



HAL
open science

Etudes de la réaction de spallation p+Au à 2.5 GeV et de la production neutronique en cibles épaisses (Pb,W et Hg) par des protons de 0.4 à 2.5 GeV

Alain Letourneau

► **To cite this version:**

Alain Letourneau. Etudes de la réaction de spallation p+Au à 2.5 GeV et de la production neutronique en cibles épaisses (Pb,W et Hg) par des protons de 0.4 à 2.5 GeV. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2000. Français. NNT: . tel-00002676

HAL Id: tel-00002676

<https://theses.hal.science/tel-00002676>

Submitted on 2 Apr 2003

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.

UNIVERSITE de CAEN / BASSE-NORMANDIE
UFR de Sciences - Ecole Doctorale SIMEM

THESE

présentée
par

Alain LETOURNEAU

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR de L'UNIVERSITE de CAEN
Spécialité: Constituants Elémentaires (Arrêté du 30 mars 1992)

sujet:

**Etudes de la réaction de spallation $p+Au$
à 2.5 GeV et de la production neutronique
en cibles épaisses (Pb, W et Hg) par
des protons de 0.4 a 2.5 GeV**

soutenue le 18 Décembre 2000 devant le jury composé de:

Monsieur **J.F. LECOLLEY**
Monsieur **C. LEBRUN**
Monsieur **A. BOUDARD**
Monsieur **J. CUGNON**
Monsieur **U. JAHNKE**
Monsieur **B. LOTT**
Monsieur **J. GALIN**

Président
Rapporteur
Rapporteur

Directeur de thèse

Remerciements

Voici venu le temps, le temps des remerciements. Bien que placée en première page comme pour montrer son importance, la page des remerciements est l'acte final, sorte d'épilogue dans lequel on dévoile les coulisses d'un travail commencé trois années auparavant, riche en émotions et en rencontres. A cette époque, après un éloignement de la physique semi-volontaire, de deux ans, pour cause de service national, il m'était difficile de reprendre pied dans le milieu de la recherche. Ce retour et l'aboutissement de ce travail n'ont été rendus possibles que grâce à la confiance et à l'encouragement d'un certain nombre de personnes que je voudrais ici remercier.

Je commencerai par remercier l'ancienne direction du GANIL, Daniel Guerreau et Jérôme Fouan et la nouvelle direction, Dominique Goutte et Marek Lewitowicz de m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire qui constitue un lieu très agréable de travail (même la nuit!) et d'échanges.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude aux personnes qui ont eu l'amabilité et la gentillesse d'accepter de juger mon travail de thèse: le président, Monsieur Jean-François Lecolley, les rapporteurs, Messieurs Alain Boudard et Christian Lebrun, ainsi que Messieurs Joseph Cugnon, Ulrich Jahnke et Benoît Lott.

Mais je voudrais exprimer ma plus profonde estime et reconnaissance à Joël Galin, mon directeur de thèse qui n'a eu de cesse de me soutenir pendant ces trois années, de m'apporter une grande confiance et un très grand sens critique. J'ai beaucoup apprécié tant ses qualités humaines que scientifiques et aimé partager un peu de ses connaissances. Ces reconnaissances vont également à Benoît Lott, pour ses grandes compétences techniques et scientifiques, avec qui j'ai beaucoup appris (surtout sur la complexité de l'électronique de déclenchement de NESSI) et à Alain Péghaire pour sa grande rigueur dans le développement des détecteurs. Que tous les trois sachent ô combien j'ai apprécié leur disponibilité, leur soutien et les longues, mais non moins intéressantes, discussions de physique, le tout dans une ambiance très agréable et stimulante.

Le travail de thèse c'est aussi un travail de collaboration, et je tiens à remercier ici tous les membres de la collaboration NESSI avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler. Je voudrais plus particulièrement remercier Ulrich Jahnke et Dieter Hilscher pour m'avoir permis d'utiliser la BNB et de m'avoir accueilli pour un petit séjour à Berlin et avec qui j'ai grandement apprécié de collaborer. Je tiens également à remercier mes deux ex-compagnons post-doctoraux, Frank Goldenbaum et Andreas Böhm (que vive Volkswagen!) ainsi que Kay Nünighoff, Claus-Michael Herbach (Danke für das Buch) et Vladimir Tishchenko.

Je ne voudrais pas oublier les services administratifs et techniques dans ces remerciements et je voudrais plus particulièrement remercier Monsieur Kahwati, Armelle Latour (pour avoir pris soin de mes feuilles de liquidation de mission), Daniel Vaillant qui m'a permis de travailler dans les meilleures conditions informatiques et les "gars" du labo de physique et surtout le "gars" George pour avoir pris soin des télescopes et nous avoir accompagné dans la "pampa" de Jülich.

Je suis très reconnaissant à tous ceux qui m'ont aidé dans la correction de ce manuscrit : María-José, Sylvie et Pierre.

Si la thèse c'est un travail intense et prenant, c'est aussi de grands moments de détente et d'amitié : les pauses cafés, le ping-pong entre midi et deux, les rendez-vous hebdomadaires du vendredi soir chez Patrick, les cinés, les bars, les repas entre amis, les fêtes, les week-end à la campagne ou à la mer, les vacances en Espagne ou aux Carpates, les réunions associatives ... Je voudrais ici dire un grand merci à tous mes compagnons de route avec qui j'ai pu partager si ce n'est un instant d'amitié, au moins une bière. Merci aux "anciens" de m'avoir accueilli : Karim, Fred S., Olivier T. et Olivier J., Anne, Jean-Michmich, Anne-So, Hervé, Olivier L. et Mylène, Bertrand J. et Alexandra, Jean-Claude et Lynda, François et Iana, Denis, Yannick, Danas. Merci aux "nouveaux" de prendre la relève : Sylvie et Olivier M., Bertrand B. (on mange trop !), Stéphane B., Stéphane G., Benoît G., Mihai, Iolanda, Cosmine, Adina, Frank B., Jean-Luc, Jacques, Pierre C., Pierre D., Nicolas, Fred B..

D'une manière générale, merci à tous ceux que j'ai oublié et qui d'une façon ou d'une autre m'ont encouragé pour mener à bien ce travail. Je voudrais en particulier remercier Danas d'avoir pensé à moi pour être un de ses collaborateurs en tant que post-doc à Saclay.

Je voudrais exprimer mes dernières pensées à ma famille qui m'a toujours soutenu et encouragé dans mes décisions et à María-José pour son soutien constant et sa tendresse espagnole.

Saclay, le 08/01/01

Table des matières

1	Introduction	5
1.1	Historique de la spallation	6
1.2	Les axes de mesures	8
1.3	Motivations pour de nouvelles mesures	10
1.4	Plan du mémoire	12
2	Le dispositif expérimental NESSI	15
2.1	Détection des neutrons	16
2.1.1	Principe de la détection par modération	16
2.1.2	Le Détecteur de neutrons 4π (BNB)	17
2.1.3	Les distributions de multiplicité de neutrons	23
2.1.4	Comparaison avec d'autres détecteurs de neutrons	25
2.1.5	Conclusion sur la détection neutronique	27
2.2	Détection des particules chargées	27
2.2.1	Principe de détection - Formule de Bethe-Bloch	27
2.2.2	Le Détecteur à Silicium 4π (BSiB)	28
2.2.3	Les télescopes	30
2.3	Electronique et acquisition des données	32
2.3.1	L'électronique des détecteurs	32
2.3.2	La logique de déclenchement	36
2.3.3	L'acquisition des données	36
I	Etude de la réaction Au(p,x)X à 2.5 GeV	37
3	Introduction	39
4	Expérience et traitement des données	41
4.1	Production de protons à COSY	41
4.2	Description de l'expérience	43
4.2.1	Le montage	43
4.2.2	Aspects expérimentaux	45
4.3	Traitement des données	46

4.3.1	Expression des sections efficaces mesurées	46
4.3.2	Traitement des télescopes	50
4.3.3	Traitement de la BSiB	58
5	Modélisation de la réaction de spallation	65
5.1	La cascade intra-nucléaire (INC)	65
5.1.1	Le code INCL2.0 (Intra-Nuclear Cascade développé à Liège)	65
5.1.2	Le code de Liège et le code de Bertini	70
5.2	Code de désexcitation statistique	71
5.2.1	Le code GEMINI	71
5.2.2	Configuration dans laquelle a été utilisée GEMINI	74
5.3	Simulation de la réaction de spallation et des effets de détection	74
5.3.1	Couplage de INCL2.0 et GEMINI = INCL	74
5.3.2	Simulation de la détection des neutrons	77
5.3.3	Filtre de détection pour les particules chargées	80
6	Comparaison expérience-simulation	83
6.1	Multiplicités de particules légères et lumière prompte	83
6.2	Détermination de l'énergie d'excitation	90
6.2.1	Exposé de la méthode	90
6.2.2	Distribution en énergie d'excitation	92
6.2.3	Temps de thermalisation	94
6.2.4	Comparaison des réactions induites par protons et antiprotons	96
6.2.5	Les FMI, un filtre sur l'énergie d'excitation?	97
6.3	Données isotopiques des particules chargées légères	97
6.3.1	Sections efficaces doublement différentielles	98
6.3.2	Distributions angulaires	101
6.3.3	Sections efficaces de production	104
6.4	Emission d'évaporation	106
6.4.1	Abondance des particules évaporées	106
6.4.2	Evolution des spectres en énergie des particules légères avec l'énergie d'excitation	108
6.4.3	Discussion sur la vitesse de recul du noyau émetteur	113
6.4.4	La barrière coulombienne est-elle dépendante de l'énergie d'excitation?	117
6.5	Conclusion	118
7	Etude de l'émission de prééquilibre	119
7.1	Emission hors équilibre	120
7.1.1	Abondance des particules "directes" en fonction de l'énergie d'excitation	120
7.1.2	Les spectres en énergie des protons et le code INCL2.0	120
7.2	Développement d'une extension "coalescence" au code INCL2.0	125
7.2.1	Motivations de notre approche	126
7.2.2	Description de l'extension "coalescence" de INCL2.0	126

7.2.3	Choix des critères de formation des composites	127
7.3	Résultats et discussions	129
7.3.1	Ajustement des paramètres du modèle (1)	130
7.3.2	Comparaison des deux approches avec les spectres expérimentaux .	131
7.3.3	Evolution des spectres avec l'énergie d'excitation	132
7.3.4	Formation des particules composites	139
7.4	Conclusion	140
II	Production de neutrons en cibles épaisses	141
8	Introduction	143
8.1	Les sources intenses de neutrons	144
8.2	Les projets de sources intenses de neutrons de seconde génération	145
8.3	Les réacteurs hybrides	147
8.4	Faisceaux d'ions radioactifs	151
9	Aspects expérimentaux	153
9.1	Description de l'expérience	153
9.1.1	Cibles et énergies	154
9.1.2	Déclenchements et intensités de faisceau	157
9.2	Corrections sur les mesures	157
9.2.1	Nombre de réactions	159
9.2.2	Corrections des distributions de multiplicité de neutrons	164
9.3	Correction de l'efficacité de détection des neutrons	167
10	Discussion des résultats	169
10.1	Discussion sur le signal prompt	169
10.2	Sections efficaces et longueurs d'interactions	173
10.3	Distributions en multiplicité de neutrons	175
10.4	Etude de la cascade inter-nucléaire	179
10.5	Production de neutrons	183
10.5.1	Production totale de neutrons	185
10.5.2	Production différentielle des neutrons	186
10.5.3	L'économie des neutrons	189
10.6	Conclusion	191
11	Conclusions	193
A	Résultats de l'ajustement des distributions en multiplicités de neutrons	199
B	Schéma de l'électronique	205
C	HERMES	207

Chapitre 1

Introduction

Le terme de “spallation” désigne de façon générique les réactions nucléaires dans lesquelles un hadron de haute énergie (de quelques centaines de MeV à quelques GeV) interagit avec une cible. Ce terme a d’abord été lié à l’observation de résidus de réaction correspondant à des pertes de masse pour le noyau-cible allant de quelques nucléons à quelques dizaines de nucléons. Aujourd’hui, ce terme désigne plus généralement le mécanisme par lequel une particule légère de haute énergie éjecte du noyau cible des nucléons ou des particules légères laissant un noyau résiduel froid (résidu de spallation) ou des fragments de fission. Il est parfois étendu à des collisions impliquant deux noyaux massifs.

L’étude de ce processus a connu un renouveau depuis quelques années grâce aux avancées technologiques des accélérateurs. Par spallation, il est en effet possible de produire une grande quantité de neutrons. En alliant un accélérateur de haute énergie et de grande puissance à une cible de spallation, il est aujourd’hui concevable de produire des sources très intenses de neutrons [ESS],[SNS],[Nag 99]. Le flux de neutrons peut être utilisé pour la production d’énergie dans les réacteurs [Rub 95] ou pour transmuter-incinérer les déchets nucléaires [Bow 92]. Dans tous ces projets, les énergies de faisceau sont de l’ordre du GeV et la cible est de masse élevée (Pb, Hg, U, ...). Des sous-produits autres que les neutrons : mésons (π , κ), muons de décroissance, neutrinos, sont également générés et quand ils sont produits dans des “usines”, ce sont de précieux outils en recherche fondamentale. Enfin, parmi les noyaux résiduels obtenus, certains présentent aussi un intérêt propre et sont soit étudiés directement, soit regroupés en faisceaux secondaires permettant ainsi d’étendre le champ d’investigation en physique nucléaire.

Dans ces projets, la conception des cibles de spallation et le choix des énergies de faisceau nécessitent l’utilisation de codes de simulation, à la fois prédictifs et peu coûteux en temps de calcul. On peut citer parmi les plus utilisés : HERMES [Clo 88], LAHET [Pra 89], TIERCE [Ber 96].

Ces codes peuvent servir à prédire les flux de neutrons, leurs spectres en énergie, mais aussi tous les produits formés lors des réactions. Le processus élémentaire de spallation doit y être décrit de manière réaliste et aussi simplement que possible de façon à ne pas allonger le temps de calcul.

Une intercomparaison des résultats des codes de calcul par l’OCDE/AEN [Bla 94] avec

les résultats expérimentaux existant dans le domaine des énergies intermédiaires (\simeq GeV), montre une dispersion des résultats pouvant atteindre 50%. Ce manque de fiabilité des codes tient essentiellement dans la description du processus élémentaire de spallation. Il est donc important d’approfondir notre connaissance de ce processus.

Ceci ne peut se faire qu’à l’aide d’un ensemble de données expérimentales aussi contraignantes que possible aussi bien en cible mince (compréhension du processus élémentaire de spallation) qu’en cible épaisse (compréhension du processus de spallation initié par les particules secondaires issues d’une première interaction et du transport des particules).

C’est dans ce cadre très général que s’inscrivent les deux études qui font l’objet de ce travail :

- étude de la réaction de spallation p+Au à 2.5 GeV,
- étude de la production neutronique en cibles épaisses par des protons de 0.4 et 2.5 GeV.

L’objectif est, à travers des mesures très exclusives sur les particules légères, d’apporter le maximum de contraintes expérimentales pour la validation des codes, mais aussi de combler le manque de données au-delà de 800 MeV.

Après un bref historique sur les réactions de spallation et leurs utilisations pour produire des sources de neutrons, nous verrons quels sont les différents axes de mesures explorés et pourquoi de nouvelles mesures sont nécessaires.

1.1 Historique de la spallation

La possibilité de “chauffer” les noyaux en les bombardant avec des neutrons énergétiques fut probablement suggérée pour la première fois en 1936 par N.Bohr. C’est à la fin des années 40, lorsque les accélérateurs ont pu fournir des projectiles d’énergie supérieure à la centaine de MeV, que les principes généraux du processus de spallation ont été établis par Serber en 1947 [Ser 47]. Celui-ci, en s’appuyant sur les spectres en énergie des neutrons, proposa la première description du processus de spallation comme un processus en deux étapes : une première étape très rapide durant laquelle le nucléon incident transfère une partie de son énergie au noyau cible et une seconde étape, plus lente, durant laquelle le noyau résiduel évacue son énergie d’excitation en évaporant des particules légères. Cette description est encore utilisée de nos jours comme nous le verrons dans le développement de cet exposé. Le premier modèle de cascade intra-nucléaire (INC) a été suggéré par Serber et les premiers calculs ont été effectués par Goldeberger [Gol 48].

Le nombre important de particules légères et en particulier de neutrons émis dans ces réactions a très vite suggéré l’idée d’utiliser les réactions de spallation pour produire des sources de neutrons afin d’alimenter les réacteurs à fission (premières idées de réacteurs hybrides), mais aussi pour produire de la matière fissile. La première tentative d’utilisation de protons pour produire des sources de neutrons a été réalisée dans les années 40 par

E.O. Lawrence [Law 39] aux Etats-Unis. Dans les années 49-52, le programme MTA (Materials Testing Accelerator) au Lawrence Livermore Radiation Laboratory [Att 77] a étudié en détail l'utilisation des accélérateurs pour produire de la matière fissile. Ce programme a été abandonné lorsque des gisements d'U ont été découverts aux Etats-Unis. Lorsque l'administration américaine décida de ralentir le développement des générateurs rapides, le Laboratoire National de Brookhaven proposa plusieurs projets de générateurs alimentés par accélérateurs. Ce concept fut également étudié par les scientifiques russes et R.G Vassylkov [Vas 78] mesura la production de neutrons dans un bloc d'U déplété. Mais très vite, l'idée originale d'exploiter le processus de spallation pour produire des neutrons afin de transmuter les actinides et les produits de fission fut abandonnée : les intensités de faisceau requises étaient trop importantes pour la technologie des accélérateurs de l'époque.

