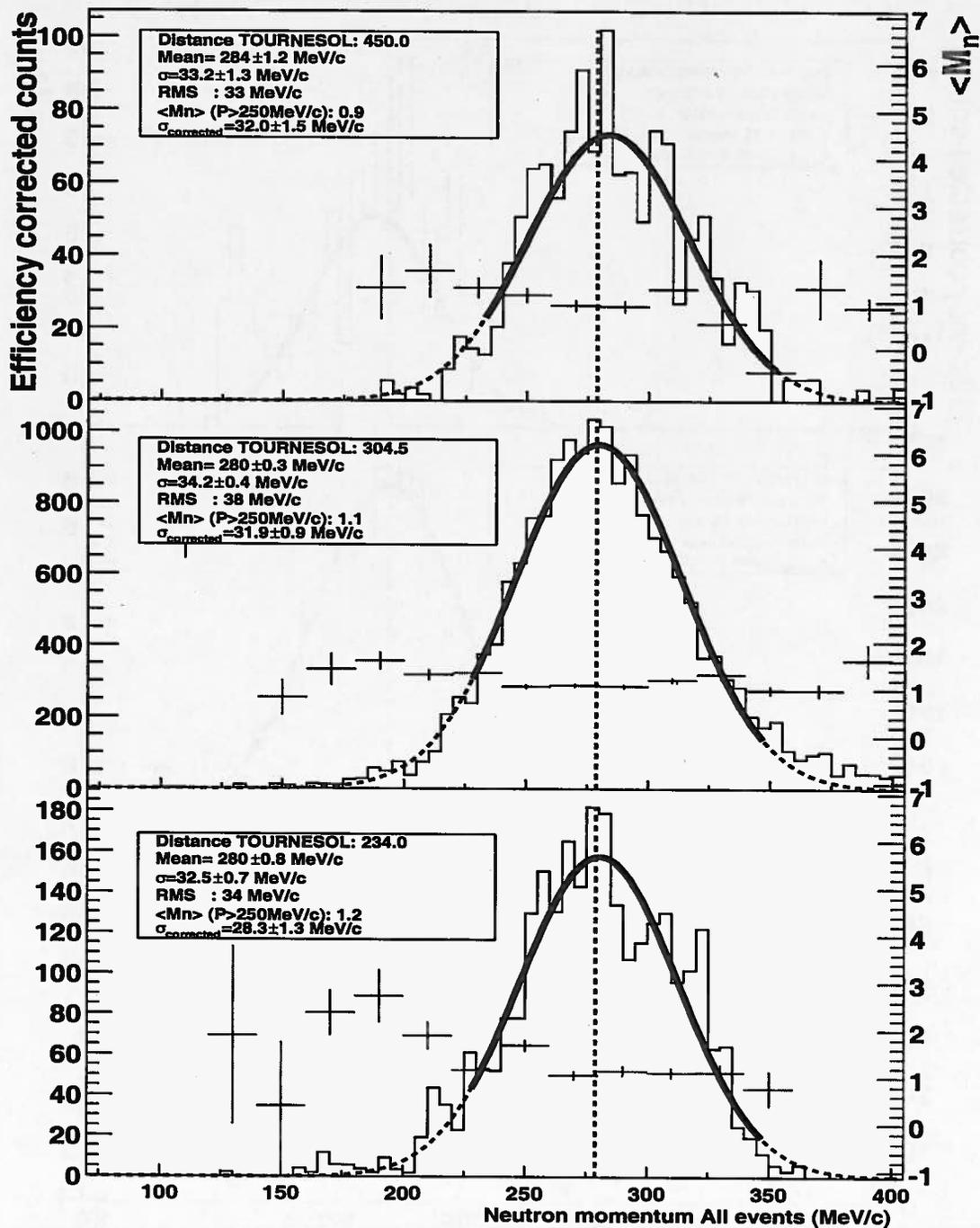


FIG. 6.6 – Spectre en impulsion des neutrons détectés dans TOURNESOL

Les événements sélectionnés sont en coïncidence avec un noyau cœur ^4He d'énergie cinétique supérieure à 141 MeV (1030 MeV/c) et se trouvant dans une tranche angulaire entre 8° et 12° . La multiplicité neutronique moyenne en fonction de l'impulsion du neutron est affichée en superposition. Les spectres ont été réalisés pour les trois distances de TOURNESOL dont nous disposons.

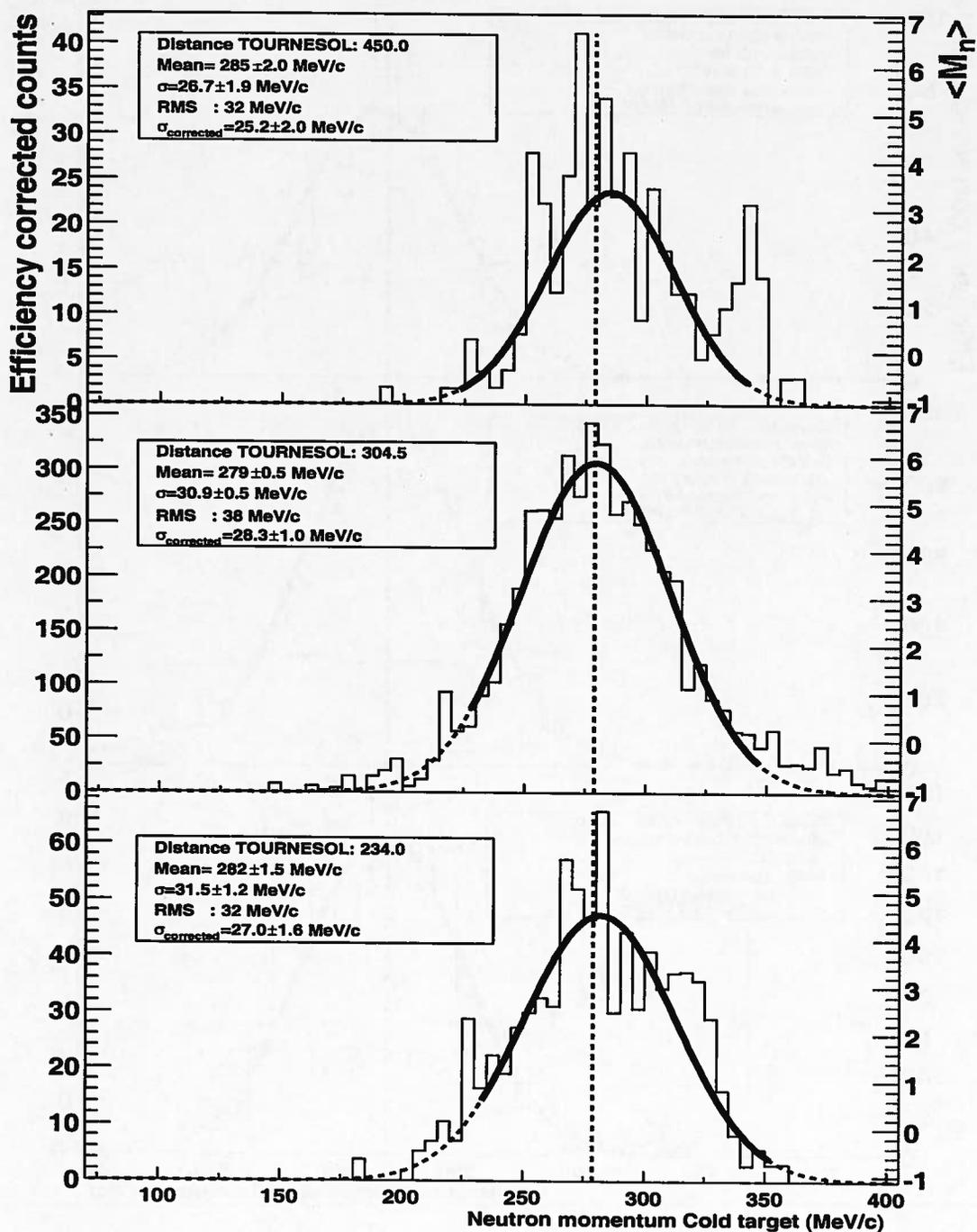


FIG. 6.7 – Spectre en impulsion des neutrons détectés dans TOURNESOL, noyau-cible froid.

Les événements sélectionnés sont en coïncidence avec un noyau cœur ^4He d'énergie cinétique supérieure à 141 MeV (1030 MeV/c) et se trouvant dans une tranche angulaire entre 8° et 12° .