Le développement des outils de détection (développement des détecteurs Si) permit des études avancées sur le processus de spallation à haute énergie. On peut notamment citer Poskanzer [Pos 71] qui fut le premier à mesurer les sections efficaces doublement différentielles des fragments produits par un proton de 5.5 GeV sur une cible d'U. Cependant, ces études furent mises en veille pendant quelques dizaines d'années au profit des études sur les collisions d'ions lourds.

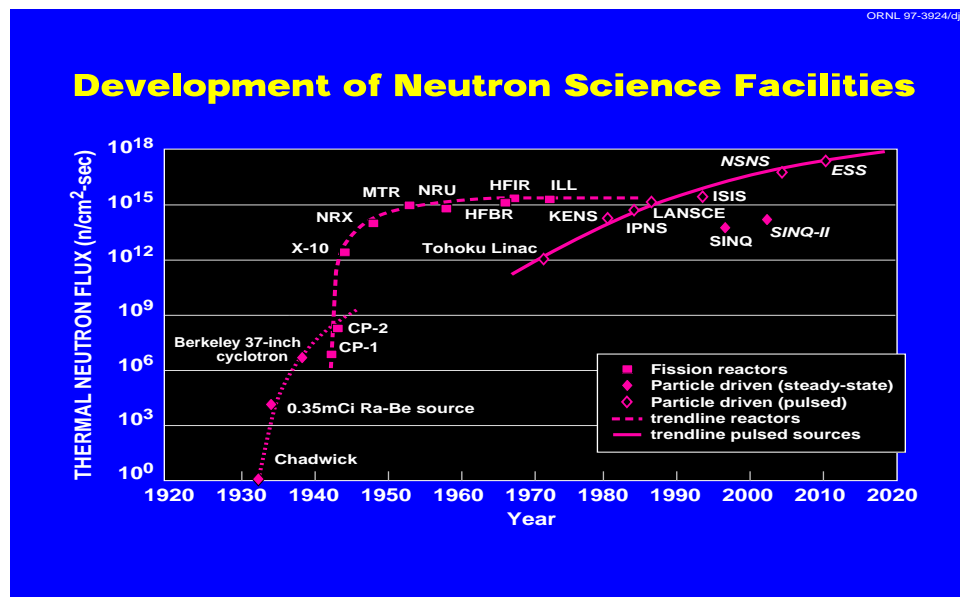


FIG. 1.1 – Comparaison des flux de neutrons thermiques produits par des réacteurs et par des sources de spallation, en fonction de l'année de mise en service ou de la date prévue de mise en service. Le flux est donné dans le pic pour les sources pulsées. (Extrait de la référence [SNS])

C'est seulement ces dix dernières années, tirant profit du progrès des technologies associées aux accélérateurs que l'on envisage de produire des générateurs de neutrons dont l'intensité est compétitive avec celle des réacteurs à fission (fig. 1.1). Quelques sources de neutrons utilisant les réactions de spallation sont en service depuis quelques années (ISIS)

voire quelques dizaines d'années (LANSCE) cependant leurs flux sont inférieurs à ceux des réacteurs.

La source de neutrons la plus courante, aujourd'hui, exploite la fission et les réacteurs basés sur ce principe. Cependant la fig. 1.1 montre clairement que les flux disponibles n'évoluent guère depuis 30-40 ans et que pour des raisons de sûreté nucléaire, il n'est guère possible d'accroître notablement les flux. En effet, dans un réacteur, les neutrons sont produits lors de la fission d'un noyau d'Uranium. En moyenne 2.4 neutrons sont produits, accompagnés par un dégagement d'environ 150-200 MeV. Des 2.4 neutrons produits, un assure la continuité de la réaction en chaîne, 0.4 est perdu par capture par les fragments de fission formés et les éléments de structure du réacteur. Il ne reste au mieux qu'un seul neutron exploitable par fission. Le bilan thermique est donc de 150-200 MeV par neutron "utile". Ce bilan thermique limite pratiquement les flux de production de neutrons (10^{14} - 10^{15} neutrons/cm².s) dans un réacteur.

Nous verrons que la spallation permet de produire le neutron avec un dégagement thermique bien moindre ($\simeq 30$ MeV/neutron) et sans les contraintes très grandes qu'impose le coeur d'un réacteur nucléaire.

1.2 Les axes de mesures

Le développement des codes de simulation nécessite un ensemble de données pertinentes sur l'émission de neutrons, de particules chargées et sur la formation des résidus.

Si, en dessous de 800 MeV, un grand nombre de données existent, notamment sur les caractéristiques d'émission des neutrons, les données sont plus éparses au-delà de 800 MeV et en dessous de 200 MeV. C'est pourquoi des programmes expérimentaux ont été mis en oeuvre ces dernières années selon les trois axes de mesure définis précédemment.

Les données sur les neutrons

Pour des faisceaux de protons d'énergie comprise entre 200 et 800 MeV, un grand nombre de données sur les distributions angulaires et en énergie des neutrons existent (voir tab. 1.1).

En 1994, un important programme expérimental (TRANSMUT) a été lancé au Laboratoire National Saturne. L'objectif était de mesurer les caractéristiques cinématiques des neutrons produits par l'interaction de protons ou deutérons de 0.8 et 1.6 GeV. Ce programme a été motivé par la disparité des mesures caractérisant l'émission de neutrons pour des énergies de faisceaux supérieures à 800 MeV. Il contient deux volets : un premier volet, sur des cibles minces caractéristiques des matériaux de structure et des matériaux pour la cible de spallation [Mar 97b], [Bor 98] et un deuxième volet, en cibles épaisses [Mén 98], [Var 99]. Les données recueillies en cibles minces ont permis de tester les données élémentaires utilisés dans les modèles de cascade intra-nucléaire (INC) et celles en cibles épaisses ont permis de tester en plus la partie transport des codes de simulation.

Parallèlement à ce programme, des mesures sur les multiplicités de neutrons avec

E_p (GeV)	matériau de la cible	dimensions de la cible	type de mesures	réf.
0.585	C, .. Ta, Pb, U	\simeq g/cm ²	$d^2\sigma/dE_n d\Omega_n$	[Cie 87]
0.1 à 0.8	Be, .. TA, Pb, U	\simeq g/cm ²	$d^2\sigma/dE_n d\Omega_n$	[Ami 92]
0.25 à 0.9	Sn, W, Pb, U	\simeq g/cm ²	$\langle M_n \rangle / p$	[Ber 60]
0.5, 1.5	Pb	15*15*20 cm ³	$d^2\sigma/dE_n d\Omega_n$	[Mei 95]
0.475, 2.0	Ag, Au, Bi, U	\simeq g/cm ²	$d\sigma/dM_n$	[Pie 94]
0.5 à 1.5	Be, Sn, Pb, U	$\Phi 20*60$ cm ³	$\langle M_n \rangle / p$	[Fra 66]
0.8, 1.5	C, Pb	\simeq g/cm ²	$d^2\sigma/dE_n d\Omega_n$	[Ish 95]
1 à 3.7	Pb	$\Phi 20*60$ cm ³	$\langle M_n(E_n) \rangle / p$	[Nik 90]
1.22 à 4.2	Pb, U	$\Phi 8$ à $15*0.2$ à 40 cm ³	$d\sigma/dM_n$	[Hil 98]
1 à 8.1	Pb	$\Phi 20*60$ cm ³	$\langle M_n(E_n) \rangle / p$	[Vas 90]
12	Pb	$\Phi 10, 20*60$ cm ³	$\langle M_n \rangle / p$	[Shi 95]
70	W	$16*16*30$ cm ³	$\langle M_n \rangle / p$	[Ako 93]

TAB. 1.1 – Mesures de production de neutrons. E_p est l'énergie du proton incident. Les quantités mesurées : $d^2\sigma/dE_n d\Omega_n$ section efficace doublement différentielle du neutron, $\langle M_n \rangle / p$ nombre moyen de neutrons par proton, $d\sigma/dM_n$ distribution de multiplicité de neutrons. (extrait de la réf. [Hil 96])

ORION (ORganic Interceptor Of Neutrons - détecteur de neutrons 4π) ont aussi été réalisées à Saturne sur des cibles minces [Pie 94] pour des faisceaux de p de 475 MeV et 2 GeV et ^3He de 2 GeV.

Un programme ambitieux est actuellement en cours de réalisation [Aud 99] pour des protons et des neutrons incidents de basse énergie (entre 20 et 200 MeV). L'objectif est de mesurer les distributions angulaires et en énergie des neutrons et des particules chargées émis. Actuellement, trois campagnes ont été menées à Louvain-la-Neuve et à Uppsala pour des faisceaux de neutrons de 63 et 100 MeV et des faisceaux de protons de 63 MeV.

Les données sur les protons et les particules composites

Comme pour les neutrons, les données sur les protons sont assez rares au-delà de 800 MeV et encore plus pour les particules composites (tab. 1.2).

En ce qui concerne la production de particules composites, on peut citer deux expériences récentes, à Saturne avec ORION (expérience décrite précédemment) [Led 98], et au CERN avec des antiprotons [Gol 96b]. Malheureusement, dans ces deux expériences, les séparations isotopiques des particules chargées n'ont pu être obtenues dans un domaine d'énergie suffisant. Les spectres en énergie, dans la première expérience, et les multiplicités de neutrons, dans la seconde, ont permis de tester les codes de désexcitation statistique.

Les résidus de spallation

Les mesures de résidus de spallation sont peu nombreuses et les plus anciennes ne donnent que quelques points pour la fission. La plupart des mesures ont été effectuées par des techniques radiochimiques réalisées hors ligne qui ne permettent d'avoir accès qu'à des rendements cumulatifs. Par cette méthode, les sections efficaces des radionucléides de durée de vie très courte ne sont pas évaluées, ni celles des noyaux stables.

Un programme expérimental est en cours à GSI utilisant le bombardement d'un projectile lourd sur une cible d'hydrogène liquide. A l'aide d'un spectromètre de masse les produits de la réaction peuvent être séparés et identifiés isotopiquement, [Wla 00], donnant de ce fait une information beaucoup plus riche que celle obtenue par des techniques d'activation.

Les informations tirées de ces expériences permettent de tester la spallation dans ces deux phases.

1.3 Motivations pour de nouvelles mesures

Les deux études qui font l'objet de ce travail font partie d'un programme expérimental et théorique mené par la collaboration NESSI (NEutron Scintillator and SILicon detector) auprès de l'accélérateur COSY (Jülich) dans le cadre de la future source européenne de spallation et dans celui de GEDEON (GEstion des DEchets par des Options Nouvelles). L'objectif du programme NESSI est de collecter un certain nombre de données de référence sur la production de neutrons, de particules chargées légères, de fragments de masse intermédiaire (FMI) et de fragments de fission (FF) dans les réactions induites par des protons de haute énergie. Par rapport aux données existantes NESSI permet de corrélérer toutes ces informations et ceci présente une avancée importante pour les tests avec les modèles.

L'ambition est en effet d'arriver à terme à une bonne reproduction de l'ensemble des données recueillies sur un même système avec un seul jeu de paramètres, ce qui est loin d'être le cas aujourd'hui.

Deux expériences en cibles minces ont déjà été réalisées à 1.2 GeV et 1.8 GeV [Enk 99], dans lesquelles les sections efficaces de réaction et les sections efficaces de production des particules légères ont été mesurées, pour une large gamme en masse de noyaux. Les résultats ont été comparés à différents code de cascade intra-nucléaire couplés à des modèles statistiques, montrant une bonne reproduction pour les neutrons mais certaines différences pour les particules chargées.

En cibles minces

Le processus de spallation est décrit en deux étapes: une phase de cascade intra-nucléaire (INC) suivie d'une phase de désexcitation statistique.

L'approximation faite dans les codes de cascade intra-nucléaire est de considérer que la longueur d'onde des particules impliquées dans la cascade est très petite devant les distances internucléoniques. Cette approximation permet de ne considérer que des interactions à

deux corps. Si cette approximation semble valide pour la particule incidente (compte tenu de son énergie), elle semble de moins en moins valide lorsque l'on considère les collisions successives, avec un moment moyen des nucléons qui tend progressivement vers un moment de Fermi. On peut donc légitimement se poser la question de la validité des modèles de cascade lorsque le noyau tend vers l'équilibre. Et par conséquent, la description du processus en deux étapes, comme proposée par Serber, peut être mise en cause. De plus, le problème majeur du couplage entre le code de cascade et le code statistique, est de déterminer le temps de thermalisation du noyau, c'est à dire, le temps auquel la cascade est stoppée.

En outre, les émissions hors équilibre des particules plus massives que les nucléons ne sont pas prises en compte dans les modèles de cascade et nécessitent l'introduction d'une étape intermédiaire avec des paramètres supplémentaires. Peu de données existent sur l'émission de ces particules (tab. 1.2) alors que leur étude présente un grand intérêt car relié à la problématique de l'émission de prééquilibre. De plus, ces particules sont de grande énergie et peuvent induire des réactions secondaires dans une cible épaisse. Elles devraient donc être prises en compte dans les codes de transport.

Des informations pertinentes pour essayer de répondre à ces questions résident dans les distributions angulaires et en énergie des particules chargées émises. L'étude de ces spectres de manière exclusive, et non seulement inclusive comme l'on fait les expériences précédentes, doit permettre d'apporter un certain nombre d'éléments de réponse.

Une première expérience dans ce sens a été réalisée à Saturne [Led 98] avec ORION (expérience décrite précédemment). L'utilisation d'un détecteur de neutrons a permis de remonter à une quantité fondamentale pour étudier le processus de spallation : l'énergie d'excitation. L'énergie d'excitation est en effet la variable déterminante des modes de désexcitation des noyaux "chauds" : évaporation, fission ou émission multiple de fragments. C'est aussi la quantité qui permet de remonter au dépôt d'énergie de la particule incidente dans le noyau cible, c'est à dire au développement de la cascade intra-nucléaire.

La première expérience réalisée dans ce travail de thèse vise à rassembler les distributions angulaires et en énergie des particules chargées (p, d, t, ..., ${}^7\text{Li}$) en coïncidence avec les multiplicités de neutrons et de particules chargées. L'ensemble de ces informations doit permettre une étude détaillée de tout le processus élémentaire de spallation.

En cibles épaisses

En cibles épaisses, les particules très énergétiques émises lors de la première réaction peuvent induire des réactions secondaires dans la cible : c'est le développement en cascade inter-nucléaire. Les codes de transport utilisés pour simuler l'interaction d'une particule avec un matériau, prennent en compte les collisions nucléon-noyau et méson-noyau, et le transport de toutes les particules émises lors de ces interactions.

La plupart des mesures existantes sur la production de neutrons en cibles épaisses (tab. 1.1) conduisent à des valeurs moyennes obtenues par une technique de modération-activation. Il faut ajouter les mesures réalisées à Saturne [Mén 98],[Var 99] sur les distributions angulaires et en énergie des neutrons. Ces mesures, obtenues par la technique de temps de vol, nécessitent une extrapolation à basse énergie du fait des seuils de détection

E_{inc} (MeV)	Angle(en degrés)	Cible	Type	Réf
100, 164	25->150	Al, Ni, Pb	p, d, t, ^3He , ^4He	[Seg 82]
120, 160, 200	10->160	Al, Co, Au	^4He	[Cow 82]
190, 300	20->160	Ag	p, d, t, ^3He , ^4He	[Gre 87]
210, 300, 480	20, 90, 160	Ag	^3He , ^4He	[Gre 80]
300->580 (n)	54, 68, 90, 121, 164	Cu, Bi	p, d, t	[Fra 90]
600, 800	180	Be, C, Cu, Ag, Pt, Ta	p, d, t	[Fra 76]
600	30, 45, 75, 105	B, C, Na, Al, Ca, Fe, Au	p, d, t, ^3He , ^4He	[Ala 75]
660	90	Ni, Ni, Sn, Sn, B, B, Sm, Sm	p, d, t, ^3He , ^4He	[Bog 76]
800	6, 15	C, Ti, Pb	^3He , ^4He	[Bar 92]
2000 (p, ^3He)	15, 30, 60, 120, 135, 150, 165	Au	He	[Led 98]
2100	90	C	^4He	[Wes 78]

TAB. 1.2 – Mesures angulaires de composites en cible mince (extrait de la réf. [Vui 98])

imposés par le bruit de fond, de l'ordre de 2 à 3 MeV.

Un programme expérimental de mesures des distributions de multiplicité de neutrons a débuté au CERN pour des réactions sur cibles épaisses induites par des hadrons (protons, deutérons, pions, kaons et antiprotons) pour des énergies comprises entre 2 et 5 GeV/c [Hil 98], [Pie 97]. Ces mesures ont montré que la nature des hadrons utilisés pour produire des neutrons avait un faible impact sur la production, mais que le paramètre déterminant était l'énergie mise à disposition par cet hadron. Ce programme s'est continué au GANIL, avec le détecteur ORION, pour des protons, deutérons et ^4He de 200 MeV [Lot 98]. Dans ces deux expériences, les distributions en multiplicité de neutrons ont été mesurées. Cette information apportent une contrainte beaucoup plus forte que les simples valeurs moyennes pour les modèles de transport.