6.5. Corrélations entre l'impulsion du cœur et d'un ou deux neutrons détectés dans TOURNESOL

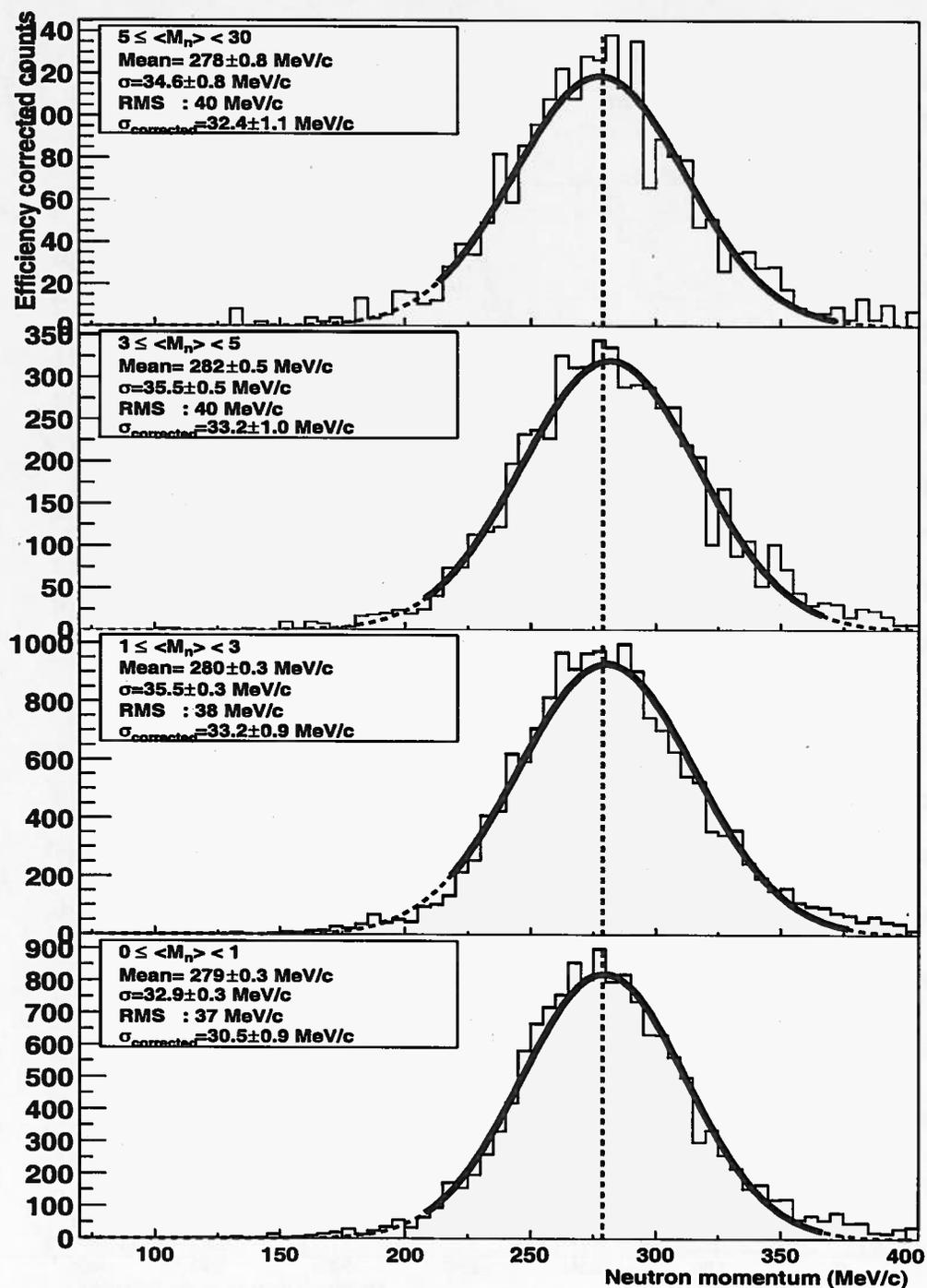


FIG. 6.8 – Spectre en impulsion des neutrons détectés dans TOURNESOL en fonction de la multiplicité neutronique d'ORION

Les événements sélectionnés sont en coïncidence avec un noyau cœur ^4He d'énergie cinétique supérieure à 141 MeV (1030 MeV/c), détectés à un angle entre 8° et 12° . La mesure a été effectuée avec TOURNESOL placé à 304 cm de la cible.

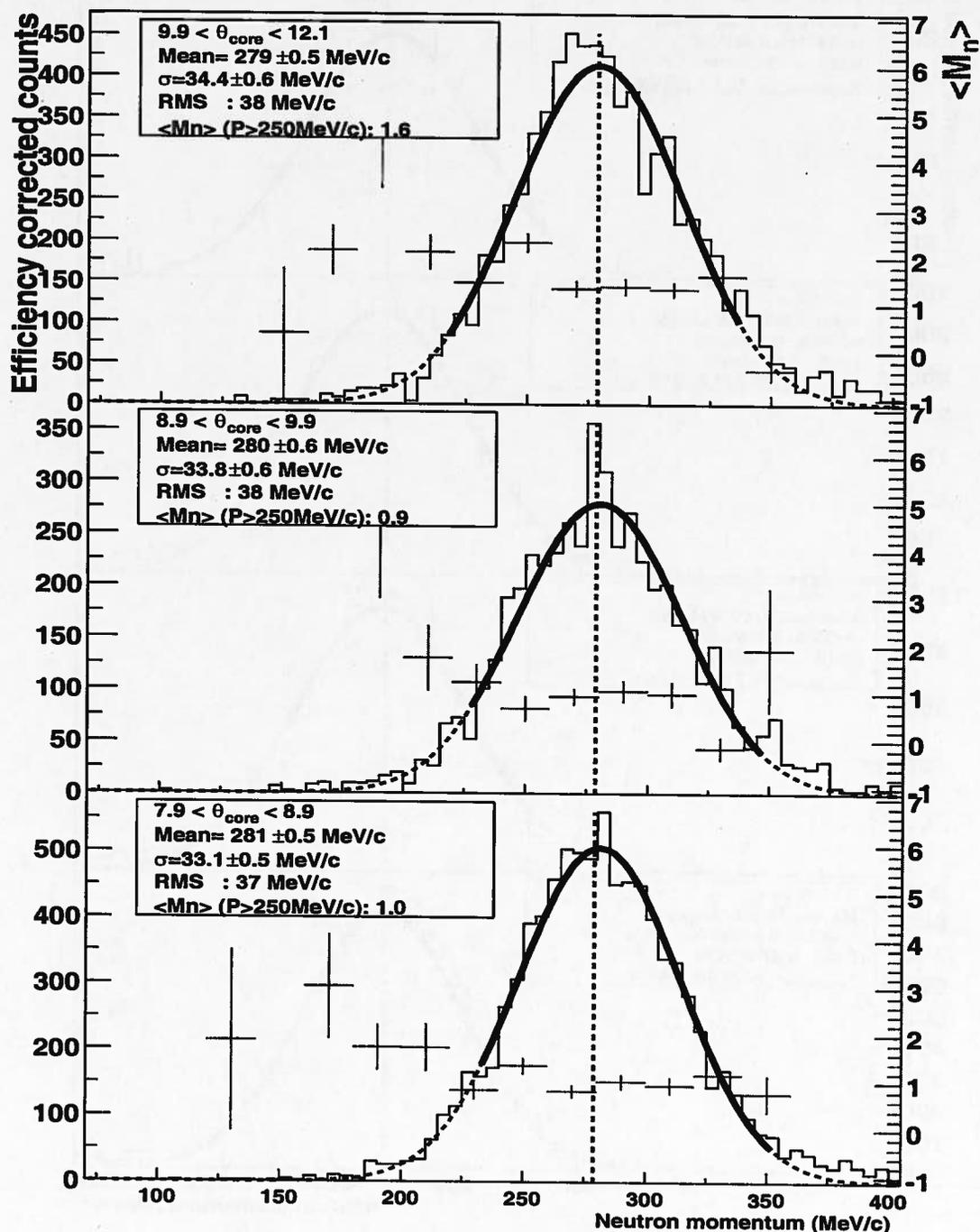


FIG. 6.9 – Impulsion du neutron en fonction de l'angle de collection du noyau-cœur. Les événements sélectionnés sont en coïncidence avec un noyau cœur ${}^4\text{He}$ d'énergie cinétique supérieure à 141 MeV (1030 MeV/c), la multiplicité neutronique issue d'ORION y est superposée. Les données sont sommées sur les mesures aux trois distances de la cible à Tournesol.

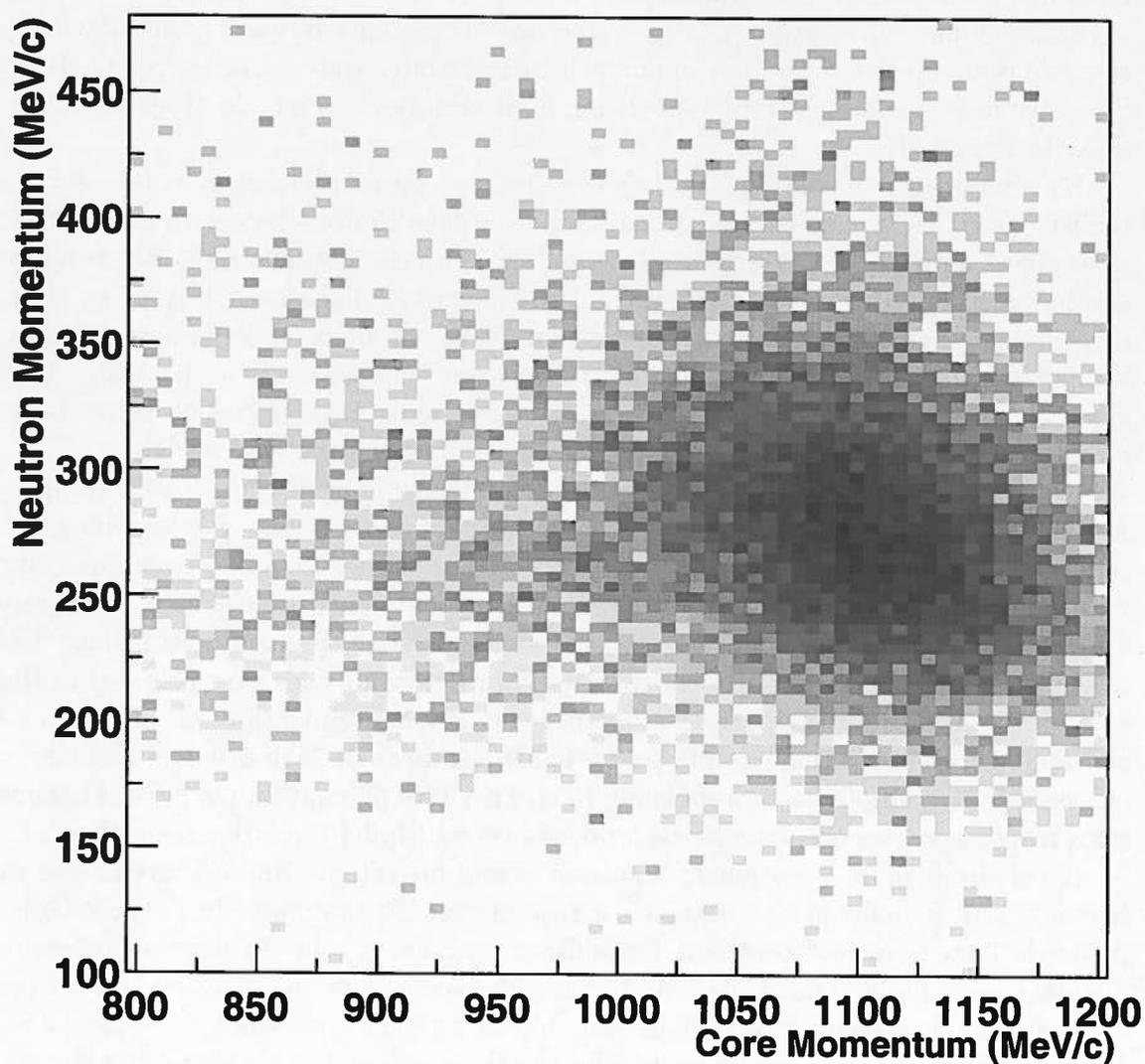


FIG. 6.10 – Impulsion d'un neutron du halo détecté dans *TOURNESOL* en fonction de l'impulsion du cœur ^4He .

les neutrons détectés par le premier et deuxième secteur, respectivement. Ces valeurs, en très bon accord entre elles, et sont à peine inférieures à celle de $28,3 \pm 1,0$ MeV/c obtenue avec un noyau-cible froid quand la condition requise de détection par TOURNESOL est d'au moins un neutron (panneau du milieu, Figure 6.7). Dans le premier cas on ne s'adresse qu'à des réactions de dissociation, dans le second on ne peut distinguer réactions de dissociation et diffraction.

Étant donnée la trop faible statistique des événements mesurés nous n'avons pas tenté de poursuivre une analyse en masse invariante qui aurait peut-être pu, en dépit de l'absence de suivi de la particule incidente, nous apporter des informations sur l'énergie d'excitation de ${}^6\text{He}$.

La plus grande partie de l'analyse des données en corrélation avec le cœur a été réalisée pour les événements à un seul neutron détecté dont les résultats bruts sont présentés Figure 6.10. Cette figure est semblable à celle obtenue dans des conditions similaires en faisceau de ${}^{11}\text{Be}$ (Figure 5.13). Cependant l'absence de prise en compte du deuxième neutron du halo de ${}^6\text{He}$ ne permet pas de montrer ici la conservation de l'impulsion totale comme précédemment réalisé en faisceau de ${}^{11}\text{Be}$. La traîne inélastique en impulsion du cœur est comparativement plus importante que celle observée en faisceau de ${}^{11}\text{Be}$, en raison de la plus grande cohésion du noyau de ${}^4\text{He}$.

Dans la Figure 6.11, les événements présentés en Figure 6.10 sont sélectionnés en fonction de la multiplicité neutronique associée (panneau du haut : noyau-cible froid et panneau du bas : multiplicité neutronique comprise entre 2 et 3). Notons que compte tenu du bruit moyen de 0,7, les événements à un seul neutron ne sont pas très représentatifs et n'ont pas été analysés : ils se divisent presque également en noyaux froids avec bruit et noyaux véritablement excités. Pour déterminer les axes principaux (ligne en trait plein) de ces distributions à partir des points expérimentaux un piédestal a été soustrait afin de ne retenir que la partie quasi-élastique de la distribution en s'affranchissant de la traîne à basse impulsion du cœur. Cette précaution est particulièrement importante pour les événements sélectionnés en multiplicité relativement élevée (2 et 3) afin d'éliminer les événements résultant d'une inélasticité due à l'interaction avec le cœur (seul le neutron non détecté est responsable du chauffage du noyau-cible). La pente de l'axe principal corrélant l'impulsion du cœur à celle du neutron détecté est sensiblement modifiée selon que l'on mesure les événements en noyau-cible froid (panneau du haut) ou ceux sélectionnés avec une multiplicité neutronique valant 2 ou 3 (panneau du bas). Nous avons pu vérifier la robustesse de la procédure de détermination de cette pente en réduisant plus ou moins le champ des événements retenus pour la déterminer après soustraction de différents piédestaux. La variation de pente est donc significative.

Afin de pouvoir interpréter ces résultats, nous devons considérer la nature de la population des événements retenus par nos sélections. Lorsque le noyau-cible reste froid, nous sélectionnons essentiellement des événements de dissociation et de diffraction (un neutron diffracté peut être émis hors du champ de détection de TOURNESOL mais si le second n'est pas diffracté il peut être détecté). Quand le noyau-cible est excité, nous avons vu précédemment en vérifiant que l'impulsion moyenne du cœur restait constante dans la zone quasi élastique quelle que soit l'inélasticité, que le deuxième neutron était

6.5. Corrélations entre l'impulsion du cœur et d'un ou deux neutrons détectés dans TOURNESOL

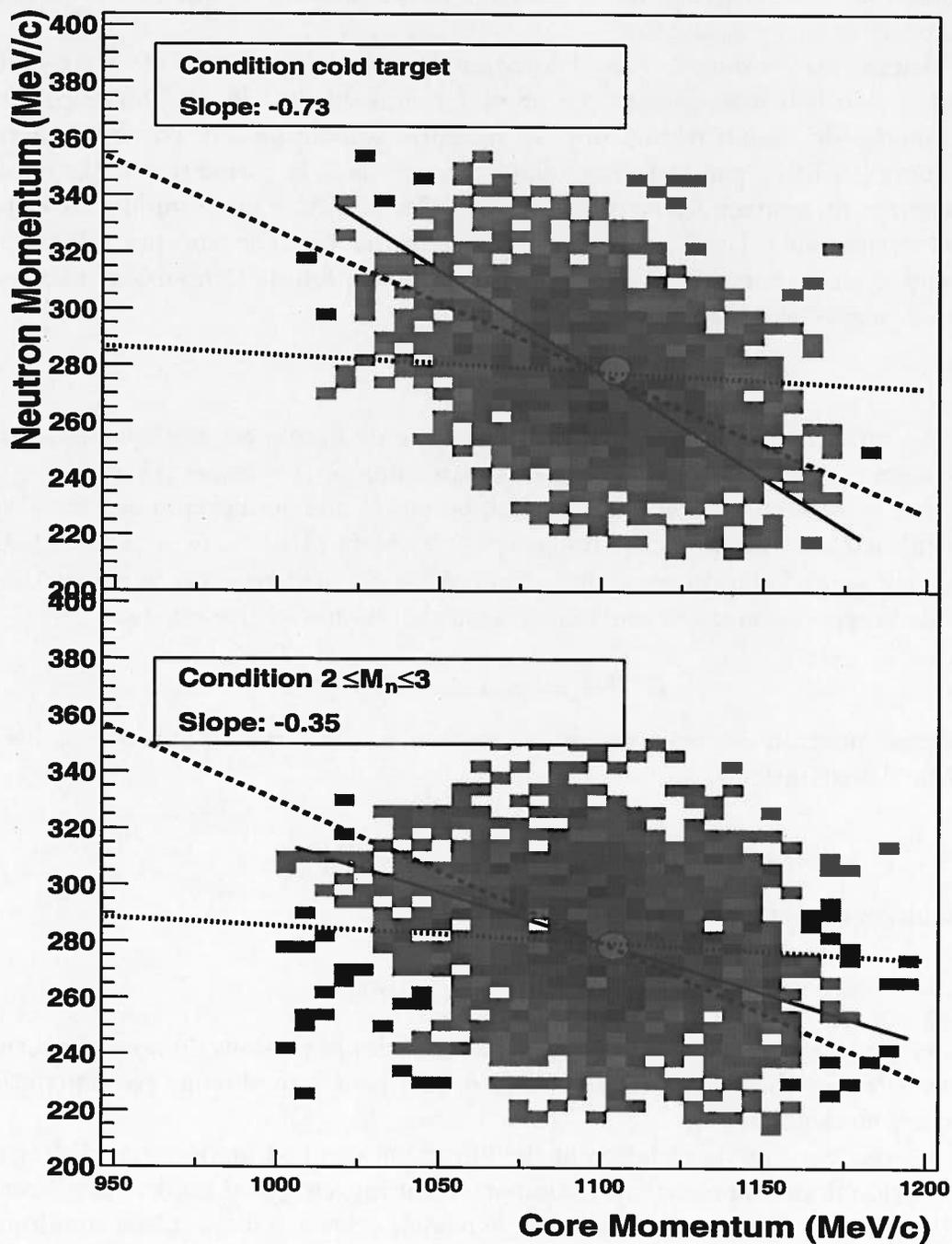


FIG. 6.11 – Impulsion d'un neutron du halo en fonction de l'impulsion du noyau cœur ${}^4\text{He}$ pour différentes sélections.