La seconde expérience réalisée dans ce travail est une suite logique du programme expérimental cité précédemment. Elle vise à fournir un ensemble cohérent de mesures sur les distributions de multiplicité de neutrons pour des cibles lourdes et non fissiles (Pb, Hg et W) en fonction de la géométrie de la cible et pour une gamme en énergie comprise entre 0.4 et 2.5 GeV.

1.4 Plan du mémoire

Ce travail est avant tout un travail expérimental. C'est pourquoi nous commencerons l'exposé en décrivant le dispositif expérimental NESSI utilisé lors des deux campagnes de mesures (Chapitre 2). Celui-ci se compose d'un détecteur de neutrons "4 π ", basé sur une technique de modération avec un liquide scintillant dopé au Gd et d'un détecteur de Si "4 π ".

À ce dispositif existant, nous avons ajouté six télescopes permettant de sonder l'émission des particules chargées légères de manière plus précise et plus complète que ne peut le faire le détecteur "4 π ".

La suite de l'exposé se décompose naturellement en deux parties quasiment indépendantes l'une de l'autre. La première partie est consacrée à l'étude de la réaction de spallation : Au(p,x)X à 2.5 GeV et inclut les Chapitres 4 à 7. La seconde est consacrée à l'étude de la production neutronique en cibles épaisses (Pb, W et Hg) par des protons de 0.4 à 2.5 GeV et inclut les Chapitres 8 à 10.

L'expérience en cible mince ainsi que le traitement des données relatives à l'étude de la réaction Au(p,x)X à 2.5 GeV sont décrits au Chapitre 4. La sélection d'une réaction, l'identification et la caractérisation des particules légères chargées y sont discutées.

Le Chapitre 5 présente les codes de simulation utilisés pour décrire le processus de spallation ainsi que leurs fondements théoriques. Nous décrivons brièvement le code de cascade de J. Cugnon (INCL2.0) [Cug 97a] ainsi que le code de désexcitation statistique GEMINI [Cha 88]. Dans ce même chapitre, nous décrivons également la simulation réalisée à partir du couplage de ces deux codes en tenant compte des effets de détection pour permettre une comparaison réaliste à l'expérience.

Les comparaisons entre les données expérimentales et les résultats de la simulation sont discutées au Chapitre 6, en mettant l'accent sur l'émission des particules d'origine évaporative. Une comparaison complète est réalisée à la fois sur les multiplicités de neutrons et de particules chargées et sur les spectres en énergie des particules chargées. Nous expliquons comment l'énergie d'excitation est déterminée événement par événement. Cette quantité nous sert à étudier le processus de spallation selon le développement de la cascade intra-nucléaire. Ce chapitre valide essentiellement le code de désexcitation statistique et la distribution en énergie d'excitation fournie par le code INCL2.0.

Au Chapitre 7 nous nous attachons plus particulièrement à l'étude de l'émission de prééquilibre. L'abondance des particules chargées "directes" en fonction de l'énergie d'excitation est discutée. Un modèle de coalescence, inclus à INCL2.0, est décrit dans ce chapitre. Une discussion est faite sur la formation des particules composites de prééquilibre dans le noyau. Ce chapitre valide le code de cascade intra-nucléaire et la description d'un processus en deux étapes, en incluant une formation ad hoc de particules composites.

La deuxième partie de l'exposé est introduite au Chapitre 8 où sont présentés brièvement les projets de sources intenses de neutrons, de réacteurs hybrides et de faisceaux radioactifs.

La description de l'expérience en cibles épaisses ainsi que le traitement des données relatives à l'étude de la production des neutrons sont réalisés au Chapitre 9. Nous discutons des corrections apportées aux mesures.

Les résultats de l'expérience sont présentés au Chapitre 10. Les deux facteurs contribuant à la production de neutrons (la probabilité de réaction et le développement des réactions secondaires) sont étudiés séparément en fonction de l'énergie du faisceau, de la géométrie de la cible et de la nature du matériau constituant la cible. La production totale et différentielle de neutrons est également étudiée en fonction de ces paramètres. Pour finir, le coût de production des neutrons est évalué en fonction de l'énergie du faisceau.

Pour conclure, le Chapitre 11 résume les résultats les plus marquants de ce travail et

quelques perspectives sont données, pouvant utilement compléter le présent travail.

Chapitre 2

Le dispositif expérimental NESSI

Le dispositif expérimental NESSI (Neutron Scintillator and Silicon detector) utilisé pour explorer les réactions de spallation est constitué de deux détecteurs 4π , l'un pour la détection des neutrons (Boule à Neutron de Berlin - BNB), et l'autre pour la détection des particules chargées (Boule à Silicium de Berlin - BSiB).

Les neutrons sont détectés dans la BNB, sans seuil bas en énergie, par une méthode de modération permettant un comptage de ceux-ci, événement par événement. En plus de cette fonction, la BNB permet de sélectionner et de compter les réactions, donnant ainsi une information sur l'émission de neutrons relative aux réactions nucléaires.

Les particules chargées, des particules légères aux fragments de fission, sont détectées par la BSiB composée de 162 détecteurs de Silicium de $500 \mu m$ d'épaisseur.

Une expérience précédente réalisée à LEAR avec un faisceau d'antiprotons [Gol 96a] a montré que le couplage de ces deux informations apportait une meilleure détermination de l'énergie d'excitation E^* que la mesure des neutrons seuls. Cependant les détecteurs de Si de la BSiB ne permettent pas de fournir les données avec la qualité qu'un système plus complet de télescopes pourrait atteindre: la séparation isotopique n'est pas permise pour les particules chargées légères (lcp) et une grande partie des spectres en énergie des isotopes de l'hydrogène n'est pas accessible.

Si cela n'est pas préjudiciable à la qualité de l'information sur l'énergie d'excitation, comme nous le verrons ultérieurement, cela ne permet pas d'avoir une comparaison complète entre les données expérimentales et les résultats des modèles comme cela a pu être fait à SATURNE [Led 98]. En particulier les spectres en énergie des particules chargées légères (p, d, t, ^3He et ^4He) apportent beaucoup d'informations à la fois sur la première étape (INC) et sur la deuxième étape (désexcitation statistique) du processus.

C'est pourquoi au dispositif existant nous avons adjoint six télescopes répartis à quatre angles différents (30° , 75° , 105° et 150°) permettant une séparation isotopique pour les éléments jusqu'à $Z=3$. Ces télescopes, couplés aux détecteurs 4π utilisés dans leur mode de comptage de multiplicité, permettent une étude complète du processus de spallation en fonction de l'énergie déposée dans le noyau (énergie d'excitation).

2.1 Détection des neutrons

Du fait de son absence de charge, la seule interaction possible du neutron avec la matière qu'il traverse est d'origine nucléaire. Les forces mises en jeu étant de courtes portées (quelques fm), la probabilité d'interaction des neutrons avec la matière est faible comparée à celle des particules chargées.

Il existe une grande variété de techniques de détection des neutrons. Chacune d'entre elle est adaptée à une gamme en énergie ou à une détection particulière. Cependant, toutes ces méthodes utilisent une détection indirecte des neutrons via la(les) particule(s) chargée(s) associée(s).

Pour couvrir la gamme en énergie des neutrons lents ($E_n \leq 1$ keV) aux neutrons rapides ($E_n \geq 100$ keV), notre détecteur est basé sur la technique de détection par modération.

2.1.1 Principe de la détection par modération

La technique de détection par modération consiste à ralentir le neutron incident par une succession de diffusions (élastiques ou inélastiques) sur les noyaux composant le milieu modérateur et de mesurer l'énergie déposée par le recul des noyaux cibles ou/et par l'émission de particules chargées ou de rayonnements γ .

Lors de la diffusion, le neutron transfère une partie de son moment au noyau cible qui est alors mis en mouvement. Le transfert de moment étant plus important pour des noyaux légers, les modérateurs généralement utilisés sont l'eau ou des composés organiques. Ainsi après un certain nombre de diffusions dans le modérateur le neutron aura perdu une grande partie de son énergie initiale et on dira qu'il est thermalisé lorsque son énergie cinétique aura atteint l'énergie correspondant à l'agitation thermique du milieu. Celle-ci est définie par une loi maxwellienne dont la valeur moyenne vaut 0.025 eV à température ambiante.

La diffusion élastique $A(n,n)B$ est le processus dominant pour des neutrons thermiques jusqu'à quelques MeV. Le comportement des sections efficaces de diffusion élastique pour cette gamme en énergie dépend de la masse du noyau :

- noyaux légers et quelques noyaux magiques : les sections efficaces sont constantes jusqu'à la région du MeV où un certain nombre de résonances de diffusion assez larges ($\Gamma \approx keV$) est observé. Au-delà de cette région la section efficace devient plus régulière et de larges résonances dominant la section efficace totale de diffusion.
- noyaux lourds : à basse énergie, la section efficace de diffusion élastique est constante jusqu'à la région des résonances où elle varie rapidement avec l'énergie.
- noyaux intermédiaires : comme attendu, les sections efficaces de diffusion élastique sur ces noyaux ont un comportement intermédiaire entre celui observé pour les noyaux légers et pour les noyaux lourds.

Les diffusions inélastiques $A(n,n')A^*$, $A(n,2n')B$, $A(n,p)C$, $A(n,\alpha)D$, etc... deviennent dominantes au-delà de quelques MeV car, en dessous, l'énergie du neutron n'est pas suffisante pour exciter le noyau.

Les détecteurs construits pour mesurer les multiplicités de neutrons avec cette technique de modération utilisent un dopant dont les sections efficaces de captures radiatives $n + (Z, A) \rightarrow \gamma + (Z, A + 1)$ sont très grandes. Le rôle du modérateur est alors de ralentir suffisamment les neutrons pour que leurs énergies soient dans la région des résonances de capture radiative de ces noyaux dopants. La détection des rayonnements gamma en ligne ou après un certain temps d'irradiation permet d'évaluer les multiplicités de neutrons différentielles ou intégrées. Les "dopants" couramment utilisés sont le Mn dans des bains de $\text{MnSO}_4 + \text{H}_2\text{O}$, le Gd, le Cd, etc... .

2.1.2 Le Détecteur de neutrons 4π (BNB)

La Boule à Neutrons de Berlin (fig. 2.1) est un détecteur de neutrons basé sur une technique de modération avec le Gd comme capteur de neutrons. Elle est constituée de deux demi-sphères (rayon externe : 70 cm, rayon interne : 20 cm), jointes par une partie cylindrique de même rayon externe, de 15 cm d'épaisseur, soudée à la demi-sphère inférieure. La demi-sphère supérieure est amovible et une fois refermée la cavité intérieure tient lieu de chambre à réaction avec un diamètre de 40 cm.

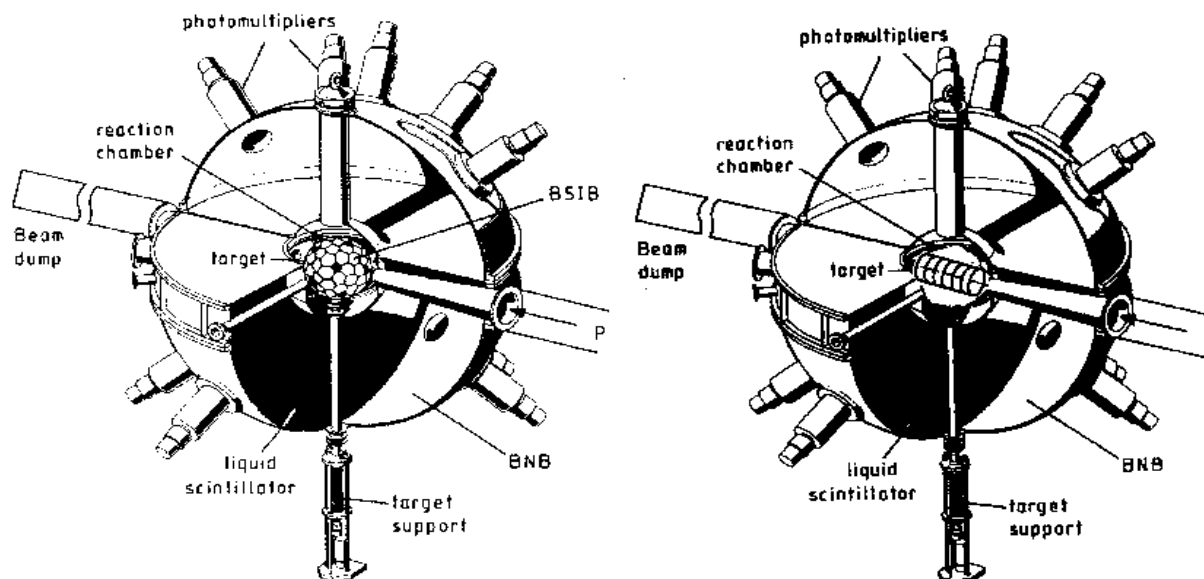


FIG. 2.1 – Schéma de la Boule à Neutrons de Berlin (BNB) dans les deux configurations utilisées pour cette étude. A gauche : cible mince avec la BSiB au centre, à droite : cible épaisse au centre (la BSiB est retirée).

Le conteneur, constitué principalement de Fe (épaisseur des parois $\simeq 5$ mm) est rempli de 1500 l de liquide scintillant NE-343 dopé à 0.3% en masse de ^{nat}Gd . Le NE-343 est constitué d'un solvant (1,2,4 - Triméthylbenzène = C_9H_{12}) jouant le rôle de modérateur et de deux scintillateurs liquides (para terphényl et popop) dont le rôle du second est de changer la longueur d'onde des radiations pour les amener dans la zone de meilleure

efficacité des photomultiplicateurs ($\lambda_{max} = 425$ nm). Les isotopes du gadolinium ^{155}Gd et ^{157}Gd possèdent une très grande section efficace de capture radiative (n,γ) de $6.1 \cdot 10^4$ et $2.5 \cdot 10^5$ barns, respectivement, pour des neutrons thermalisés, permettant la capture des neutrons et la détection de cette capture par l'émission de γ .

Un cône d'entrée et un cône de sortie permettent le passage du faisceau de part en part du détecteur. Ces cônes ne sont pas centrés sur la cible, définissant une ouverture de ± 9.7 degrés pour la partie interne et ± 5.3 degrés pour la partie externe. Ces ouvertures conduisent à une très faible perte d'angle solide de l'ordre de 1%.

Chaque demi-sphère est entourée de douze photomultiplicateurs¹ équidistants. Les surfaces internes du réservoir sont couvertes d'une peinture réfléchissante (NE561) afin d'améliorer la collection de lumière. Des simulations montrent qu'au moins la moitié de la lumière collectée n'est pas directement émise.

Un système de refroidissement par circulation d'eau à l'extérieur de la boule permet de maintenir la température du liquide scintillant et de l'intérieur de la chambre à réaction à environ 12-15°C. Cette précaution permet de réduire le courant de bruit sur les photomultiplicateurs de la BNB et les jonctions silicium de la BSiB.

Signaux provenant de la BNB

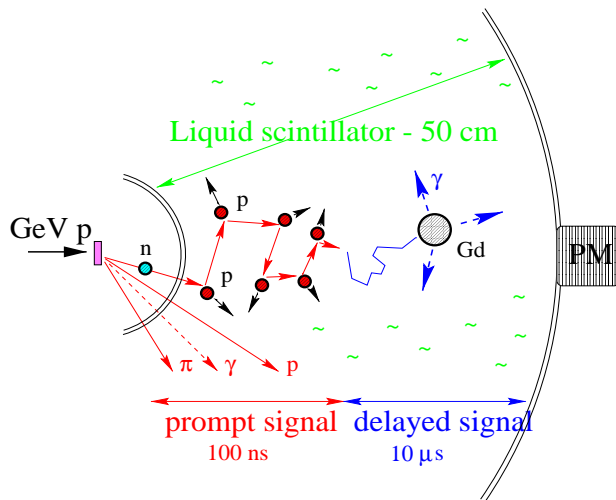


FIG. 2.2 – Schéma de principe de détection d'un neutron et de la génération des signaux.

La figure 2.2 est une représentation schématique du processus de ralentissement et de capture des neutrons, et des signaux générés dans la BNB. Lorsqu'un neutron pénètre dans le scintillateur liquide de la BNB, il subit un certain nombre de diffusions sur les noyaux d'Hydrogène et de Carbone, principaux constituants du milieu. Le recul de ces noyaux-cible engendre une excitation des atomes et molécules du scintillateur qui se désexcitent en

1. VALVO XP2041

émettant un signal lumineux quelques nanosecondes après la production du neutron. Ce signal rapide sera appelé dans la suite **"signal prompt"**.

Comme il est indiqué sur le schéma ce signal prompt est non seulement induit par le ralentissement des neutrons mais aussi par le dépôt d'énergie des particules chargées et des rayonnements γ pénétrant dans le scintillateur. C'est donc une mesure de la somme des énergies déposées dans le scintillateur. Cependant, la conversion en lumière étant dépendante de la nature et de l'énergie des différents rayonnements ("quenching" important pour les neutrons de basse énergie), il est impossible d'exploiter quantitativement l'information sauf en passant par une simulation (voir sections 5.3.2 et 6.1).