Il s'agit de neutrons détectés dans le premier secteur de TOURNESOL. Le premier axe principal (trait plein) donne la pente de la dépendance entre les impulsions. La ligne tiretée matérialise une pente de $-0,5$, représentative d'une cassure en une seule étape, tandis que la ligne pointillée donne la pente associée à une dissociation en deux étapes.

seul responsable de l'excitation du noyau-cible et non le cœur et que l'on avait donc affaire à des réactions d'épluchage.

Avec deux neutrons dans le halo, l'émission de ces neutrons, peut être soit simultanée soit séquentielle avec passage par un état résonnant du ${}^5\text{He}$. La différence entre les deux modes de désintégration doit se traduire, comme montré par Yann Périer dans sa thèse [PER97], par une distinction marquée dans la corrélation entre impulsion du cœur et du neutron (ligne tiretée et pointillée pour une perte simultanée et par étape, respectivement). Dans le premier cas les deux neutrons ne sont pas différenciés et ont donc le même comportement moyen. La conservation de l'impulsion (dans une dissociation quasi-élastique) s'écrivant :

$$\vec{p}({}^4\text{He}) + \vec{p}(n1) + \vec{p}(n2) = 6\vec{p}_0$$

Avec p_0 impulsion initiale par nucléon (l'énergie de liaison est négligée ici). Nous avons donc en moyenne (les neutrons sont équivalents), $\vec{p}(n) = 3\vec{p}_0 - \frac{1}{2}\vec{p}({}^4\text{He})$.

Dans une cassure en deux étapes, nous supposons le premier neutron non émis vers l'avant (diffracté ou épluché). Son impulsion vaut alors $\vec{p}(n_1) = \vec{p}_0 - \Delta\vec{p}({}^5\text{He})$. Où $\Delta\vec{p}({}^5\text{He})$ représente l'élargissement lié à l'impulsion du neutron dans le noyau ${}^6\text{He}$ à l'instant de la séparation de ce neutron. L'impulsion du noyau ${}^5\text{He}$ est donc :

$$\vec{p}({}^5\text{He}) = 5\vec{p}_0 + \Delta\vec{p}({}^5\text{He})$$

Le second neutron est émis par le noyau non lié ${}^5\text{He}$. Son impulsion est liée à l'énergie de désexcitation Q :

$$\vec{p}(n_2) = \frac{1}{5}\vec{p}({}^5\text{He}) + \Delta\vec{p}(Q)$$

L'impulsion du noyau ${}^4\text{He}$ devient :

$$\vec{p}({}^4\text{He}) = \frac{4}{5}\vec{p}({}^5\text{He}) - \Delta\vec{p}(Q)$$

Dans ce processus séquentiel, la corrélation entre les impulsions du second neutron et du noyau ${}^4\text{He}$ est beaucoup moins marquée. Elle peut être obtenue par simulation de la cassure en deux étapes.

Pour les réactions de dissociation et de diffraction que l'on ne peut pas distinguer par la détection d'un seul neutron, le comportement moyen global observé expérimentalement est très proche de celui donné par le modèle pour une dissociation simultanée (ligne tireté, panneau du haut Figure 6.11). On peut s'étonner que l'axe principal des données expérimentales se trouve à une pente légèrement supérieure à celle du modèle. Il y a deux explications plausibles à cet effet. La première serait liée à une incertitude d'ordre expérimental dans la détermination de l'axe principal. La seconde pourrait découler du fonctionnement de TOURNESOL lui-même qui, dans l'éventualité où les deux neutrons déposent simultanément de l'énergie dans son premier secteur, délivre systématiquement le temps du plus rapide et donc biaise légèrement la réponse que nous n'avons pas corrigée sur ce point.

Pour les événements d'épluchage (panneau du bas) on observe une diminution de la pente expérimentale indiquant une contribution notable d'événements de dissociation du noyau ${}^6\text{He}$ en deux étapes. On peut se demander pourquoi en réaction d'épluchage toutes les émissions neutroniques ne manifestent pas le passage par ${}^5\text{He}$ puisque le neutron épluché devrait laisser un ${}^5\text{He}$. La structure connue de l'état fondamental du noyau ${}^6\text{He}$ [ZHU93] avec un état di-neutron (les deux neutrons fortement corrélés) et un état cigare (les 2 neutrons anticorrélés) de probabilités voisines peut suggérer une explication. Dans sa forme cigare l'un des neutrons serait arraché par le noyau-cible sans que le second -alors opposé au noyau-cible- ait à souffrir de l'interaction, conduisant à un état transitoire ${}^5\text{He}$ et à une émission séquentielle. Dans sa structure avec un di-neutron, la probabilité d'interaction simultanée des neutrons avec le noyau-cible est sans doute beaucoup plus grande avec l'un des neutrons déposant de l'énergie dans le noyau-cible et l'autre pas ou du moins très peu pour pouvoir être détecté vers l'avant sans ralentissement notable.

Si les résultats présentés précédemment montrent un effet attendu d'évolution d'une à deux étapes en passant des réactions de dissociation et diffraction à celles d'épluchage, il reste que la comparaison et l'accord avec les modèles restent très grossiers.

6.5.1 Impulsion du neutron détecté en corrélation avec un noyau cœur fortement ralenti

Dans cette partie nous nous intéressons plus spécifiquement aux cas des neutrons émis en corrélation avec un noyau cœur détecté à une impulsion notablement plus faible ($< 950 \text{ MeV}/c$, soit $< 120 \text{ MeV}$ d'énergie cinétique) que celle qu'il possède dans le faisceau ($1104 \text{ MeV}/c$, ou 160 MeV).

Les résultats de ces mesures, visibles sur la Figure 6.12, démontrent à l'évidence une modification importante des caractéristiques des neutrons mesurés par rapport aux mesures réalisées en coïncidence avec un cœur peu perturbé.

Dans l'ensemble un élargissement notable de la distribution en impulsion des neutrons est observé. Cet élargissement peut être lié à un sondage des neutrons du halo les plus internes mais aussi des neutrons du cœur. Nous pouvons aussi observer une augmentation de l'inélasticité moyenne (accroissement de $\langle M_n \rangle$) avec la diminution de l'impulsion du neutron. Ceci montre bien qu'une partie de l'élargissement en impulsion observé sur le neutron est due au ralentissement du projectile. Ceci montre qu'il est difficile, sinon impossible, d'extraire des informations relatives à l'état du neutron dans le halo sous ces conditions de sélection.

6.5.2 Cassure du cœur

Les réactions de cassure du cœur ont été sélectionnées en intégrant sur tous les fragments de charge $Z = 1$. La distribution de l'impulsion de neutrons associés est présentée Figure 6.13. En l'absence de référence en faisceau de ${}^4\text{He}$, il est impossible de tirer une information exploitable de ces mesures. Le spectre affiché inclut les neutrons issus du halo avec ceux issus du cœur et il n'est pas possible de soustraire la

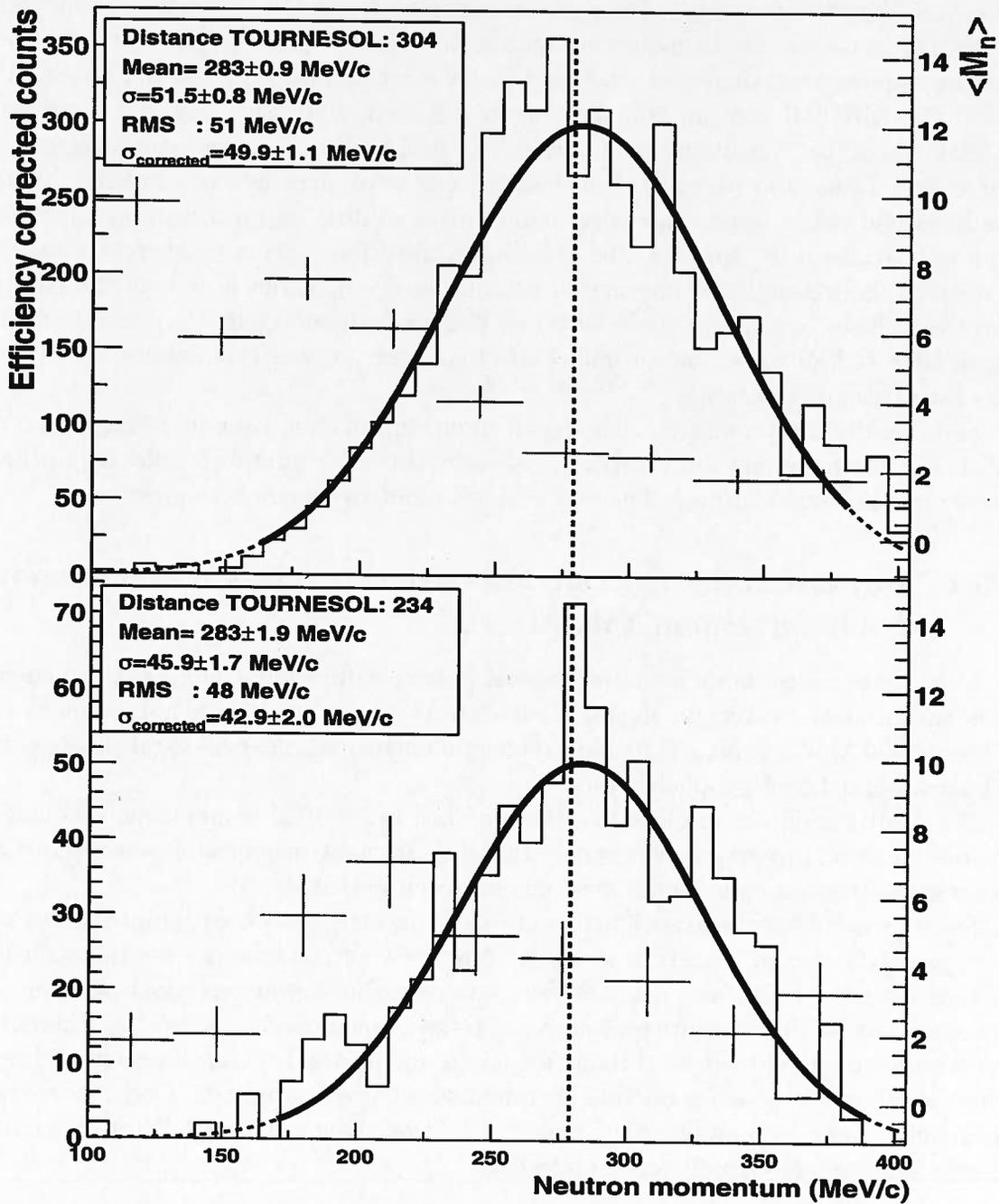


FIG. 6.12 – Impulsion d'un neutron pour une réaction inélastique du noyau-cœur avec le noyau-cible
 Les neutrons sont ici en coïncidence avec des noyaux-cœur dont l'impulsion est diminuée significativement (inférieure à 950 MeV/c).

6.5. Corrélations entre l'impulsion du cœur et d'un ou deux neutrons détectés dans TOURNESOL

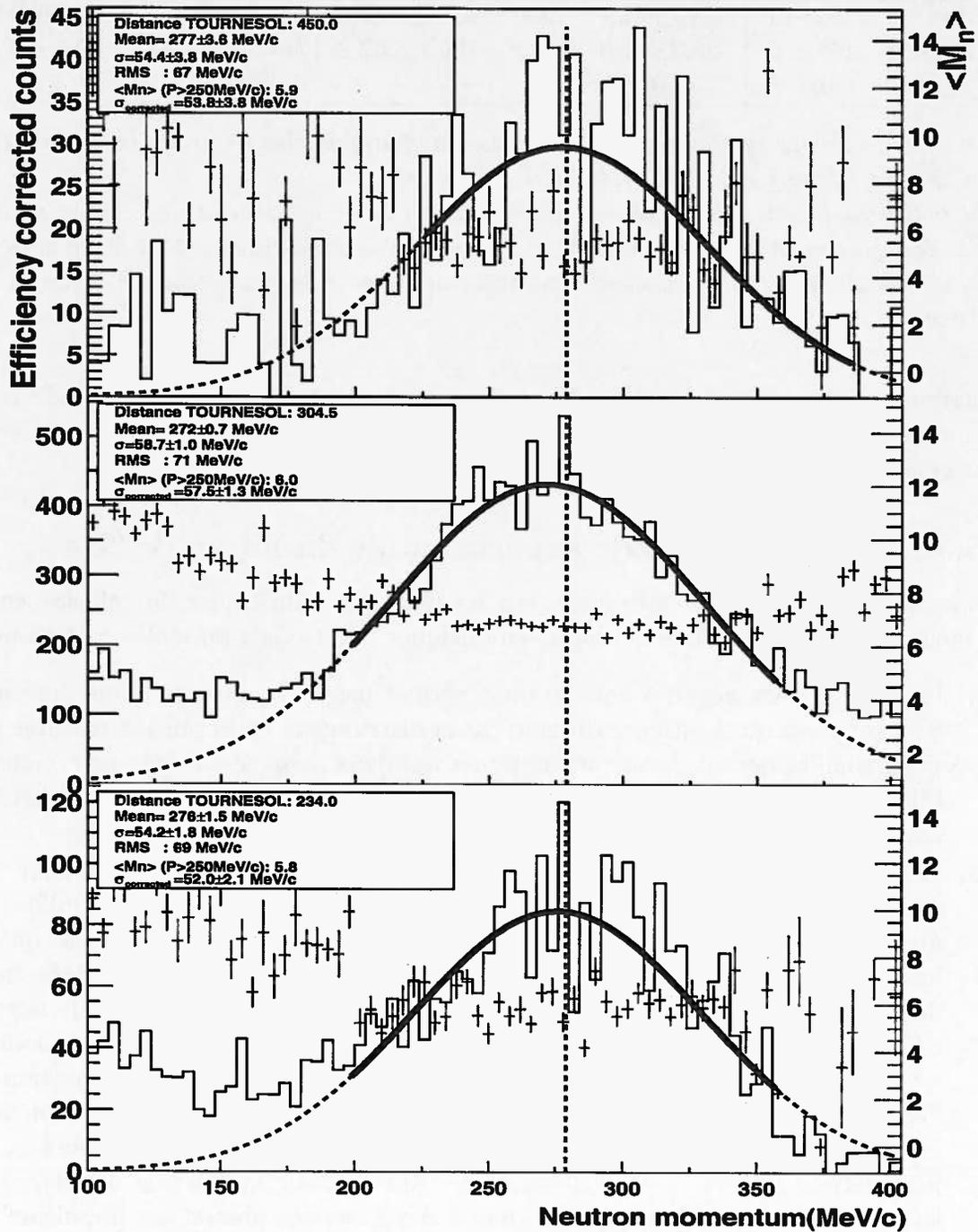


FIG. 6.13 – Distribution d'impulsion des neutrons détectés dans TOURNESOL en coïncidence avec une fragmentation du noyau-cœur.

Décl.⇒	Deux neutrons	Noyau-cible froid	M_n 1 – 2	M_n 3 – 4	M_n > 4	Inélastique du cœur
Moy.	260 ± 1,0	279 ± 0,5	280 ± 0,3	282 ± 0,5	278 ± 0,8	283 ± 0,9
Larg.	26,5 ± 2	28,3 ± 1,0	33,2 ± 0,9	33,2 ± 1,0	32,4 ± 1,1	49,9 ± 1,1
M_n	0,3	0				2,5

TAB. 6.7 – Tableau synthétique des mesures cinématiques des neutrons issus des réactions en ${}^6\text{He}$. Mesuré avec TOURNESOL à 304 cm

Sont indiquées dans le tableau pour chaque condition de déclenchement, la position du centroïde de l'ajustement gaussien (en MeV/c), la largeur de cet ajustement (MeV/c, en dessous) et la multiplicité neutronique moyenne associée dans la zone de quasi-élasticité (ligne du bas de la case).

contribution de ces derniers sans information supplémentaire. Le temps accordé pour les mesures n'ayant pas permis de faire des mesures en faisceau de ${}^4\text{He}$, nous resterons sans conclusion sur ce thème.

6.5.3 Résumé de l'étude expérimentale du noyau de ${}^6\text{He}$

Nous pouvons résumer cette étude sur les réactions induites par la collision entre un noyau de ${}^6\text{He}$ et une cible de plomb en quelques points clefs présentés ci-dessous.