Si le ralentissement du neutron est très rapide (quelques nanosecondes), sa capture par un proton ou par un noyau de Gd, une fois thermalisé, peut prendre quelques microsecondes voire quelques dizaines de microsecondes dû à la faible concentration en Gd et à la relativement faible section efficace de capture par H. La réaction $p(n,\gamma)d$ ne représente que 10% des cas et l'énergie du γ émis est de 2.2 MeV. La capture par un isotope du Gd est donc la plus probable et est suivie par l'émission d'en moyenne 3 γ d'énergie totale voisine de 8 MeV. Les γ produits interagissent par effet Compton avec les électrons du milieu pour produire un signal lumineux que l'on appellera dans la suite **"signal retardé"** puisqu'il survient quelques microsecondes après la réaction dans la cible.

Pour chaque réaction, la BNB génère donc deux types de signaux :

- un signal rapide ("prompt") dont l'amplitude reflète la somme des énergies déposées par toutes les particules pénétrant dans le liquide scintillant et dont on peut se servir pour marquer une réaction, comme nous le verrons dans la suite.
- des signaux lents générés par les captures successives (avec une grande dispersion dans le temps) de neutrons permettant un comptage de ceux-ci.

Temps de capture des neutrons et corrections liées au temps mort de détection

La probabilité de capture d'un neutron par le Gd est représentée sur la figure 2.3, telle qu'elle a été mesurée en fonction du temps [Jah 83], pour un neutron issu de la fission du ^{252}Cf . Elle est reliée au temps de diffusion du neutron dans le scintillateur et peut être écrite sous la forme analytique :

$$f(t) = \frac{\lambda^2 \beta}{(\beta - \lambda)^2} (e^{-\lambda t} (t(\beta - \lambda) - 1) + e^{-\beta t}) \quad (2.1)$$

Les paramètres λ et β sont reliés respectivement à la concentration en H (pouvoir modérateur du liquide scintillant) et à la concentration en Gd (pouvoir de capture des neutrons). Pour une concentration en Gd de 0.3 %, $\lambda=0.495$ et $\beta=0.104$ [Par 67].

Nous voyons que le temps de capture le plus probable est atteint 6.7 μs après la réaction et que 98.3% des neutrons sont capturés dans une fenêtre en temps de 44 μs (voir section 2.3.1), valeur choisie pour la largeur de la porte de comptage (représentée en dessous de la figure). La porte de comptage n'est ouverte que 0.7 μs après la détection d'un signal

“prompt” pour éviter de confondre ce signal avec un signal de capture. Ceci induit une légère perte d’efficacité inférieure à 0.5%. Cette distribution en temps permet de séparer les neutrons émis simultanément (en moins de 10^{-17} s) lors de la réaction et de les dénombrer un par un.

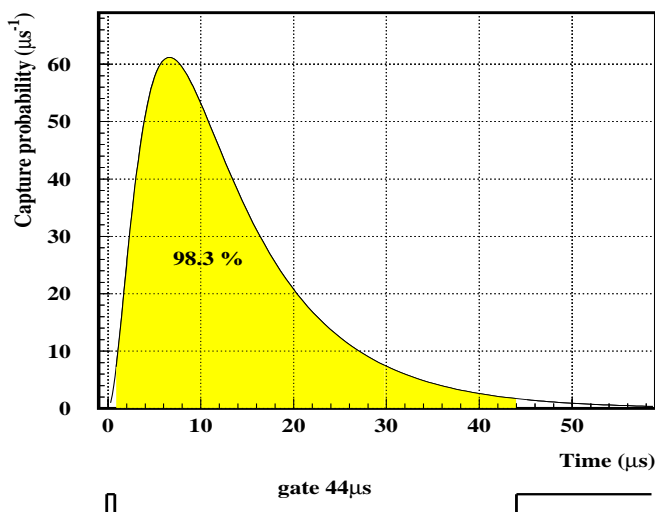


FIG. 2.3 – Probabilité de capture d’un neutron par le Gd en fonction du temps de diffusion, pour un neutron de fission du ^{252}Cf . La probabilité est définie par l’équation 2.1 avec $\lambda = 0.495$ et $\beta = 0.104$. La zone grisée correspond à la fenêtre en temps de 44 μs .

Le temps mort de la détection neutronique, après une capture, est fixé à 39.6 ns (110% de la largeur du signal de sortie de l’unité logique de coïncidence (voir section 2.3.1)). Durant ce temps, si la boule est soumise à une grande multiplicité de neutrons, d’autres captures peuvent avoir lieu et ne seront pas détectées.

Le nombre de ces empilements en fonction de la multiplicité de neutrons a été évalué par une simulation Monte Carlo [Gol 96b] intégré sur 45 μs . Les résultats ont été ajustés par un polynôme de degré deux :

$$\langle Mn \rangle_{\text{corrigé}} = \langle Mn \rangle \cdot (100 + p_1 \langle Mn \rangle + p_2 \langle Mn \rangle^2) / 100 \quad (2.2)$$

où $\langle Mn \rangle$ et $\langle Mn \rangle_{\text{corrigé}}$ désignent les multiplicités moyennes mesurées et corrigées. Les coefficients p_1 et p_2 du polynôme sont indiqués dans le tableau 2.1 pour différentes valeurs de temps mort.

Avec un temps mort de 39.6 ns et tel que nous avons fonctionné, les corrections sont de l’ordre de 1.5, 3.0, 4.8, 8.2, et 12% pour respectivement 10, 20, 30, 50 et 70 neutrons enregistrés. Elles sont donc négligeables pour les faibles multiplicités mais ne le sont plus tout à fait pour les grandes multiplicités. Comme nous verrons dans le développement de ce

Temps mort (ns)	p_1	p_2
39.6	0.1491	$6.31 \cdot 10^{-4}$
44	0.1649	$7.88 \cdot 10^{-4}$
49.5	0.1829	$10.3 \cdot 10^{-4}$
55	0.2005	$13.17 \cdot 10^{-4}$
66	0.2313	$20.61 \cdot 10^{-4}$
70.4	0.2423	$24.22 \cdot 10^{-4}$

TAB. 2.1 – Coefficients p_1 et p_2 du polynôme de correction des effets de temps mort en fonction de ce dernier. Notons que seule la première ligne est relative à la présente mesure.

rapport, les multiplicités moyennes de neutrons produits en cibles minces sont de l'ordre de 20 neutrons alors qu'elles peuvent atteindre 50 neutrons en cibles épaisses. C'est pourquoi nous négligeons cette correction pour les mesures en cibles minces, et qu'elle sera prise en compte pour les mesures en cibles épaisses.

Efficacité de détection

L'efficacité intrinsèque du détecteur est définie comme le rapport du nombre de neutrons détectés sur le nombre de neutrons entrants. Un neutron ne sera détecté que s'il est capturé et les γ de désexcitation suffisamment convertis en lumière pour déclencher au moins trois des discriminateurs associés aux photomultiplicateurs.

L'efficacité de détection ne pouvant être mesurée de manière simple en fonction de l'énergie du neutron, celle-ci est déterminée par une simulation Monte Carlo avec le code DENIS (Détection Efficiency of Neutrons In Scintillator) [Poi 74]. Ce code décrit le ralentissement du neutron par diffusions élastiques sur les noyaux d'Hydrogène, de Carbone et de Gadolinium ainsi que les diffusions inélastiques sur le noyau de Carbone pouvant entraîner sa disparition ou sa multiplication ($n,2n$). Il décrit également la capture du neutron par un noyau d'Hydrogène ou de Gadolinium produisant des γ et l'interaction de ces γ avec les électrons du milieu. La propagation de la lumière n'est pas prise en compte ni la réponse des photomultiplicateurs. Il y a détection d'un neutron lorsque l'énergie déposée par les rayonnements γ est supérieure à un seuil que l'on ajuste afin de reproduire la multiplicité mesurée expérimentalement à partir d'une source de ^{252}Cf servant de source étalon (voir aussi section 5.3.2).

La courbe d'efficacité obtenue par cette simulation est représentée sur la figure 2.4 en fonction de l'énergie du neutron jusqu'à 100 MeV. Pour une gamme en énergie inférieure à 10 MeV, correspondant essentiellement à des neutrons évaporés, l'efficacité est légèrement inférieure à 80%. Pour ces énergies, les neutrons sont essentiellement ralentis par des diffusions élastiques. Au-delà de cette énergie, des diffusions inélastiques, principalement sur le noyau de Carbone apparaissent, pouvant entraîner la disparition du neutron comme dans la réaction $\text{C}(n,\alpha)\text{Be}$ dont la section efficace relative est maximale à 10 MeV. L'augmentation de l'énergie du neutron, nécessitant une distance de ralentissement plus grande, ainsi que l'apparition de "pièges" à neutrons comme la réaction $\text{C}(n,p)\text{B}$, contribuent à diminuer

l'efficacité de détection de la BNB.

La courbe d'efficacité a été ajustée par un polynôme de degré neuf dont les coefficients sont indiqués sur la figure 2.4 afin de permettre l'utilisation de ce filtre pour comparer les résultats des codes de simulation aux données expérimentales. Nous verrons une extension de cette courbe à plus haute énergie dans la section 5.3.2.

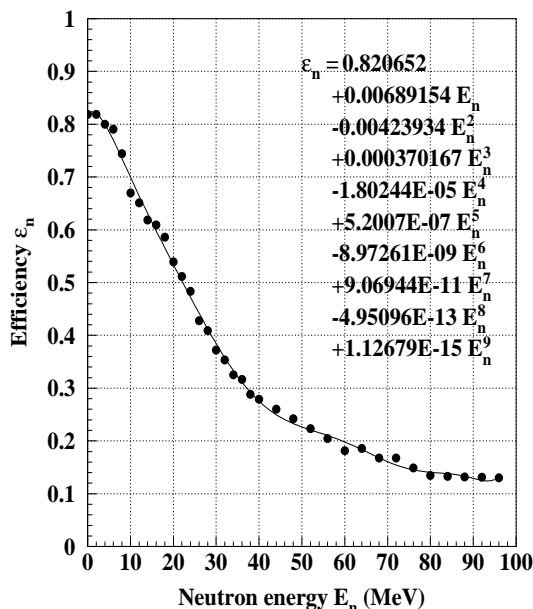


FIG. 2.4 – Efficacité de détection de la BNB en fonction de l'énergie du neutron calculée à partir du code DENIS (symboles). La courbe est un ajustement par une fonction polynômiale (les coefficients sont indiqués sur la figure).

Le contrôle en ligne de l'efficacité est assuré par une source de ^{252}Cf collée à une jonction à Silicium et placée dans la chambre à réaction. La fission du ^{252}Cf s'accompagne en moyenne de 3.78 neutrons dont l'énergie moyenne est de 2.1 MeV. A chaque fission (détection d'un fragment dans le détecteur à Silicium) on mesure la multiplicité de neutrons (Mn) ainsi que le bruit de fond (Bn). L'efficacité de détection de la BNB pour ces neutrons s'écrit alors :

$$\epsilon = \frac{\langle Mn \rangle - \langle Bn \rangle}{3.78} \quad (2.3)$$

et vaut 82.6%. Notons que les valeurs de l'efficacité, considérant le détail du spectre en énergie des neutrons du Cf ou seulement leur moyenne, diffèrent de 2%.

La très faible activité de la source (quelques fissions par seconde) ne perturbe pas la mesure des multiplicités réalisées avec le faisceau et cela permet de contrôler en ligne le bon fonctionnement du détecteur.

2.1.3 Les distributions de multiplicité de neutrons

Les distributions de multiplicité de neutrons sont obtenues en comptant le nombre de captures neutroniques qui ont lieu dans une fenêtre de lecture de $44 \mu s$. Un exemple de distributions de neutrons est montré sur la figure 2.5 pour une cible d'au de 8.7 mg/cm^2 . La distribution totale mesurée (incluant bruit de fond et empilements) est représentée par l'histogramme en pointillés. On voit apparaître, à grande multiplicité, un épaulement dans la distribution, lié à un empilement des captures de neutrons causé par une double réaction avec en moyenne 20 neutrons émis par chacune. Ces événements fortuits peuvent être marqués puis rejetés lors de l'analyse (voir section 2.3.1) en imposant une condition sur la quantité de lumière générée dans la porte de comptage.

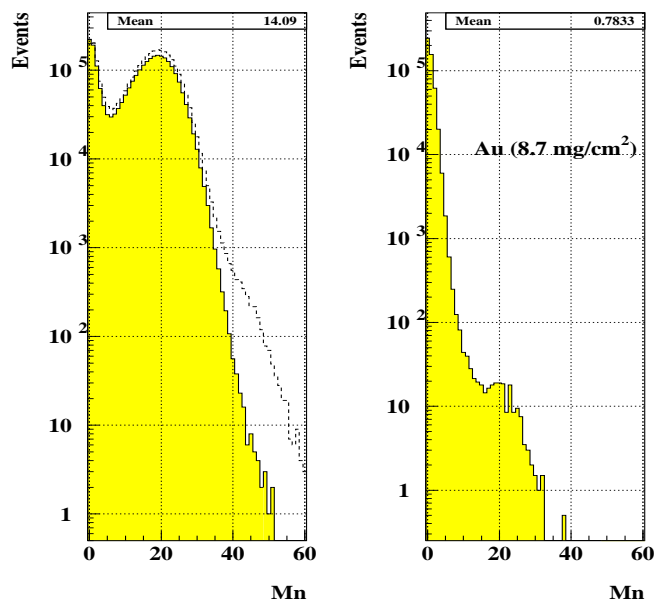


FIG. 2.5 – A gauche : distributions des multiplicités de neutrons mesurées dans la première porte de $44 \mu s$ pour une cible d'au de 8.7 mg/cm^2 . L'histogramme en grisé correspond à la distribution des neutrons après rejet des événements fortuits par "hardware" (voir texte et section 2.3.1) alors que l'histogramme en pointillés correspond à la distribution totale des neutrons mesurés. A droite : distribution des multiplicités de neutrons mesurées dans la seconde porte correspondant à la mesure du bruit de fond corrélé. Les moyennes données dans chaque panneau font référence aux histogrammes grisés.

Cette constatation nous amène à discuter des sources de pollution dans la détection des neutrons et des protections ou corrections mises en oeuvre.

Sources de pollution dans la détection des neutrons

La BNB est en fait un détecteur de rayonnements γ de très grande efficacité et donc très sensible au bruit de fond compte tenu du volume de scintillateur. Les sources de pollution peuvent être identifiées en deux catégories :

- les rayonnements cosmiques : environ 75% de ce rayonnement est sous forme de gerbes muoniques très énergétiques. L'énergie moyenne de ces muons est d'environ 2 GeV et leur distribution angulaire est très piquée à la verticale (elle varie en $\cos^2 \theta$ où θ est l'angle par rapport au zénith). Les muons étant au minimum d'ionisation, ils déposent environ 1.9 MeV/cm dans le scintillateur. Cependant, leur abondance est de 1 muon/cm²/s. Deux scintillateurs plastiques (dimensions 10×10 cm²) situés verticalement en haut et en bas de la BNB permettent de marquer une fraction des événements associés aux rayonnements cosmiques. Ces événements serviront à étalonner la lumière de la BNB en énergie.
- le bruit de fond : la principale composante du bruit de fond provient de la radioactivité ambiante (environ 10000 coups/s) et notamment des rayonnements γ de 1.46 MeV émis lors de la décroissance du ⁴⁰K. Une coïncidence entre trois photomultiplicateurs (PM) est requise pour valider la détection d'un neutron, afin de réduire le bruit de fond. L'arrangement géométrique des détecteurs pris en coïncidence a été optimisé de façon à ce que le rapport signal sur bruit soit le plus grand. Bien que réduit, le bruit de fond subsiste avec une multiplicité moyenne de 0.24 neutron, mesuré en l'absence de faisceau. Si on prend une coïncidence entre 4 PM, le bruit de fond diminue à 0.1 neutron, mais l'efficacité diminue aussi de 4%. La condition de coïncidence entre trois PM est un bon compromis entre un bruit de fond réduit et une bonne efficacité.

Déconvolution du bruit de fond “corrélé”

Le bruit de fond “corrélé” est mesuré dans une seconde porte de 44 μ s ouverte 400 μ s après la porte de comptage (fig. 2.5 de droite). Cette mesure n'étant à priori corrélée à aucune réaction, elle doit représenter une mesure du bruit de fond moyen. Cependant, le maximum au voisinage de 20 neutrons traduit la détection d'événements fortuits dans la cible. La fréquence de tels événements donne une estimation du nombre correspondant à la mesure simultanée (ou empilement) de deux réactions nucléaires dans la première porte (épaulement dans la courbe en traits discontinus de la figure 2.5 de gauche).

La correction du bruit de fond “corrélé” des distributions de multiplicité de neutrons mesurées nécessite d'utiliser une méthode de déconvolution. Cette méthode étant utilisée dans la seconde partie de ce rapport, nous la détaillons ci-dessous.