1. Le cœur ${}^4\text{He}$ du noyau à halo ne nous permet pas d'obtenir une bonne information sur les caractéristiques du halo car la distribution en impulsion mesurée dépend simultanément des caractéristiques des deux neutrons libérés, compliquant l'interprétation des résultats. Le neutron fournit une information plus facile à analyser.
2. Comme le montre le Tableau 6.7, la largeur des distributions en impulsion des neutrons dépend des réactions considérées. Lorsque le noyau-cœur est diffusé de manière quasi-élastique, la largeur en impulsion du neutron est minimale quand les deux neutrons sont détectés en coïncidence avec le noyau-cible froid (réactions de dissociation). La largeur n'augmente pas significativement quand le noyau-cible reste froid et que la détection d'au moins un neutron est requise (réactions de dissociation et de diffraction) puis croît sensiblement avec l'augmentation de l'énergie d'excitation du noyau-cible (réactions d'épluchage). Cette évolution avec les réactions considérées peut être une manifestation d'un sondage en fonction du paramètre d'impact et donc de domaines différents de la fonction d'onde. Pour les réactions très inélastiques du cœur l'élargissement observé en impulsion du neutron est corrélé au ralentissement du cœur : c'est en effet la partie basse du spectre qui est corrélée aux plus fortes inélasticités comme le montre la multiplicité neutronique associée. On sonde donc à la fois les neutrons du halo et ceux du cœur.
3. Nous sommes capables de mesurer correctement l'impulsion de deux neutrons simultanés à l'aide de TOURNESOL. La multiplicité neutronique est alors compatible avec zéro, et, comme attendu pour une réaction de dissociation, les deux

neutrons mesurés ont les mêmes caractéristiques en impulsion. Il serait donc possible avec un peu plus de statistique et surtout en traçant la trajectoire de la particule incidente -ce qui n'a pas été possible pendant notre expérience- de réaliser des déterminations de masse invariante afin de déterminer le spectre d'énergie d'excitation comme cela a été fait en ^{11}Li [SAC93].

4. Les corrélations entre le noyau-cœur et un seul neutron apportent des informations différentes selon que l'on considère des événements de dissociation ou diffraction (noyau-cible froid) ou des réactions d'épluchage (noyau-cible excité). Dans le premier cas la libération paraît essentiellement simultanée. Dans le deuxième cas il y a mélange de dissociations en une et deux étapes, les premières étant interprétées plutôt comme une manifestation de la structure en di-neutron de ^6He , les secondes comme manifestation de la structure en cigare.
5. Les réactions d'épluchage mériteraient une analyse plus poussée des données existantes pour mettre éventuellement en évidence des effets d'alignement de spin de l'état intermédiaire ^5He comme ceci a été observé à 240 MeV/nucléon [CHU97].

Chapitre 7

Conclusion

La mise en évidence de noyaux à halo de neutrons fut le résultat indirect de mesures systématiques de sections efficaces de réaction. L'observation de sections efficaces anormalement grandes pour certains noyaux fut interprétée comme la conséquence d'une structure très particulière de ces noyaux. Puis, par la suite les expérimentateurs se sont vite aperçu que les informations recueillies sur le halo par le biais d'expériences les plus simples — celles d'une cassure du noyau en un cœur et son(s) neutron(s) — étaient très fluctuantes selon les paramètres de la réaction considérée (énergie du projectile, nature de la cible) mais aussi en fonction des observables considérées (le cœur, le neutron, sa composante en impulsion longitudinale ou transverse). La méconnaissance des mécanismes de réaction est souvent à l'origine des conclusions discordantes tirées sur les caractéristiques du halo.

C'est dans l'esprit d'améliorer la compréhension des mécanismes mis en jeu dans une réaction avec un noyau à halo de neutrons comme projectile que le travail présenté dans ce mémoire a été entrepris. Il visait à étudier les réactions de complexité différente selon qu'un seul neutron est présent dans le halo (^{11}Be) ou qu'il y en ait deux (^6He). Une étude précédente à la nôtre en ^6He et avec une approche semblable avait soulevé un certain nombre de difficultés d'interprétation et il était apparu qu'une telle étude devrait être accompagnée de deux types d'investigations complémentaires. La première consistait à étudier de façon parallèle le comportement de noyaux à un et à deux neutrons dans le halo. La seconde visait à étudier en parallèle deux réactions, l'une avec le noyau à halo, l'autre avec son cœur seul dans des conditions aussi proches que possibles (c'est-à-dire à même vitesse du projectile). Si cela a été réalisé pour le couple ^{11}Be et ^{10}Be , ce ne put l'être en ^6He et ^4He , ce dernier faisceau ayant dû être sacrifié par manque de temps.

Notre dispositif expérimental avait l'ambition d'être aussi complet que possible tant du point de vue de la couverture spatiale des particules à détecter que de leur efficacité en ce qui concerne les détecteurs à neutrons. Ce dispositif nous a permis de suivre les trois protagonistes importants dans l'interaction : le cœur, le(s) neutron(s) du halo par la mesure de leur impulsion et le noyau-cible par la mesure de son état d'excitation. L'impulsion du cœur est mesurée quand ce dernier garde son intégrité. Dans le cas où le cœur se brise, la nature des fragments est identifiée. La mesure de(s) l'impulsion(s) du (des) neutron(s) du projectile est faite à partir du détecteur TOURNESOL. Fi-

nalement la détermination de l'énergie d'excitation du noyau-cible est réalisée via la multiplicité neutronique fournie par ORION. Cette dernière information est particulièrement importante car elle permet de distinguer les différents types de collisions. Quand le noyau-cible reste froid (pas de déclenchement d'ORION, ni de neutron détecté par ORION) nous avons affaire aux réactions de dissociation ou de diffraction. Dans les réactions de stripping le(s) neutron(s) du halo peuvent seuls chauffer le noyau-cible. On distingue ces événements, de manière statistique, des réactions inélastiques entre le cœur et le noyau-cible par le fait qu'en moyenne le cœur ne se trouve pas ralenti (c'est à dire qu'il est mesuré avec une vitesse compatible avec celle que lui donne sa distribution de Fermi dans le noyau initial). On distingue ensuite avec l'augmentation de la multiplicité neutronique les réactions de plus en plus inélastiques du cœur avec le noyau-cible, certaines conduisant à la survie du cœur (survie d'autant plus probable que ce noyau est particulièrement lié comme ^4He), d'autres à sa rupture.

Le détecteur TOURNESOL a fait l'objet d'une étude particulière décrite en détail dans ce mémoire. Ce détecteur nouvellement construit est un spectromètre de vitesse des neutrons par mesure de temps de vol. Sa grande taille (3m^2) a rendu nécessaire la localisation du neutron, à la fois pour en déterminer l'angle d'émission et la correction du temps de vol en fonction de la position de l'impact (temps de transit du signal jusqu'au photomultiplicateur). Nous avons pu montrer que la résolution en position du détecteur pour des particules à trajectoire rectiligne (muons) était de 7 à 10 cm selon l'endroit de l'impact et qu'elle se trouvait sensiblement détériorée pour les neutrons traversant une épaisseur de 25 cm du fait de la dispersion des collisions (largeur à mi-hauteur de 10 cm). La résolution globale reste cependant du même ordre que celle obtenue avec des cellules classiques de taille finie de 15 à 20 cm de diamètre. La résolution en impulsion dépend de la distance de la cible à TOURNESOL et varie typiquement entre 16% et 8% selon les distances extrêmes explorées lors de nos mesures (de 2,34 m à 4,5 m) et pour des neutrons de 50 MeV. Cette résolution s'est toujours montrée suffisante pour déterminer la largeur en impulsion des neutrons avec une précision convenable. Les événements à deux neutrons ont pu être isolés de ceux de diaphonie au prix d'une sélection drastique et d'une perte importante de statistique. Chacun des deux neutrons a pu alors être caractérisé en temps et position dans le secteur de TOURNESOL dans lequel il a perdu toute son énergie.

L'ensemble du dispositif expérimental a donné satisfaction aux détecteurs de suivi de trajectoire du faisceau incident près. Cette absence de définition de trajectoire incidente a été préjudiciable à la détermination de l'énergie d'excitation du noyau projectile événement par événement qui, sinon, aurait pu être tentée. Notons également que pour l'étude des réactions de dissociation du noyau en son cœur et neutron(s), nous avons été gêné par l'occurrence dans les plastiques de réactions secondaires initiées principalement par les noyaux diffusés élastiquement dans la cible. Ceci induit dans l'espace ΔE - E une traîne venant polluer les événements intéressants. La seule manière de s'en affranchir a été de sélectionner les données au-delà d'un certain angle pour lequel cette pollution devient négligeable. Cette contrainte d'angle de détection peut avoir des répercussions surtout dans les comparaisons avec d'autres expériences pour lesquelles soit un spectromètre magnétique a été utilisé pour détecter le cœur à très petit angle soit

tous les évènements ont été intégrés à partir de l'axe du faisceau (cas des expériences dans lesquelles le faisceau est stoppé dans le détecteur épais du télescope).