Soit $P_m(n)$ la probabilité de mesurer une multiplicité n dans la première porte (signal et bruit de fond),

$$P_m(n) = \frac{M_n}{\sum_{i=0}^{n_{max}} M_i} \quad (2.4)$$

Soit $P_b(n)$ la probabilité de mesurer une multiplicité n dans la seconde porte (bruit de fond “corrélé”),

$$P_b(n) = \frac{M'_n}{\sum_{i=0}^{n_{max}} M'_i} \quad (2.5)$$

Si on appelle $P_c(n)$ la probabilité pour que n neutrons pénètrent dans le détecteur, alors la probabilité de mesurer 0 neutron est le produit de la probabilité que 0 neutron soit entré par la probabilité que 0 neutron soit dans le bruit de fond.

$$P_m(0) = P_c(0) \times P_b(0) \quad (2.6)$$

et plus généralement :

$$P_m(1) = P_c(1) \times P_b(0) + P_c(0) \times P_b(1) \quad (2.7)$$

⋮

$$P_m(n) = \sum_{j=0}^n P_c(j) \times P_b(n-j) \quad (2.8)$$

La probabilité que n neutrons aient pénétré dans la BNB s’écrit :

$$P_c(n) = \left(P_m(n) - \sum_{j=0}^{n-1} P_c(j) \times P_b(n-j) \right) / P_b(0) \quad (2.9)$$

Cette correction est d’ordre statistique et en aucun cas ne peut être faite événement par événement.

On peut estimer l’incertitude commise sur le calcul de la probabilité corrigée :

$$dP_c(n) = \sqrt{\sum_{j=0}^n \left(\frac{dP_c(n)}{dP_m(j)} dP_m(j) \right)^2 + \sum_{j=0}^n \left(\frac{dP_c(n)}{dP_b(j)} dP_b(j) \right)^2} \quad (2.10)$$

$$dP_m(n) = P_m(n) \sqrt{\frac{1}{M_n} + \frac{1}{\sum_{i=0}^{n_{max}} M_i}} \text{ et } dP_b(n) = P_b(n) \sqrt{\frac{1}{M'_n} + \frac{1}{\sum_{i=0}^{n_{max}} M'_i}}$$

L’incertitude commise pour la multiplicité n résulte de la propagation des erreurs statistiques sur toutes les multiplicités inférieures et dépend fortement de la statistique disponible. C’est pourquoi les erreurs sont les plus importantes à haute multiplicité.

2.1.4 Comparaison avec d’autres détecteurs de neutrons

On pourra trouver dans la référence [Mas 94] une description plus détaillée des différentes techniques de détection.

#	Laboratoire	Vol.(l)	Configuration du réservoir	Scintillateur	Gd(%)	Réf
1	HMI-Berlin BNB	1500	2 demi-sphères reliées par un cylindre	NE-343 Nuclear Entreprise	0.3	[Jah 83]
2	GANIL-Caen ORION	3000	5 segments : 4 cylindriques 1 cône	NE-343 Nuclear Entreprise	0.3	[Per 98]
3	NSRL-Univ. de Rochester	900	1 cylindre, 2 cônes tronqués	BC-521 Bicron	0.2	[Sch 92]
4	Texas A&M Université	1700	2 demi-sphères reliées par un cylindre, segmenté en camemberts	fait maison	0.3	[Sch 95]
5	MSU NSCL SUPER-BALL	18000	5 segments cône	ND-309	0.2	[San 90]

TAB. 2.2 – Aperçu des détecteurs de neutrons utilisant la même technique de détection que la BNB. Extrait de la référence [Trz 98].

Détecteur de multiplicité de neutrons

Le tableau 2.2 est un aperçu des caractéristiques des autres détecteurs de neutrons qui existent et qui sont basés sur la même méthode de détection par modération avec un liquide scintillant dopé au Gd. Les liquides scintillants utilisés ont à peu près les mêmes propriétés et le taux en masse de Gd est très voisin. Les différences se retrouvent surtout dans la géométrie des détecteurs : segmentés ou non. Les détecteurs segmentés permettent d'obtenir grossièrement une information sur l'angle d'émission des neutrons.

Comparaison avec d'autres techniques de détection

Trois grandes techniques sont utilisées pour mesurer les neutrons : la méthode de modération-activation, la mesure par temps de vol des neutrons (TOF) ou la méthode des seuils. La première a été décrite ci-dessus, nous ne décrivons sommairement que les deux autres.

1. Temps de vol :

Cette technique utilise des petits détecteurs de neutrons modulaires (DEMON [Til 95], ...) qui généralement n'ont pas une couverture angulaire très étendue. L'avantage est de pouvoir mesurer l'énergie des neutrons par temps de vol ainsi que leur distribution angulaire. Mais l'efficacité de détection est faible conduisant à des seuils élevés (typiquement de 0.5 à 2 MeV) et donc nécessitant des extrapolations pour les basses énergies [Led 99].

2. Méthode des seuils :

Cette méthode est basée sur les différences des seuils et des sections efficaces de fission des noyaux lourds (^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ...) et la détection des fragments de fission. En utilisant différents matériaux, on peut échantillonner le spectre en

énergie des neutrons émis. On peut ainsi mesurer la distribution spatiale comme une fonction de l'énergie [Arn 99].

2.1.5 Conclusion sur la détection neutronique

Notre méthode de détection des neutrons permet, avec une couverture angulaire de 4π :

- de compter les neutrons événement par événement, permettant d'établir les distributions de multiplicité, sans seuil bas en énergie et avec une efficacité supérieure à 70% pour les neutrons évaporés,
- de détecter les réactions avec une inélasticité minimale de 2 MeVee sans qu'un neutron soit nécessairement émis.

Ces propriétés en font un système de détection très bien adapté pour étudier la production de neutrons en cibles minces mais surtout en cibles épaisses où la contribution des neutrons de moins de 10 MeV est très importante. C'est la seule méthode qui permette de déterminer des distributions de multiplicité de neutrons et non pas seulement la valeur moyenne, rendant l'information beaucoup plus riche en ce sens.

Cependant l'information angulaire et énergétique n'est pas permise par ce type de détecteur. Ces mesures doivent être réalisées par des techniques complémentaires de temps de vol. L'utilisation d'un détecteur segmenté comme ORION aurait pu donner accès à la distribution angulaire des neutrons [Lot 98].

2.2 Détection des particules chargées

Les multiplicités des particules chargées ainsi qu'une identification des fragments de masse intermédiaire (FMI) et fragments de fission sont données par une boule de Silicium (BSiB), et l'identification isotopique des particules chargées légères par six télescopes.

2.2.1 Principe de détection - Formule de Bethe-Bloch

La détection des particules chargées est rendue plus aisée que celle des neutrons du fait de leur charge qui leur confère la possibilité d'interagir électromagnétiquement avec la matière qu'elles traversent. La formule bien connue de Bethe-Bloch [Bet 30] permet d'établir une relation entre l'énergie de la particule et l'énergie déposée dans le matériau lors du ralentissement de la particule par les électrons des atomes du milieu traversé:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N Z \left\{ \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - \ln \left(1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right) - \left(\frac{v}{c} \right)^2 - \frac{C_k}{Z} \right\} \quad (2.11)$$

z	charge de l'ion incident,
v	vitesse de l'ion incident,
E	énergie de l'ion incident,
m_e	masse de l'électron,
Z	charge du milieu ralentisseur,
N	nombre d'atomes par unité de volume du milieu ralentisseur,
I	potentiel d'ionisation du milieu ralentisseur,
$\frac{C_K}{Z}$	terme correctif pour tenir compte du fait que les électrons de la couche K sont très difficiles à ioniser.

Les charges (électrons) mises en mouvement par l'ionisation du matériau induisent soit directement un signal électrique (jonctions au Silicium) soit un signal lumineux qui est ensuite détecté (scintillateur+photodiode).

2.2.2 Le Détecteur à Silicium 4π (BSiB)

La Boule à Silicium de Berlin (BSiB fig. 2.6) est composée de 162 détecteurs à jonction silicium formant une sphère de 10 ± 0.25 cm de rayon. Les jonctions ont une épaisseur de $500 \mu\text{m}$ et une surface utile de 763 mm^2 . Les détecteurs sont collés sur des supports céramiques, lesquels sont assemblés entre eux par des cavaliers. Les 162 détecteurs sont répartis selon 4 formes géométriques (fig. 2.7) : 12 pentagones réguliers (A), 30 hexagones réguliers (D) et 2 fois 60 hexagones irréguliers (B et C). L'utilisation de ces 4 formes géométriques permet un assemblage auto-soutenu quasi sphérique [Pug 76]. L'angle solide moyen d'un détecteur est de l'ordre de 77.5 msr .

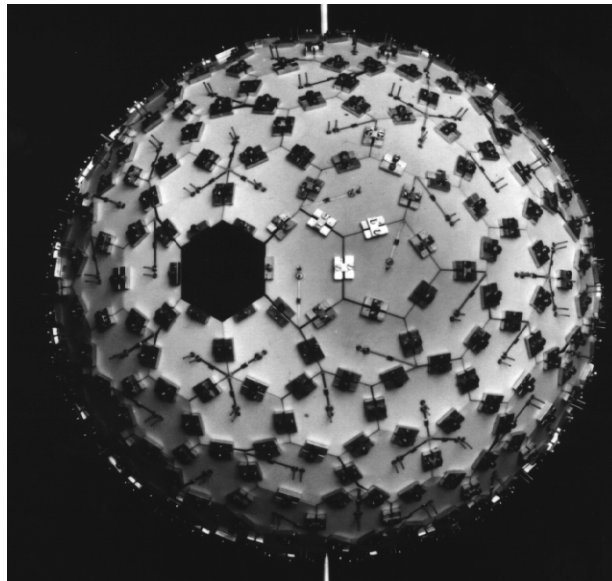


FIG. 2.6 – Photographie de la BSiB.

Sur les 162 détecteurs composant la BSiB seuls 151 ont été utilisés :

- deux détecteurs à l'avant et à l'arrière sont absents afin de permettre le passage du faisceau,
- deux détecteurs en haut et en bas ("up" et "down") sont absents pour permettre au porte-cible (vertical à 5 étages) de se mouvoir dans le sens vertical,

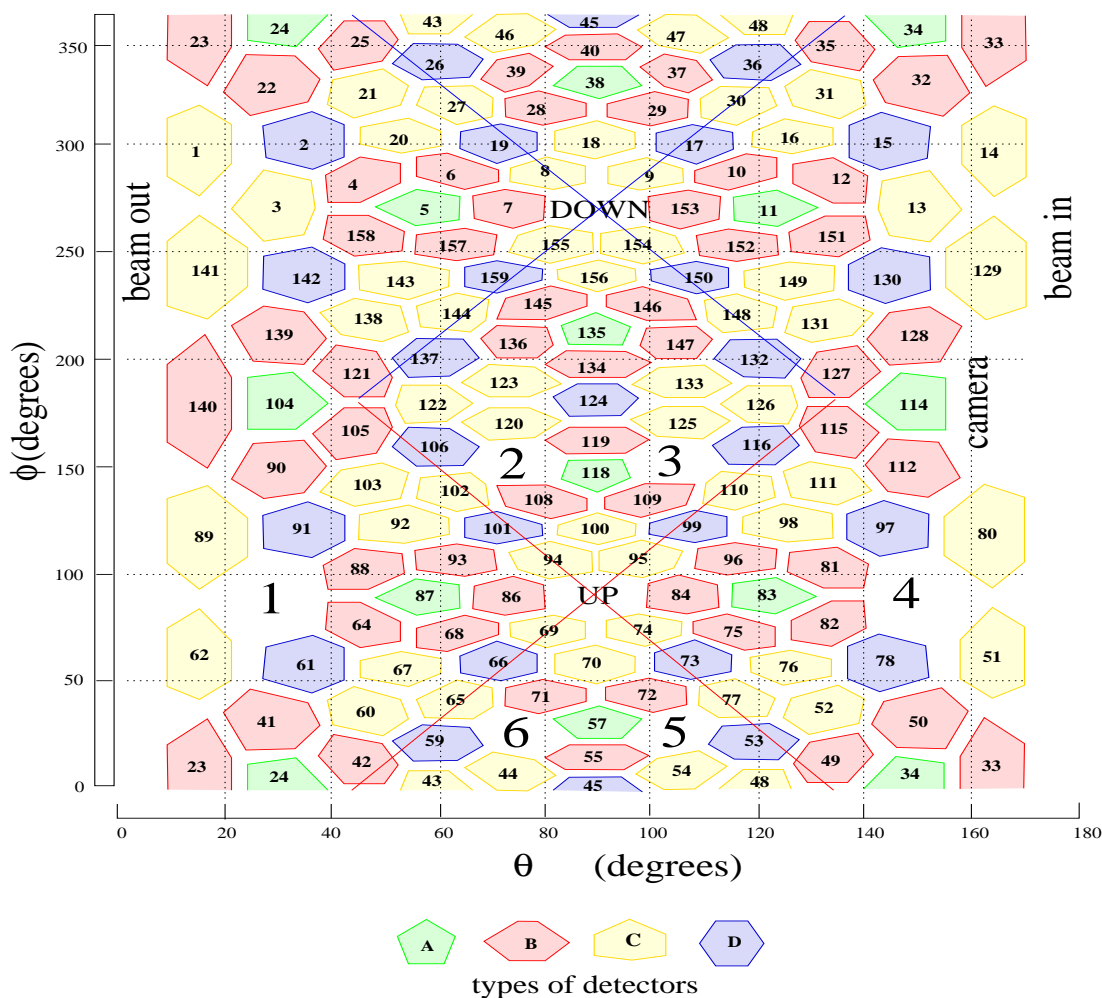


FIG. 2.7 – Représentation de la position des 162 détecteurs composant la BSiB avec leur projection dans le plan $(\theta\Phi)$. Les détecteurs manquants sont indiqués : “beam in”, “beam out” (passage du faisceau), “up”, “down” (le passage du porte-cible), de 1 à 6 (emplacement des télescopes) et “camera”.

- un détecteur est retiré afin de pouvoir visualiser la cible à l'aide d'une caméra située dans l'un des “échappements” de la BNB (“camera” sur la fig. 2.7),
- six détecteurs (numérotés de 1 à 6 sur la figure 2.7) ont été enlevés pour permettre l'utilisation des télescopes dont la description sera faite ci-dessous.

De ce fait la couverture angulaire (surface active) de la BSiB représente environ 93% de 4π . Nous verrons dans le chapitre 5 que sur les 151 détecteurs présents, un certain nombre ayant des problèmes électroniques, la couverture angulaire ne représente alors plus que 87%.

Une tension de 75 V est appliquée sur chaque jonction afin d'avoir une zone déplétée maximale. Une surveillance en ligne des courants avec alarme, permet de suivre le bon fonctionnement des détecteurs.

Les seuils en énergie de détection de la BSiB sont très bas (2 MeV), cependant la technique $TOF - \Delta E$ (temps de vol et perte d'énergie) utilisée pour identifier les particules ne permet pas une différenciation isotopique de celles-ci (voir section 4.3.3). D'autre part l'épaisseur des jonctions au Silicium ($500 \mu m$) n'est pas suffisante pour construire un spectre large en énergie des particules légères.

2.2.3 Les télescopes

Les télescopes constituent l'outil que nous avons développé dans le cadre de notre étude sur l'émission des particules légères chargées dans les réactions de spallation. Ils ont été construits au GANIL et ajoutés au dispositif décrit précédemment de façon à pouvoir séparer les isotopes des particules légères chargées et de mesurer leur spectre en énergie sur une large gamme, à différents angles.

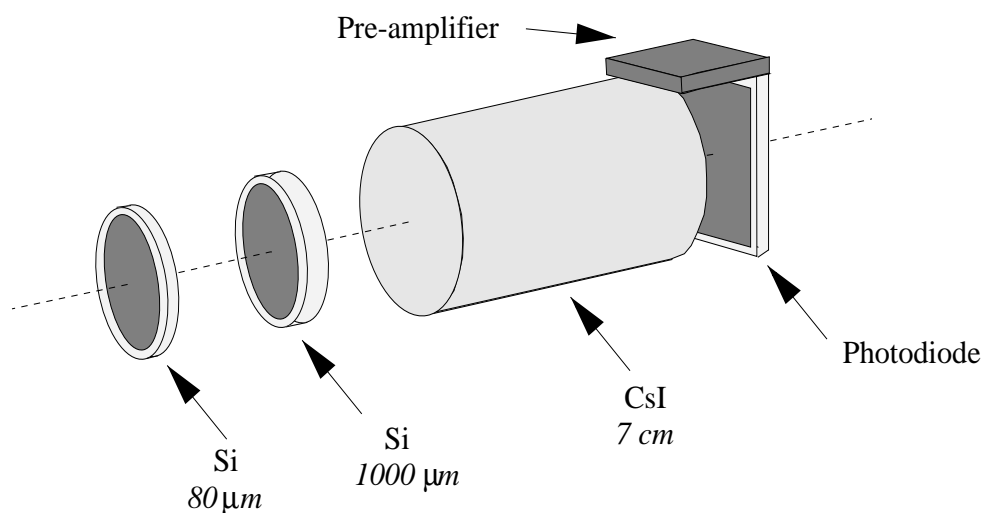


FIG. 2.8 – Schéma de la composition d'un télescope.

Le cahier des charges pour ces télescopes était de couvrir un angle solide très proche de celui couvert par le détecteur Si de la BSiB qu'il remplace, de couvrir une gamme en énergie étendue pour les particules les plus légères (protons), et de tenir dans un encombrement restreint de 10 cm en profondeur (distance entre la BSiB et la chambre à réaction). Le choix s'est porté sur un montage à trois étages composé d'une jonction silicium de $80 \mu m$ d'épaisseur, d'une jonction silicium de $1000 \mu m$ d'épaisseur, d'un cristal d'iodure de Césium

(CsI) de 7 cm d'épaisseur, dopé au thalium (Tl), couplé à une photodiode. Le télescope ainsi constitué après "habillement" mesure 9.7 cm de profondeur. Les positions de chaque télescope sont indiquées dans le tableau 2.3 et représentées figure 2.9 par rapport à l'axe du faisceau.

Il est à noter que les télescopes 3 et 5, d'une part, 2 et 6, d'autre part, sont à un même angle radial de 105° et 75° , respectivement.

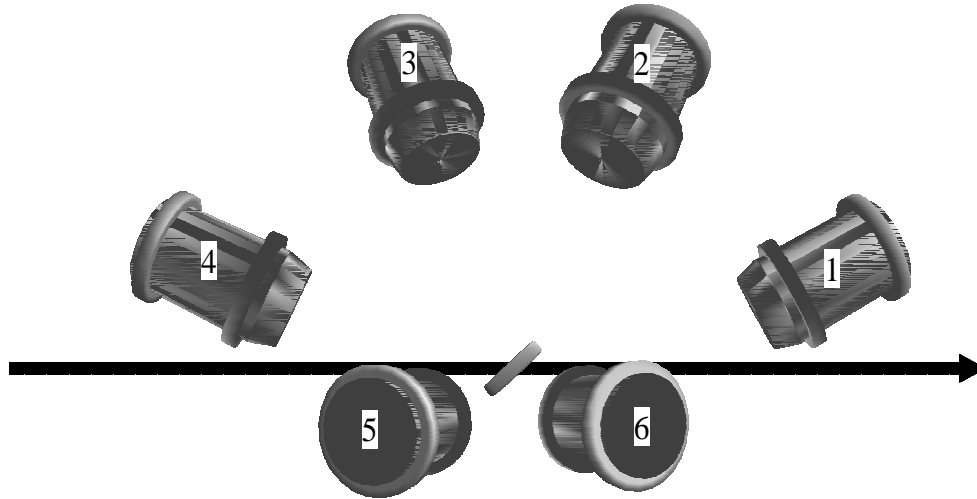


FIG. 2.9 – Visualisation schématique de la position des télescopes par rapport à la cible.

Les jonctions au silicium

Les jonctions au Si² 80 et 1000 μm ont une surface active de 300 mm². Les jonctions Si de 1000 μm sont en fait composées de deux jonctions Si de 500 μm , carrées, de 17.3 mm de côté, dont les deux faces arrière sont connectées. Les épaisseurs exactes (données par le constructeur et mesurées par perte d'énergie de différentes particules) ainsi que les tensions appliquées sont indiquées dans le tableau 2.4. La résolution donnée pour des particules alpha de 5.5 MeV est de 25 et 15 keV pour les détecteurs 80 et 1000 μm respectivement (donnée par le constructeur).

Un test réalisé avec un faisceau de protons de 1.8 GeV et des détecteurs de 500 μm d'épaisseur pour le second membre [Enk 99] a montré l'utilité d'une épaisseur de 1000 μm pour étendre le spectre des protons de 80 MeV à plus de 150 MeV.

Les scintillateurs de Iodure de Césium

Les scintillateurs d'iodure de Césium dopés au Thalium ont été ajoutés afin de pouvoir mesurer les énergies des protons, deutons et tritons (p, d, t) jusqu'à 200 MeV. Le diamètre des CsI(Tl) est de 4 cm ce qui représente une surface active de 12.56 cm². Le diamètre a été choisi afin qu'une particule touchant le bord d'un détecteur silicium, se propageant

N°	θ (degré)	Φ (degré)	r (mm)
1	30	90	118
2	75	27	117
3	105	27	115
4	150	90	115
5	105	153	114
6	75	153	119

TAB. 2.3 – Positions en (r, θ, Φ) de la face avant des six télescopes.

N°	80 μ m		1000 μ m		CsI +photodiode	
	e (μ m)	U (V)	e (μ m)	U (V)	e (μ m)	U (V)
1	89	50	2 \times 508	80	7cm	100
2	89	50.1	2 \times 508	79.8	7cm	100
3	89	50	2 \times 508	80	7cm	100
4	89	50.1	2 \times 508	79.9	7cm	100.2
5	84	50	2 \times 508	80	7cm	100
6	89	50	2 \times 508	80	7cm	100.1

TAB. 2.4 – Epaisseur effective (e), tension d'alimentation(U) des trois composantes de chaque télescope.

en ligne droite, ne puisse pas sortir latéralement du CsI(Tl). Le signal lumineux généré dans le scintillateur par une particule est “lu” par une photodiode collée optiquement à l’arrière du cristal. La surface latérale du cristal est enrobée de trois couches de PTFE (38 μ m d’épaisseur) et d’une couche de mylar aluminisé (14 μ m d’épaisseur) pour réfléchir la lumière. La face frontale est recouverte d’une fine couche de mylar métallisé (12 μ m d’épaisseur) et la face arrière est polie.

2.3 Electronique et acquisition des données

Un schéma global récapitulatif de l’électronique du système de détection NESSI ainsi que de la logique de déclenchement et l’acquisition des données est montré fig. 2.10. Ce schéma est une simplification du schéma de déclenchement que l’on trouvera en annexe (Annexe B).

2.3.1 L’électronique des détecteurs

La Boule à Neutrons

Les 24 photomultiplicateurs (PM) de la BNB donnent chacun un signal lent (provenant d’une des dynodes) et un signal rapide (provenant de l’anode). Le premier signal est utilisé

pour déterminer le dépôt d'énergie dans la BNB (quantité de lumière) et le second, dédoublé en deux voies, pour détecter une réaction (signal prompt) et pour compter le nombre de flashes lumineux générés par la capture des neutrons (signaux retardés).

- Quantité de lumière (Light): les signaux lents sont sommés puis amplifiés avec deux gains différents de façon à couvrir une grande gamme en énergie (de 2 à 1200 MeV). Ces deux signaux sont ensuite codés par deux codeurs d'amplitude (ADC) afin d'obtenir la quantité de lumière générée.
- Signal prompt : les signaux rapides de la première voie sont sommés puis transformés, via un discriminateur à fraction constante (CFD), en trois signaux logiques avec des seuils en énergie différents : un seuil bas de 2 MeV servant au déclenchement, un seuil moyen de 6-8 MeV et un seuil haut servant à rejeter les empilements de réaction (double réaction).
- Multiplicité de neutrons (Mn): chaque signal rapide de la seconde voie est transformé en signal logique par un CFD, puis les 24 signaux logiques sont regroupés par 8. Les 3 signaux résultants sont envoyés sur une unité de coïncidence³ dont le signal de sortie est fixé à 36 ns (ce qui fixe le temps mort de la BNB à 39.6 ns). Le nombre de signaux est ensuite compté pendant une durée de 44 μs (porte de comptage) et codé par un registre d'entrée "input register" qui code sur 12 bits. Les 7 premiers bits sont utilisés pour coder la multiplicité et les 5 bits restant sont utilisés pour marquer des événements particuliers: émission de neutrons par le Cf, seconde porte de comptage, détection en coïncidence d'un rayonnement cosmique, forte lumière, double réaction + un signal sur les véto. Deux unités de coïncidences sont utilisées en parallèle, l'une imposant une coïncidence entre au moins trois photomultiplicateurs et l'autre entre au moins quatre photomultiplicateurs.
- Porte de comptage : la porte de comptage est fixée à 44 μs , ce qui permet d'intégrer 98% des captures de neutrons (section 2.1.2), et est ouverte 700 ns après la détection d'une réaction par le signal prompt. La porte de comptage peut être en outre ouverte par : un signal qui survient 400 μs après la première porte (mesure du bruit de fond), la fission du Cf (mesure des neutrons de fission), la détection d'un rayonnement cosmique (mesure du signal induit par les rayons cosmiques).

La Boule à Silicium

Chaque jonction au Silicium est reliée à un pré-amplificateur dont le rôle est d'amplifier le signal produit par la collection des charges libérées par la particule chargée. Ce signal est ensuite conduit vers un amplificateur de charge et distribué ensuite sur trois modules CAMAC à huit entrées de la marque SILENA :

- QDC (codeur de charge) : donne l'information énergie en intégrant la charge,

3. Co 4010

- ADC (analyseur d'amplitude) : permet une analyse en forme du signal. Selon le Z de la particule la forme du signal sera différente. Le signal est préalablement étiré par un "stretcher" avant d'être envoyé sur l'ADC [Boh 92],
- TDC (convertisseur de temps) : mesure le temps entre le signal de déclenchement maître et le signal provenant d'un détecteur de la BSiB. Ce dernier signal est préalablement transformé en un signal logique par un CFD et dédoublé de façon à ce que le signal serve aussi au déclenchement.

Ainsi pour chaque événement, chacun des détecteurs Silicium donne un jeu de trois paramètres : l'énergie E déposée, le temps de vol TOF et un signal lié à sa forme et dépendant du Z de la particule. Pour l'analyse et dans le cadre de ce travail expérimental (voir section 4.3.3), seules les informations relatives à l'énergie E et au temps de vol TOF ont été utilisées.

Les télescopes

Les signaux analogiques créés dans les jonctions au Silicium sont amplifiés par des pré-amplificateurs⁴ placés à l'extérieur de la BNB mais suffisamment proches afin de réduire le bruit électronique. Les signaux créés dans les CsI sont lus par les photodiodes et les signaux sont amplifiés par des pré-amplificateurs⁵ directement montés sur les télescopes. Les signaux lents des jonctions Si de $80 \mu\text{m}$ et des CsI sont ensuite amplifiés puis codés par un ADC.

Le signal lent en sortie des pré-amplificateurs des jonctions Si de $1000 \mu\text{m}$ est dédoublé, de façon à créer deux voies d'amplification avec un gain faible et un gain fort (pour les protons), puis chacun des signaux est codé par un ADC. Ceci s'est avéré nécessaire afin de conserver une grande dynamique (des protons jusqu'aux noyaux de carbone), sinon les seuils sur les ADC imposaient une coupure progressive en énergie sur les protons, à partir de 50 MeV.

Le signal rapide des détecteurs Si de $1000 \mu\text{m}$ est utilisé pour déclencher l'acquisition. Pour ce faire, le signal est amplifié par un amplificateur rapide puis transformé en un signal logique. Un OU de tous les signaux est réalisé afin d'être envoyé dans le circuit de déclenchement.

La faible distance de vol (11 cm) ne permet pas d'utiliser la technique $\Delta E - TOF$ pour faire une séparation en masse des particules légères arrêtées dans le premier membre des télescopes. C'est pourquoi ceux-ci n'ont pas été utilisés pour le déclenchement, et ceci a pour conséquence des seuils moyens de détection de 4, 15 et 25 MeV pour les H, He et Li respectivement (voir section 4.3.2 pour le détail).

4. de la marque CANBERRA

5. de la marque HAMAMATSU

2.3.2 La logique de déclenchement

Le déclenchement de l'acquisition de données est réalisé par la coïncidence d'un signal "start" (S1), validé par un signal prompt dans la BNB (voir section 4.2.2), avec un signal dans l'un des sous-ensembles : BSiB, BNB, télescopes ou lui-même. L'acquisition ne peut être déclenchée si elle n'est pas libre pour la lecture ou si le faisceau n'est pas présent (hors période de déversement). Afin de limiter les excès et chutes d'intensité en début et en fin d'extraction, l'acquisition ne peut être déclenchée que quelques secondes après le début et la fin du cycle d'extraction (voir section 4.1).

Pour résumer, l'acquisition peut être déclenchée par :

- un signal dans S1, afin de compter les particules incidentes, et échantillonné, afin de ne pas saturer l'acquisition,
- un signal prompt de la BNB marquant une réaction (en coïncidence avec S1),
- un signal d'au moins une jonction Si de la BSiB (en coïncidence avec S1),
- un signal d'au moins une jonction Si de 1000 μm des télescopes (en coïncidence avec S1),
- une fission du Cf,
- l'ouverture d'une seconde porte pour mesurer le bruit de fond dans la BNB,
- la détection de rayons cosmiques.

2.3.3 L'acquisition des données

Le système d'acquisition de données a été développé par les physiciens et informaticiens du Hahn-Meitner-Institute de Berlin (HMI) [Zie 94] et permet de manipuler environ 550 paramètres avec une lecture de sortie au format ECL.

Les modules de conversion des signaux électroniques provenant des détecteurs (TDC, QDC, ADC,...) sont des modules CAMAC. Le contrôle et la lecture des données de ces modules sont réalisés par un processeur VME. Les données sont acheminées au VME par un BUS Fera ECL rapide (10 Mbytes/s). Le processeur de contrôle VME tourne sous le système d'opération en temps réel OS9 et est attaché au réseau local via une liaison Ethernet. Les informations sont ensuite lues via le protocole TCP/IP par un PC et stockées sur disque dur. La mémoire tampon est vidée environ tous les 500 événements.

Le système de saisie des données DASP (Data Acquisition Software Package) [Zie 96] a été développé sous UNIX pour des ordinateurs SUN. Il a du être adapté pour fonctionner sur un ordinateur PC fonctionnant avec le système d'exploitation LINUX. Toute l'expérience est contrôlée à partir de cet ordinateur (configuration du "hardware", début et fin de l'acquisition,...). L'analyse et les représentations graphiques en ligne et hors ligne sont assurés par le logiciel PAW.

Première partie

Etude de la réaction $Au(p,x)X$ à 2.5
GeV

Chapitre 3

Introduction

Le processus d'interaction d'une particule légère de grande énergie (0.1 à 10 GeV) avec un noyau a été décrit par Serber [Ser 47] comme un processus en deux étapes. Durant la première étape, la particule incidente transfère une partie de son énergie au noyau par une succession de collisions hadroniques dans le noyau. Cette étape, hors équilibre et rapide (10^{-22} s), est décrite par des modèles de cascade intra-nucléaire (INC). Après un certain nombre de collisions, dépendant du paramètre d'impact, les caractéristiques des particules émises sont proches des caractéristiques des particules évaporées (distribution angulaire isotrope, énergie cinétique des particules proche de celle des particules évaporées, temps caractéristique d'évaporation). On suppose alors que l'énergie résiduelle, déposée dans le noyau, est thermalisée. La deuxième étape est plus longue (10^{-16} s) et décrite par des modèles de désexcitation statistique qui traitent la dissipation de l'énergie selon trois processus en compétitions: l'évaporation de particules légères, la fission du noyau et l'émission de fragments de masse intermédiaire (FMI).

Cette première partie est consacrée à l'étude de la réaction p+Au à 2.5 GeV dont l'objectif est d'extraire le maximum d'informations sur l'interaction du proton incident avec le noyau cible et la réponse du noyau à cette excitation à travers la mesure des particules émises. Ces informations sont fournies par la mesure des multiplicités de particules légères (particules chargées et neutrons) et de la mesure des caractéristiques cinématiques des particules chargées légères.

Les multiplicités de particules légères donnent accès à l'énergie d'excitation du noyau résiduel après la cascade INC, comme nous allons le montrer dans la suite. C'est donc en premier lieu un test du modèle de cascade INC, permettant une étude différenciée du processus de spallation en fonction de l'énergie déposée dans le noyau.

La mesure des caractéristiques cinématiques des particules chargées permet une différenciation du processus dans le temps, comme nous verrons dans la suite, et l'étude de l'évolution du système vers un état d'équilibre. C'est donc à la fois un test des modèles de cascade INC et de désexcitation statistique. Nous verrons en outre que l'étude des particules composites apporte des informations sur l'occupation de l'espace de phase des nucléons en surface du noyau.

Dans cette première partie de l'exposé, nous avons fait le choix de simuler la réaction

de spallation en y introduisant les effets de la détection et de comparer ensuite les résultats de cette simulation aux résultats de l'expérience tels qu'ils sont obtenus.

Ce choix a été motivé par le souci de tenir compte de tous les effets des biais expérimentaux et des fluctuations qu'ils peuvent entraîner sur les mesures. Cette façon de procéder nous permet aussi de maintenir les corrélations qui existent entre les différentes observables expérimentales et de pouvoir réellement faire une étude exclusive.

La partie se divise en quatre chapitres qui présentent le cadre expérimental et le traitement des données (chap. 4), la description des modèles utilisés et leur couplage (chap. 5), la comparaison des résultats expérimentaux et des simulations (chap. 6) et enfin une étude plus spécifique du prééquilibre dans le cadre d'un modèle de coalescence (chap. 7).

Chapitre 4

Expérience et traitement des données

L'expérience menant à l'étude de la réaction $^{197}\text{Au}(p, x)X$ à 2.5 GeV a été réalisée à l'aide du système de détection NESSI (voir Chapitre 2). Le faisceau de protons a été fourni par l'accélérateur COSY du KFA de Jülich avec une intensité maximale de $1.5 \cdot 10^6$ p/s, le taux de comptage étant limité par deux facteurs : la structure temporelle du faisceau et la réponse de la chaîne électronique du détecteur de normalisation.