L'étude des mécanismes de réaction avec le noyau de ^{11}Be à un seul neutron dans le halo a été conduite pour différentes voies de réactions, réactions quasi-élastiques entre cœur et noyau-cible, réactions inélastiques avec, soit la préservation du cœur soit sa cassure. La comparaison de la réponse en impulsion du cœur et du neutron a été faite pour les réactions quasi-élastiques. Pour toutes les interactions inélastiques les neutrons, seuls, apportent des informations sur leur impulsion dans leur noyau d'origine. Pour les réactions quasi-élastiques, nous avons pu montrer que le simple fait d'exiger la détection du cœur et du neutron en coïncidence conduisait à des réactions dans lesquelles le noyau-cible restait froid. On a alors affaire à des réactions de dissociation et de diffraction. Les largeurs en impulsion du neutron et du noyau-cible sont alors compatibles entre elles dans la limite des incertitudes expérimentales. Ceci nous a permis de vérifier la justesse des mesures effectuées et en particulier le fait que les corrections apportées aux réponses des détecteurs (plastique pour le cœur et TOURNESOL pour le neutron) étaient bien fondées. Cela nous a permis également de vérifier, une fois faite la correction de bruit de fond, qu'ORION donnait en moyenne une multiplicité nulle en l'absence de chauffage du noyau-cible soit par le neutron du halo soit par le cœur. Les valeurs de largeurs d'impulsion obtenues sont de 10 à 15% supérieures à celles obtenues dans les expériences pour lesquelles la détection du cœur se fait au voisinage de 0° dans un spectromètre ou est intégrée à partir de 0° sur l'ensemble de la distribution angulaire. Pour les réactions inélastiques du cœur préservant l'intégrité de ce cœur, nous avons pu mettre en évidence un élargissement notable de la distribution en impulsion des neutrons associés. Nous ne pouvons pas conclure sur l'origine de cet élargissement, qui pourrait être dû à la libération de neutrons du cœur, sans que cela ait été testé. Pour les cassures du cœur, nous avons étudié à la fois les réactions induites par le noyau ^{11}Be et par son cœur ^{10}Be pour justement essayer de soustraire les émissions neutroniques dues au cœur. Une plus grande largeur de la distribution de l'impulsion du neutron a été mesurée quel que soit le produit détecté en voie de sortie: Li, He ou H. Ceci peut traduire un sondage de plus en plus profond de la fonction d'onde des neutrons du halo à l'exclusion de ceux du cœur. Cependant il reste une incertitude sur la procédure de soustraction elle-même: sonde-t-on strictement par cette procédure les mêmes paramètres d'impact pour les deux réactions considérées? Nous n'en avons pas la preuve par la multiplicité neutronique associée plus élevée avec ^{11}Be qu'avec ^{10}Be . Il reste un doute sur le bien fondé de cette procédure de soustraction car la détection d'un même type de particules dans le même domaine angulaire pour les deux réactions n'implique pas que dans la voie d'entrée le noyau-cœur nu et celui habillé de son neutron aient exploré les mêmes conditions de distance minimale d'approche au noyau-cible et donc aient subi le même type d'interaction.

L'étude des réactions induites par ^6He est rendue plus difficile par la présence de deux neutrons dans le halo. On a pu s'en rendre compte en analysant les données obtenues en détectant simultanément le cœur et un seul neutron. Le second neutron se manifeste de deux façons. Il a la possibilité de chauffer le noyau-cible ce qui se vérifie par une multiplicité neutronique moyenne de 1,3 neutron (dans les mêmes circonstances en ^{11}Be et pour la partie quasi-élastique du cœur le noyau-cible reste froid).

Par ailleurs la largeur en impulsion du cœur se révèle plus grande que celle du neutron détecté à cause des effets de recul du second neutron (rappelons qu'en ^{11}Be ces largeurs étaient trouvées égales, ce qui met hors de cause la réponse des deux détecteurs concernés dans l'expérience en ^6He). Pour ^6He , la question est posée d'une libération des neutrons en une seule étape ou en deux étapes par passage par l'état résonnant ^5He . La distinction peut être faite par l'analyse de la corrélation à deux dimensions Pn (impulsion du neutron détecté) en fonction de P_{cœur}. Pour les événements laissant le noyau-cible froid -donc essentiellement des dissociations et des diffractions- l'allure de la corrélation plaide plutôt pour l'hypothèse d'une dissociation directe avec les deux neutrons jouant un rôle équivalent. Pour des événements de stripping isolés par une condition sur l'énergie d'excitation du noyau-cible, on devrait favoriser les cassures du halo en deux étapes par le passage intermédiaire à un état résonnant ^5He . Ceci n'est pas vraiment manifeste dans l'allure de la distribution de corrélations mesurée: il y a plutôt mélange de processus à une et deux étapes. Il y aurait donc persistance de réactions en une étape pour des voies de stripping. Cela pourrait être lié à une forte composante di-neutron dans l'état fondamental de ^6He , la composante cigare paraissant plus propice à la dissociation par l'intermédiaire de l'état transitoire ^5He .

Suite à ce travail, les perspectives peuvent être de deux ordres, celles s'appuyant sur des données existantes non analysées, celles pouvant exploiter de nouvelles données expérimentales de meilleure qualité. Il reste dans les données expérimentales existantes un certain nombre de voies qui n'ont pas été explorées et qui mériteraient de l'être. Par exemple en ^6He et pour les réactions de stripping d'un neutron que nous pouvons très facilement isoler nous aurions pu essayer de rechercher un effet mis en évidence par Chulkov *et al.* [CHU97] à 240 MeV/A: un alignement du spin de ^5He dans un plan perpendiculaire au vecteur impulsion de ce noyau. Nous disposons pour ce faire des angles d'émission de ^4He et du neutron nous permettant de reconstituer l'angle d'émission de ^5He et nous pouvons alors déterminer l'angle d'émission du neutron dans ce référentiel nous permettant de mettre en évidence ces effets de spin, s'ils existent encore à 40 MeV/A. Pour ces mêmes données en ^6He nous aurions pu étudier les probabilités de stripping d'un et deux neutrons en fonction de l'inélasticité des collisions et tirer par ce biais des informations sur la structure du halo: selon que les neutrons sont très corrélés (di-neutron) ou au contraire anticorrélés (cigare), les probabilités d'arrachage d'un ou deux neutrons sont très différentes. Pour les événements dans lesquels le cœur est cassé une étude plus détaillée aurait pu être menée distinguant plus finement les produits (isotopes) et leurs éventuelles corrélations afin de distinguer les événements de fusion incomplète des événements de cassure sans fusion avec le noyau-cible des résidus. Pour aller plus loin dans l'analyse des données et en particulier pour déterminer l'énergie d'excitation du noyau précédent sa dissociation en son cœur et son (ses) neutron(s), il serait impératif de refaire l'expérience avec détermination de la trajectoire de chaque projectile. On pourrait en profiter pour optimiser le fonctionnement de certains détecteurs (détecteurs à pistes en particulier) et remodeler la chambre à réaction afin de limiter la quantité de matière entre la cible et TOURNESOL. Une étude spécifique de la réponse des détecteurs plastiques en fonction de la position de l'impact permettrait également d'améliorer leur résolution globale. Quant au fonctionnement de TOURNESOL, s'il a été très satisfaisant, une étude plus détaillée de sa réponse avec

des neutrons étiquetés serait souhaitable ainsi que des simulations plus poussées dans le cadre de son utilisation pour mesurer simultanément les deux neutrons. Enfin, nous devrions consacrer beaucoup plus de temps à chaque mesure pour avoir des statistiques plus exploitables sur les événements rares. C'est une des leçons de l'expérience passée : on ne peut pas raisonnablement étudier en détail les réactions nucléaires avec quatre faisceaux secondaires différents en l'espace d'une semaine.

Bibliographie

- [ALE98] D. Aleksandrov T. Aumann, L. Axelsson *et al.*
Invariant mass spectrum and α -n correlation function studied in the fragmentation of ${}^6\text{He}$ on a carbon target
Nuclear Physics A 633, (1998) 234
- [ANN93] R. Anne, S.E. Arnell, R. Bimbot *et al.*
Dissociation reactions of the ${}^{11}\text{Be}$ one-neutron halo : the interplay between structure and reaction mechanism
Physics Letters B 304, (1993) 55
- [ANN94] R. Anne, R. Bimbot, S. Dogny *et al.*
Exclusive and restricted-inclusive reactions involving the ${}^{11}\text{Be}$ one-neutron halo
Nuclear Physics A 575, (1994) 125
- [ARM73] T.W. Armstrong *et al.*
Nuclear Instrumentation and Methods 113, (1973) 313
- [AUM00] T. Aumann, A. Navin, D.P. Balamuth, D. Bazin *et al.*
One-neutron knockout from individual single-particle states of ${}^{11}\text{Be}$
Physical Review Letter 84, (2000) 35
- [AXE01] L. Axelsson *et al.*
Deriving the angular variation of $p//$ -distributions for halo neutrons with robust statistics
Nuclear Physics A 679, (2001) 215
- [BAL94] D. P. Balamuth K.A. Griffioen, J.E. Bush *et al.*
Importance of nuclear effects in the dissociation of ${}^6\text{He}$ and ${}^6\text{Li}$ at $E/A = 65$ MeV
Physical Review Letter 72, (1994) 2355
- [BAR93] P. Barnerjee *et al.*
Nuclear Physics A 561, (1993) 112