Cette mesure, qui a duré presque 30 heures, fait partie d'une campagne en cibles minces (de quelques centaines de $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ à quelques g/cm^2) dont les objectifs étaient de déterminer :

- les sections efficaces de réaction pour des cibles d'éléments variant de $Z=13$ à $Z=92$, pour trois énergies incidentes : 0.8, 1.2 et 2.5 GeV,
- la production de particules légères (neutres et chargées) induites par des protons dans la même gamme en énergie sur des éléments de la même gamme en Z ,
- les sections efficaces de fission des noyaux d' ^{238}U et d' ^{197}Au en fonction de l'énergie déposée dans le noyau.

Dans ce chapitre nous allons décrire le montage expérimental ainsi que le traitement des données provenant de chacun des détecteurs en nous focalisant uniquement sur la réaction qui nous intéresse. La discussion des résultats viendra aux Chapitres 6 et 7.

4.1 Production de protons à COSY

Le système de détection NESSI a été installé sur une ligne "externe" (fig. 4.1) du synchrotron COSY (abréviation de COoler SYnchrotron) du Forschungszentrum Jülich (FZJ) en Allemagne. Le synchrotron délivre un faisceau de protons à des énergies comprises entre 40 et 2500 MeV (300 et 3300 MeV/c) pour une intensité d'extraction pouvant atteindre 10^9 p/s.

Les premiers travaux de construction de COSY ont débuté en 1988 et l'accélérateur a été inauguré en avril 1993. COSY se compose d'un cyclotron injecteur (JULIC) et d'un

anneau de stockage de 180 m de périmètre avec deux lignes droites de 40 m de long (fig. 4.1) [Mai 97]. Les H^- produits par la source d'ions sont accélérés par le cyclotron puis injectés dans l'anneau de stockage après avoir traversé un épilucheur à l'entrée de l'anneau. Dans l'anneau, les protons sont accélérés, déviés par des dipôles et focalisés par des quadropôles. Afin de contenir la dispersion du faisceau à l'intérieur de l'anneau, celle-ci est en permanence corrigée par refroidissement électronique et stochastique. Le premier s'applique aux basses énergies (jusqu'à quelques centaines de MeV) et permet de corriger l'acceptance en x et en y ainsi que $\frac{\Delta p}{p}$, tandis que le second, plus lent, ne s'applique que sur une gamme en énergie comprise entre 0.8 et 2.5 GeV et ne corrige que la composante transverse de l'impulsion [Kil 93]. Le processus complet d'injection et d'accélération dure une dizaine de secondes.

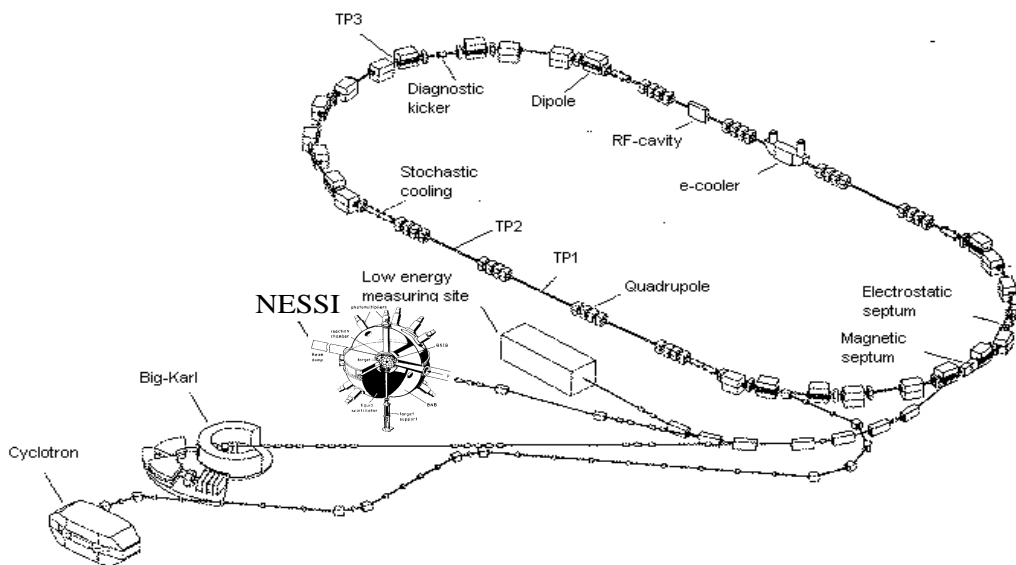


FIG. 4.1 – Schéma de l'accélérateur COSY : du cyclotron injecteur aux détecteurs en passant par l'anneau de stockage

Les expériences peuvent être installées en “interne”, directement dans l'anneau de stockage (la limite de chargement est de $2 \cdot 10^{11}$ p/s), ou bien en “externe”. Le faisceau est alors extrait de manière stochastique grâce à deux septums (un septum électrostatique et un septum magnétique) puis dirigé vers les salles d'expériences. Le cycle d'extraction peut durer de quelques dizaines de secondes à quelques minutes et l'intensité maximale est de 10^9 p/s.

Un exemple de la variation de l'intensité des protons lors d'un cycle d'extraction est montré figure 4.2 pour un faisceau de protons de 2.5 GeV et une intensité moyenne de $1.3 \cdot 10^6$ p/s où l'on voit un maximum au début de l'extraction suivi d'une intensité plus ou

moins constante et d'une chute en fin d'extraction. L'acquisition est déclenchée quelques secondes après le début et arrêtée avant la fin de l'extraction afin d'éviter ce mauvais contrôle des deux extrêmes.

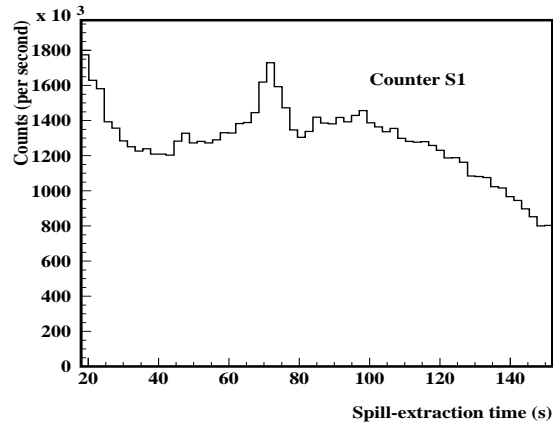


FIG. 4.2 – Exemple de distribution d'intensité d'un faisceau de 2.5 GeV pour une intensité moyenne de 10^6 p/s, mesurée par le scintillateur S1, durant une phase d'extraction (158 s).

Cependant nous avons mis en évidence une sous-structure en temps du faisceau dont les conséquences seront détaillées à la section 4.3.3. Celle-ci a été mesurée en échantillonnant le signal donné par l'anode du scintillateur S1 plongé dans le faisceau (voir section 4.2 et schéma électronique) et est représentée figure 4.3. On voit apparaître une “macro”-structure correspondant à la période de révolution des protons dans l'anneau (636 ns pour un proton de 2.5 GeV) et une “micro”-structure correspondant à la huitième harmonique de la fréquence de rotation (79.53 ns).

Cette sous-structure entraîne des “bouffées” temporelles d'intensité pouvant perturber les mesures de temps de vol (section 4.3.3). D'autre part, une telle structure impose de travailler avec des intensités moyennes relativement faibles et conduit à un temps de comptage plutôt long.

4.2 Description de l'expérience

4.2.1 Le montage

Le montage expérimental est représenté schématiquement sur la figure 4.4 et utilise les trois détecteurs décrits au Chapitre 2: la Boule à Neutrons (BNB), la Boule à Silicium (BSiB) et les six télescopes dans la configuration du schéma.

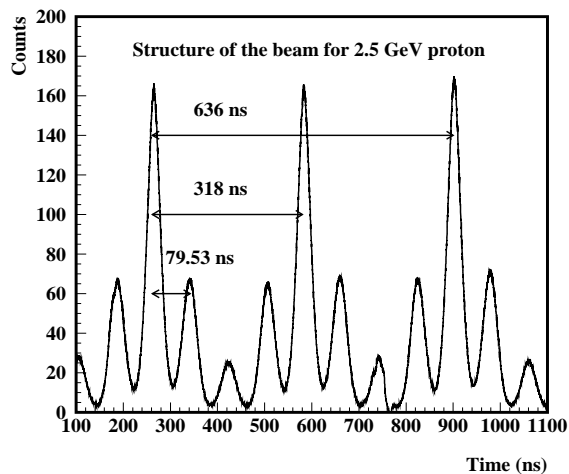


FIG. 4.3 – Structure en temps du faisceau de proton mesurée à partir du signal sur le scintillateur $S1$.

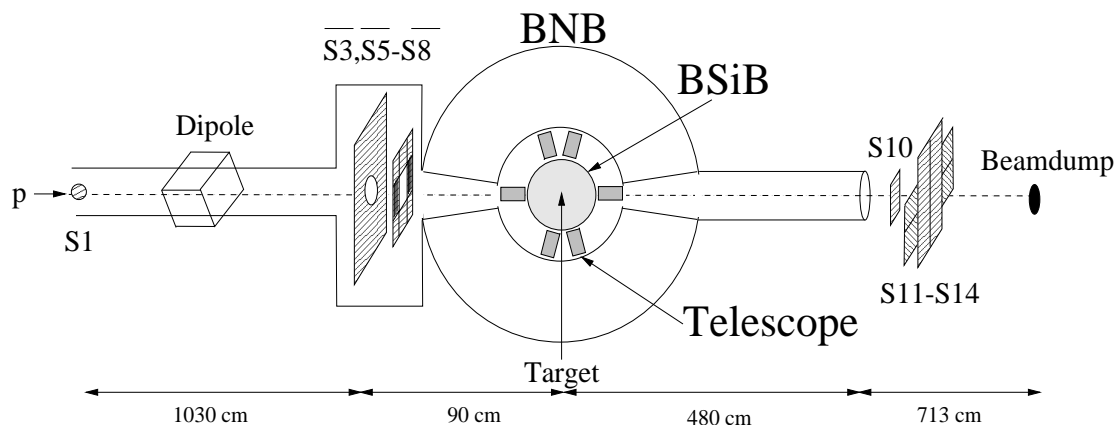


FIG. 4.4 – Schéma du dispositif utilisé pour les mesures en cibles minces montrant la BNB, la BSiB, les télescopes ainsi que le scintillateur de déclenchement ($S1$) et les scintillateurs d'alignement ($\overline{S3}$, $\overline{S5-S8}$ et $S10, S11-S14$). Le schéma n'est pas à l'échelle et représente une vue de dessus.

Détecteurs	$(L \times l)$ (cm ²)	e (mm)	dist (cm)
S1	$\phi = 2$ cm	0.3	1126
S3	27.5×27.5	4.0	92.5
S5-S8	4×8	4.0	84.0
S10	10×10	3.0	482.5
S11 – S14	25×10	3.0	508.5
Beamdump			≈ 1193

TAB. 4.1 – Dimensions et positions des scintillateurs plastiques utilisés. ($L \times l$ = longueur \times largeur, e = épaisseur et $dist$ = distance par rapport à la cible).

Les protons sont enregistrés par le détecteur S1 placé 11 m avant la cible. Celui-ci est composé d'un scintillateur plastique de 0.3 mm d'épaisseur, couplé optiquement à un photomultiplicateur rapide. Sa présence dans le faisceau est peu perturbatrice et de plus, la grande distance choisie entre S1 et la cible permet d'éliminer les protons les plus diffusés par le scintillateur. Le temps mort pour le comptage d'un proton est de 10 ns.

Deux dipôles permettent de focaliser le faisceau de protons sur la position de la cible. Afin d'éliminer toutes les particules en dehors de l'axe du faisceau (provenant d'une diffusion dans S1 ou provenant du halo entourant le faisceau), un ensemble de scintillateurs plastiques (S3, S5-S8) est placé à l'entrée de la Boule à Neutrons en anticoïncidence passive (marquage). Le premier (S3) est un large détecteur de 27.5×27.5 cm² avec un trou central de 4.5×4.5 cm² (tab. 4.1). Derrière S3 sont placés 4 détecteurs (deux horizontaux et deux verticaux) disposés de manière à former un trou central carré dont les dimensions varient avec la distance entre les bords des détecteurs. Le trou ainsi formé est axé sur le faisceau et sa dimension est fixée à 10×10 mm² ce qui laisse passer environ 96% de l'intensité du faisceau. Lorsque l'un de ces détecteurs (nommés dans la suite "VETOS") est touché, l'événement est marqué ce qui permet lors de l'analyse de supprimer cet événement pour lequel le proton incident se trouvait excentré par rapport au coeur du faisceau.

La probabilité de réaction dans les cibles utilisées est faible, de sorte que la plupart des protons passent la cible sans interaction et sont alors détectés dans l'ensemble S10, S11-S14 (scintillateurs plastiques reliés à des photomultiplicateurs) placé en sortie du tube. Ces détecteurs permettent, en ligne, de surveiller l'alignement du faisceau (sa transmission).

Le faisceau est arrêté dans un arrêt faisceau placé à 11 m de la cible. Les mesures se sont déroulées avec un vide inférieur à 10^{-6} bars.

4.2.2 Aspects expérimentaux

La cible et l'intensité du faisceau

La première contrainte que rencontre une expérience est le temps de faisceau qui lui est imparti. Cette contrainte oblige à optimiser l'ensemble épaisseur de cible - intensité de faisceau de façon à produire le maximum de données de "bonne qualité" avec une statistique suffisante.

La contrainte de notre dispositif sur l'intensité est imposée par le temps de capture des neutrons nécessitant un temps de comptage de $44 \mu\text{s}$ (section 2.1.2) durant lequel une seule réaction doit avoir lieu. C'est donc un facteur limitatif pour l'intensité du faisceau car une intensité trop élevée entraînerait un nombre croissant d'empilements de neutrons. Cependant, les deux principaux facteurs limitatifs concernant l'intensité de faisceau étaient sa pulsation (section 4.1) et la réponse de S1 (au-delà de 2.10^6 p/s S1 n'est plus capable de dénombrer chaque proton incident). C'est pourquoi nous avons travaillé avec une intensité maximale de l'ordre de $1.5 \cdot 10^6$ p/s. Nous avons vérifié qu'une telle intensité ne déteriorait pas les mesures de section efficace avec les télescopes. Cependant pour des mesures plus spécifiques de sections efficaces avec la BSiB, l'intensité a été réduite à $1-2 \cdot 10^5$ p/s.

Nous avons choisi une cible d'Au de 8.7 mg/cm^2 d'épaisseur. Au-delà de cette épaisseur, les particules les plus lourdes ($Z=2$, $Z=3$, ...) sont trop ralenties dans la cible pour que la perte d'énergie puisse être corrigée. Afin de minimiser les pertes d'énergie, dans la cible, des produits détectés dans la plupart des télescopes, celle-ci a été tournée de 45° par rapport à l'axe du faisceau. Cette position a en outre l'avantage d'augmenter l'épaisseur de cible traversée par le faisceau et donc le nombre de réactions.

Les cibles sont montées sur un porte-cible vertical (5 cibles au maximum) qui peut se mouvoir verticalement au centre de la chambre à réaction et de la BSiB. Le positionnement d'une cible dans le faisceau est faite à l'aide d'une caméra sur laquelle la position du faisceau à été préalablement marquée par le point lumineux renvoyé par le faisceau lorsque celui-ci vient frapper un quartz monter sur le porte cible à la place d'une cible. La précision est d'environ 0.5 mm .

Le déclenchement

Le nombre de réactions étant de l'ordre d'une centaine par seconde avec une intensité de faisceau de l'ordre de $1.5 \cdot 10^6$ p/s, il est impossible, dans de telles conditions, d'utiliser un déclenchement inclusif (déclenchement par S1 seul). Une condition supplémentaire sur la présence d'un signal dans l'un des sous-ensembles BNB, BSiB et télescopes est requise pour déclencher l'acquisition. Cette condition permet de ne stocker que les événements intéressants.

4.3 Traitement des données

La première phase de l'analyse consiste à sélectionner les bons événements (particules et réactions) et à les isoler des événements parasites. Il s'agit donc d'un traitement de tous les détecteurs que nous allons décrire dans cette section. Nous évaluerons également les erreurs systématiques.

4.3.1 Expression des sections efficaces mesurées

Une caractéristique importante de notre dispositif consiste à pouvoir sélectionner une réaction et donc de calculer la section efficace de réaction qui s'écrit :

$$\sigma_{reac} = \frac{N_r}{N_0} \times \frac{A}{N \cdot \rho_f} \quad (4.1)$$

N_r	nombre de réactions
N_0	nombre de particules incidentes
A	masse de l'élément de la cible (en g/mol)
N	Nombre d'Avogadro ($6.023 \cdot 10^{23} at/mol$)
ρ_f	épaisseur effective de la cible (en g/cm^2)

mais aussi de pouvoir mesurer les sections efficaces de production des particules chargées qui s'écrivent pour une particule i détectée dans un angle solide $d\Omega$:

$$\frac{d\sigma_i}{d\Omega} = \frac{n_i}{N_0} \times \frac{A}{N \cdot \rho_f \cdot d\Omega} \quad (4.2)$$

où n_i est le nombre de particules i détectées.