- [BAR98] P. Barnerjee *et al.*
Physical Review C 58, (1998) 1042
- [BLA92] Th. Blaich *et al.*
Nuclear Instrumentation and Methods A 314, (1992) 136
- [BLO99] François Blondeau
Recherche de muons quasi-verticaux de basse énergie à l'aide d'un détecteur de neutrinos sous-marin d'origine cosmique et étude environnementale de son site d'installation
Thèse Université Paris 7, juin 1999
- [CHA88] R.J. Charity *et al.*
Systematics of complex fragment emission in niobium-induced reactions
Nuclear Physics A 483, (1988) 371
- [CHU97] Chulkov *et al.*
Physical Review Letter 79, (1997) 201
- [DES97] P. Descouvremont
Nuclear Physics A 615, (1997) 261
- [ELR94] Y. Larochelle *et al.*
Energy-light relation for CsI(Tl) scintillators in heavy ions experiments at intermediate energy
Nuclear Instrumentation and Methods A 348, (1994) 167-172
- [FUK91] M. Fukuda *et al.*
Physics Letters B 268, (1991) 339
- [GRE99] S. Grevy *et al.*
Nuclear Physics A 650, (1999) 47
- [HAN87] P.G. Hansen and B. Jonson
The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei
Europhysics Letters 4, (1987) 409
- [HAN95] P.G. Hansen, A.S. Jensen and B. Jonson
Nuclear halo
Annual Review of Nuclear and Particle Science 45, (1995) 591
- [HAN96] P.G. Hansen
Physical Review Letter 77, (1996) 1016

-
- [HUS95] M.S. Hussein *et al.*
Nuclear Physics A 588, (1995) 85c
- [JOH97] R.C. Johnson *et al.*
Physical Review C 79, (1997) 2771
- [KELL95] J.H. Kelley *et al.*
Physical Review Letter 74, (1995) 30
- [KHA96] J.S. Al-Khalili *et al.*
Physical Review Letter 76, (1996) 3903
- [KOB92] T. Kobayashi
Projectile fragmentation of exotic nuclear beams
Nuclear Physics A 538, (1992) 343c
- [KOB93] T. Kobayashi
Nuclear structure experiments on ^{11}Li
Nuclear Physics A 553, (1993) 465c
- [KOB97] T. Kobayashi *et al.*
Quasifree nucleon-knockout reactions from neutron-rich nuclei by a proton target: $p(^6\text{He},pn)^5\text{He}$, $p(^{11}\text{Li},pn)^{10}\text{Li}$, $p(^6\text{He},2p)^5\text{H}$, $p(^{11}\text{Li},2p)^{10}\text{He}$
Nuclear Physics A 616, (1997) 223c
- [LAB99] Thèse de Marc Labiche
Étude du halo des noyaux légers riches en neutrons.
Université de Caen, LPCCT99-03 (1999)
- [LAU93] H. Laurent *et al.*
Nuclear Instrumentation and Methods A 326, (1993) 517
- [LIE98] E. Liénard *et al.*
Nuclear Instrumentation and Methods A 413, (1998) 321
- [MAR96] F.M. Marques *et al.*
Physics Letters B 381, (1996) 407
- [MAR00] F.M. Marques *et al.*
Physics Letters B 476, (2000) 219
- [MAS94] Y. El Masri *et al.*
Comment détecter les neutrons?
Ecole Joliot-Curie Maubuisson Septembre 1994

- [MOR97] D.J. Morrissey *et al.*
Nuclear Physics A 627, (1997) 222
- [NAK94] T. Nakamura *et al.*
Physics Letters B 331, (1994) 296
- [NEG99] F.Negoita *et al.*
Physical Review C 59, (1999) 2082
- [NIL95] T. Nilson *et al.*
Europhysics Letters 30, (1995) 19
- [PER97] Thèse de Yann Perier
Influence du halo de neutrons dans l'interaction du noyau ${}^6\text{He}$ de 35 MeV/nucléon avec ${}^{197}\text{Au}$ et ${}^{238}\text{U}$
GANIL, Octobre 1997
- [PER98] Y. Perier, B. Lott, Y. El Masri *et al.*
Response function of the 4π detector ORION to 10-70 MeV neutrons
Nuclear Instrumentation and Methods A 413, (1998) 312
- [RIK90]
RIKEN Accel. Rep. 24 (1990)
- [SAC93] D. Sackett *et al.*
Physical Review C 48, (1993) 118
- [SHE97] B. M. Sherrill for the A1200 Group
Recent radioactive nuclear ion beam program at the NSCL
Nuclear Physics A 616, (1997) 145c
- [TAN85a] I. Tanihata *et al.*
Physical Review Letter 55, (1985) 2676
- [TAN85b] I. Tanihata *et al.*
Physics Letter B160 (1985) 380
- [TAN88] I. Tanihata *et al.*
Physics Letter B206 (1988) 592
- [TAN92a] I. Tanihata *et al.*
Physical Review B 289, (1992) 261

-
- [TAN92b] I. Tanihata *et al.*
Physical Review B 287, (1992) 307
- [TAN95] I. Tanihata *et al.*
Progress in Particles and Nuclear Physics 35 (1995) 505
- [TAN96] I. Tanihata
Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 22 (1996) 157
- [TI95] I. Tilquin *et al.*
Nuclear Instrumentation and Methods A 365, (1995) 446
- [TOS97] J.A. Tostevin *et al.*
Nuclear Physics A 616, (1997) 418c
- [WBE] Mark Winter
WebElements <http://www.webelements.com/>
- [ZAH93] M. Zahar *et al.*
Physical Review C 48 (1993) 1484
- [ZHU93] M.V. Zhukov *et al.*
Physics Reports 231 (1993) 151
- [ZHU99] M.V. Zhukov, Yu. Oganessian *et al.*
Physical Review Letter 82, (1999) 4996

Résumé

Dans ce travail, nous avons montré comment la structure en halo de neutron d'un noyau se manifestait sur les mécanismes de réaction. Notre étude expérimentale a été appliquée à un noyau doté d'un seul neutron dans le halo (^{11}Be) et à un noyau doté de deux neutrons dans son halo (^6He) dans leurs interactions avec un noyau-cible de plomb. Le dispositif expérimental permettait une mesure simultanée des impulsions du noyau-cœur et des neutrons du halo, ainsi que de l'état d'excitation du noyau-cible. La mesure des caractéristiques cinématiques des neutrons du halo était effectuée par le nouveau détecteur TOURNESOL, un détecteur par temps de vol à scintillateur liquide de large volume. Les caractéristiques de ce détecteur sont décrites en détail dans ce document. Pour les deux faisceaux, nous avons obtenu des mesures sélectives de largeurs en impulsion, en distinguant les réactions de break-up, stripping et cassure du cœur, ainsi que différents domaines d'excitation du noyau-cible. En faisceau de ^{11}Be les largeurs d'impulsion du noyau-cœur et du neutron du halo sont cohérentes pour les réactions de break-up, et le noyau-cible n'est pas excité. Les valeurs obtenues sont de 10 à 15% supérieures aux valeurs équivalentes obtenues avec un noyau-cœur au voisinage de zéro degré. Des largeurs de distribution d'impulsion des neutrons produits lors de la cassure du cœur ont été comparées à celles en faisceau de ^{10}Be . En faisceau de ^6He , nous avons étudié les corrélations entre l'impulsion des neutrons et celle du cœur, pour constater qu'en réaction de break-up la dissociation s'effectue en une étape, et en une ou deux étapes en réaction de stripping. Dans ce dernier cas, la cassure en une étape est liée à la structure « di-neutron » et celle en deux étapes à la structure « cigare » de l'état fondamental du noyau ^6He .

Mots-clés: physique nucléaire**instruments, scintillateurs liquides, détecteurs de rayonnement, structure nucléaire, collisions (physique nucléaire), réactions nucléaires, neutrons

Abstract

In this work we have shown how the neutron halo structure of nuclei affects reaction mechanisms. Our experimental study was applied to a single-neutron halo nucleus (^{11}Be) and a two-neutron halo nucleus (^6He) in their interactions with a lead nucleus target. The experimental setup allowed simultaneous measurement of core and halo neutron momenta, as well as target-nucleus excitation energy. Kinematical properties of the halo neutrons were collected from the new TOURNESOL detector, a liquid scintillator time-of-flight detector of large volume. Characteristics of this detector are well covered in this document. For the two beams, we obtained exclusive measurements in momentum width, distinguishing between break-up, stripping, and core fragmentation, as well as several target-nuclei excitation energy ranges. With ^{11}Be projectile, momentum widths for core nuclei and halo neutrons are in agreement for break-up reactions, and the target nuclei remain non excited. The measured values are about 10 to 15% larger than those given by similar studies done with a core-nucleus collected close to zero degree. Neutron momentum distributions after reactions involving a break-up of the ^{10}Be core were compared to similar data with a ^{10}Be beam. With ^6He projectile, we studied correlations between neutrons and core momenta to conclude that break-up reactions exhibit a one-step process and that stripping reactions could occur in both one- or two-step processes. In this later case, the "di-neutron" structure of ^6He ground state is responsible for one-step dissociation process, while "cigar" structure is most likely responsible for the two-step dissociation process.

Keywords: nuclear physics**instruments, liquid scintillators, nuclear counters, nuclear structure, collisions (nuclear physics), nuclear reactions, neutrons