Sélection d'une réaction dans la cible

Une réaction nucléaire dans la cible est mise en évidence par la coïncidence entre un signal dans S1 (présence d'un proton incident) et un signal dans l'un quelconque des sous-ensembles de détection, BNB, BSiB et télescopes. Pour une cible de masse élevée comme Au, l'émission d'une particule chargée évaporée s'accompagne toujours de l'émission conséquente de neutrons et de rayonnements γ qui ne peuvent que déclencher simultanément la BNB. Cette dernière fournit donc un temps relatif à l'interaction de la particule incidente dans la cible (TOF_{S1-BNB}) qui peut être utilisé seul pour marquer l'existence d'une réaction.

Les figures 4.5 a) et b) montrent comment se répartissent les événements en fonction de ce temps et de la multiplicité de neutrons pour deux mesures réalisées avec et sans cible (mais avec le porte-cible), respectivement. On observe une composante d'événements à faible multiplicité non corrélée en temps avec le faisceau. Cette composante est liée au bruit de fond de la BNB et une grande partie peut être éliminée en imposant une fenêtre en temps (barres verticales). La partie subsistant peut être éliminée en imposant comme condition supplémentaire la détection en coïncidence d'une particule chargée (fig. 4.5 c et d). Cette condition est nécessaire pour éliminer événement par événement le bruit de fond et sera utilisée pour toutes les mesures qui vont suivre. Il faut noter que les réactions induites sur le porte-cible (fig. 4.5 d) sont complètement négligeables par rapport à celles induites sur la cible (fig. 4.5 c), preuve que les conditions imposées par les VETOS sont efficaces.

La traîne qui est observée à grand temps de vol (au-delà de 45 ns) est due à un mauvais déclenchement de S1 lié à la présence de deux particules incidentes dans un intervalle de temps inférieur à 10 ns (largeur du temps mort de S1) : le premier proton déclenche la mesure de temps de vol, sans qu'il y ait interaction dans la cible, alors que le second induit une réaction dans la cible. Ces événements sont rejetés par la fenêtre en temps. Cet

effet a été minimisé en réduisant l'intensité du faisceau mais demeure toujours présent à cause de la micro-structure en temps du faisceau (voir. fig. 4.3). C'est l'une des principales difficultés rencontrées à COSY qui a eu comme conséquence des mesures de relativement longues durées pour assurer des comptages avec des statistiques raisonnables.

Normalisation

La normalisation (nombre de protons incidents N_0) est assurée par le scintillateur S1 placé en amont du détecteur et s'écrit :

$$N_0 = (S_1 - S_1^0) \times \underbrace{(1 - D)}_{\simeq 92\%} \quad (4.3)$$

où S_1 désigne le comptage sur le scintillateur S1 et S_1^0 (5 coups/s) le taux de comptage sur S1 en l'absence de faisceau pendant la même durée. Le temps mort de l'acquisition est automatiquement pris en compte dans S_1 puisque le comptage ne se fait que si l'acquisition est déclenchée. D est la proportion d'événements rejetés (protons en dehors de l'axe du faisceau, double réaction) sur l'ensemble des événements ayant déclenché la BNB en coïncidence avec un signal dans S1 et dans la fenêtre de sélection d'une réaction. L'erreur systématique induite par ces corrections a été estimée à 2%.

Épaisseur effective de la cible

L'épaisseur ρ_f de cible traversée par le faisceau s'écrit alors :

$$\rho_f = \frac{\rho}{\sin \theta_T} \quad (4.4)$$

où ρ est l'épaisseur de la cible, et θ_T l'angle du plan de la cible avec l'axe du faisceau. Dans notre cas $\theta_T = 45^\circ$, $\rho = 8.7 \pm 0.35 \text{ mg/cm}^2$ et donc $\rho_f = 12.3 \pm 0.5 \text{ mg/cm}^2$.

L'angle de 45° ne pouvant être obtenu avec une grande précision, les mesures ont été renormalisées sur des mesures effectuées à 90° par rapport à l'axe du faisceau. L'erreur sur l'angle de la cible est de l'ordre de 8%.

L'énergie perdue dans la cible par les particules chargées est fonction de l'épaisseur de cible traversée. Nous avons calculé cette perte d'énergie en utilisant le programme de perte d'énergie SPAR basé sur la formulation de Bethe et Bloch [Bet 30], en supposant une réaction au centre de la cible (fig. 4.6). L'épaisseur de matière vue par une particule émise selon un angle θ et un angle φ à partir du centre de la cible est donnée par la formule :

$$X = \frac{\rho}{2} \left| \frac{1}{\sin \theta_T \cdot \cos \theta - \cos \theta_T \cdot \cos \varphi \cdot \sin \theta} \right| \quad (4.5)$$

Les pertes d'énergie dans la cible sont calculées pour chaque type de particule et pour chaque position de télescope. Les corrections sur les protons sont au maximum de 800 keV, mais pour les particules plus lourdes comme le Lithium, celles-ci peuvent atteindre jusqu'à 8 MeV dans le cas le plus défavorable. Afin de limiter l'effet de cette correction et

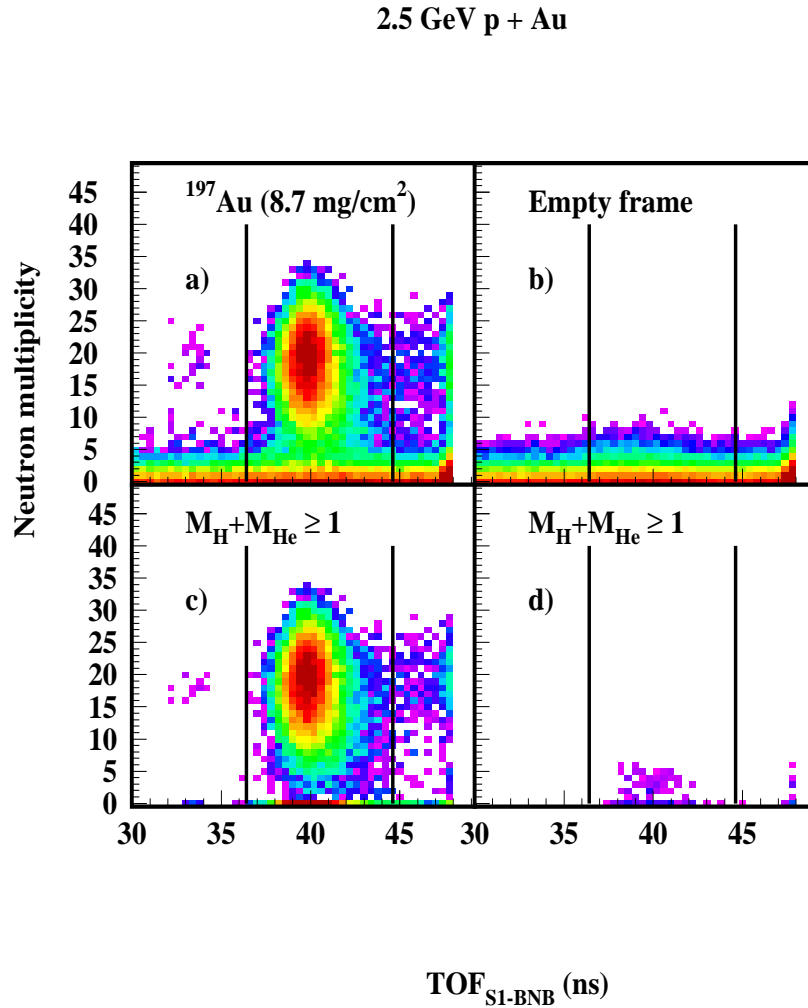


FIG. 4.5 – Distributions des événements selon le temps de vol mesuré entre un signal dans S1 et un signal prompt dans la BNB (TOF_{S1-BNB}) et la multiplicité de neutrons. Les mesures sont faites en présence d'une cible (a et c) ou en l'absence de cible mais avec le porte-cible (b et d). Dans les panneaux du bas, une condition sur la détection d'au moins une particule chargée est imposée.

profitant de doublons pour les angles intermédiaires, seuls les télescopes situés aux angles “favorables”, c’est à dire pour lesquels l’épaisseur de cible est minimale, ont été utilisés. Dans ce cas les corrections s’élèvent au maximum à 1 MeV pour des Li de 30 MeV et 100 keV pour des protons de 10 MeV.

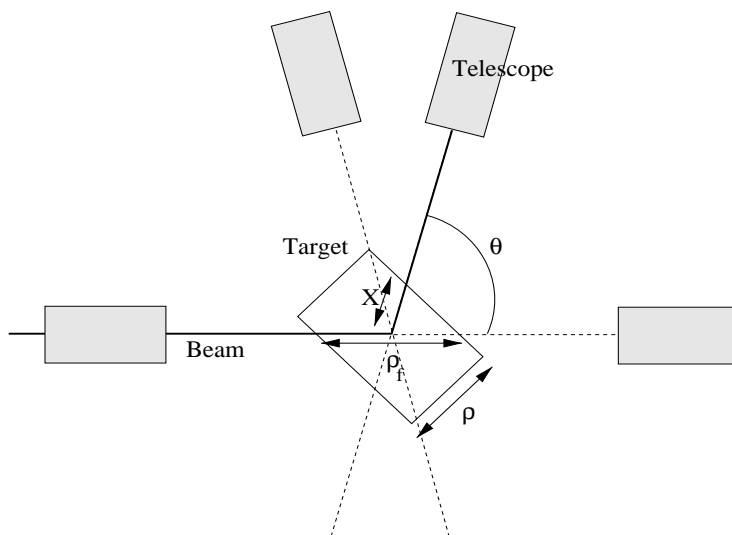


FIG. 4.6 – Schéma des épaisseurs de cibles vues par le faisceau et les particules émises.

Angle solide des télescopes

L’angle solide d’un détecteur est déterminé par sa surface et sa distance par rapport à la cible. Les détecteurs Si composant les télescopes ont une surface de 300 mm^2 , cependant la distance par rapport à la cible n’a pu être mesurée précisément. Les valeurs données dans la section 2.2.3 sont des valeurs grossièrement évaluées.

Une comparaison des taux de comptage pour les particules α mesurées par les télescopes et par les détecteurs de la BSiB situés aux mêmes angles permet d’évaluer les angles solides de chacun des télescopes.

Ainsi les angles solides des télescopes et de la BSiB sont traités de manière cohérente avec une erreur systématique que l’on peut estimer à 3%.

4.3.2 Traitement des télescopes

D’après la formule de Bethe (eq. 2.11) l’énergie déposée dans un matériau par interaction électronique est fonction de la masse, du numéro atomique et de l’énergie de la particule incidente. Le montage de détecteurs en télescope permet :

- une identification des particules chargées en corrélant l’énergie déposée dans chacun des membres du télescope (fig. 4.7, fig. 4.8 et fig. 4.9),
- une mesure de l’énergie de la particule.

Étalonnage des voies d'électronique des deux premiers membres (les jonctions Silicium)

L'étalonnage en énergie d'un détecteur se fait habituellement avec une source dont on connaît la nature des particules émises et leurs énergies. Pour étalonner les deux premiers détecteurs composant les télescopes, nous avons utilisé une source de ^{241}Am qui émet des α de 5.486 MeV (85%) et de 5.443 MeV (13%). Cette source donne a priori deux points d'étalonnage, mais compte tenu de la résolution de chaque voie imposée par une grande dynamique (de 0 à 60 MeV pour le premier membre et de 0 à 120 MeV pour le second) on ne peut séparer ces deux composantes. Il faut donc extrapoler à haute énergie en utilisant un générateur d'impulsions préalablement étalonné sur l'énergie des α de la source ($P(\alpha) = K.E_\alpha$). Le signal du générateur est envoyé sur le pré-amplificateur à travers une capacité "test". On obtient ainsi la réponse de la chaîne électronique (amplificateur et codeur d'amplitude ADC) à un signal d'amplitude donnée que l'on convertit en équivalent énergie. La réponse est alors ajustée par une fonction d'étalonnage qui donnera l'énergie associée à un canal. Ceci est fait pour les six télescopes et pour chacun des détecteurs Silicium.

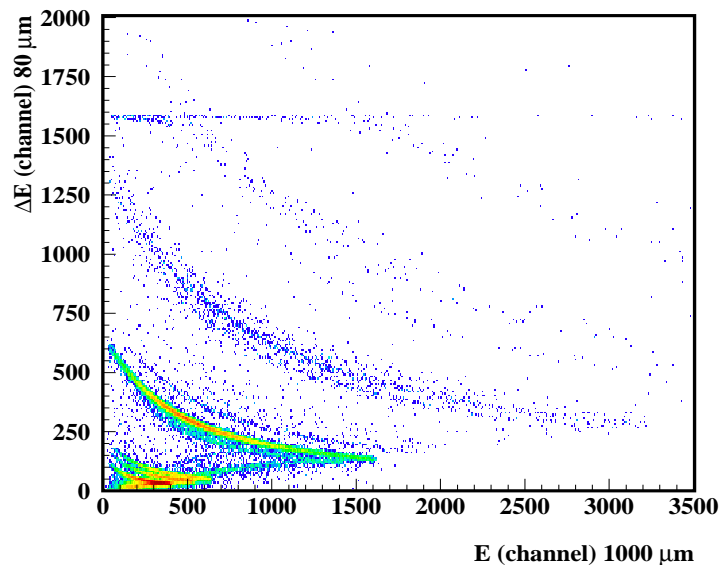


FIG. 4.7 – Matrice $E-\Delta E$ obtenue par les deux premiers membres du télescope 1 (détecteurs $80\ \mu\text{m}$ et $1000\ \mu\text{m}$). De bas en haut: H , He , Li , Be , B

Les figures 4.10a) et b) montrent la réponse de la chaîne électronique (en canaux),

pour le premier et le second membre du télescope 1, en fonction de l'amplitude du signal du générateur. Pour le premier membre, la réponse est linéaire jusqu'à proximité de la saturation de l'amplificateur (canal >2700) où elle devient non linéaire. Pour prendre en compte cet effet, la fonction d'étalonnage est une fonction par morceaux que l'on ajuste sur les points d'étalonnage :

$$\begin{cases} E(\text{MeV}) = (\alpha_1 + \beta_1 \cdot C(\text{canal})) / K & 0 \leq C(\text{canal}) \leq 2700 \\ E(\text{MeV}) = \frac{1}{K \sqrt{\gamma_1 + \delta_1 \cdot C(\text{canal})}} & C(\text{canal}) > 2700 \end{cases} \quad (4.6)$$

La réponse du deuxième membre n'est pas linéaire. La fonction d'étalonnage est un polynôme de degré trois :

$$E(\text{MeV}) = (\alpha_2 + \beta_2 \cdot C(\text{canal}) + \gamma_2 \cdot C(\text{canal})^2 + \delta_2 \cdot C(\text{canal})^3) / K \quad (4.7)$$

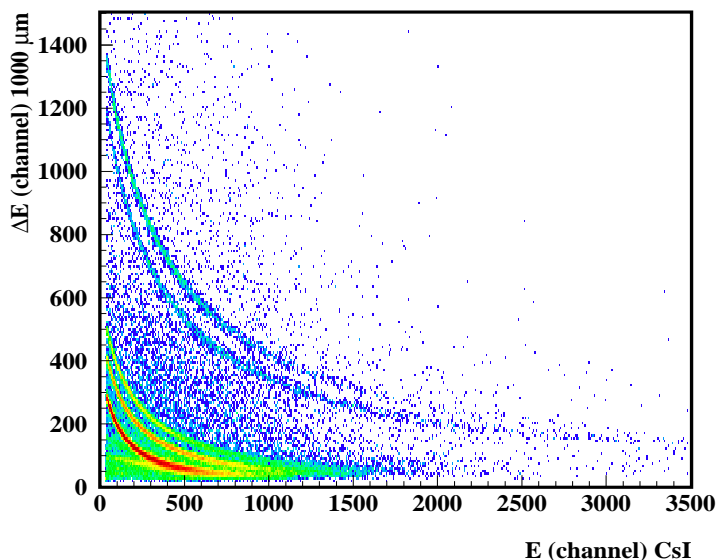


FIG. 4.8 – Matrice $E-\Delta E$ obtenue par les deux derniers membres du télescope 1 (détecteurs $1000 \mu\text{m}$ et CsI). De bas en haut : H et He.

Etalonnage en énergie du troisième membre (CsI) par perte d'énergie

La réponse en lumière des scintillateurs inorganiques et organiques dépend à la fois de la masse, de la charge et de l'énergie de la particule incidente, et non plus seulement de

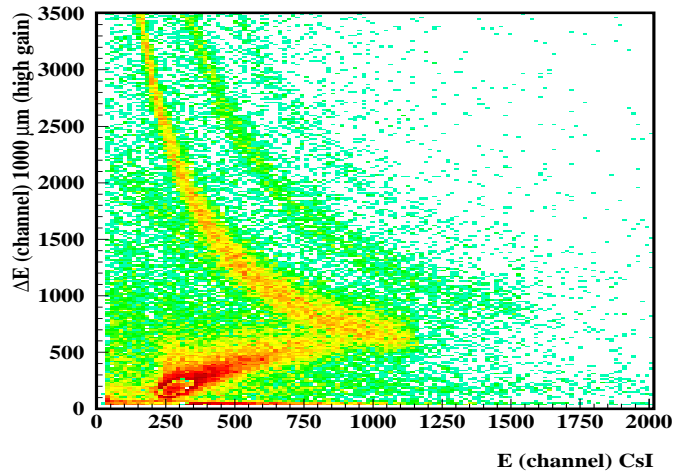


FIG. 4.9 – Matrice $E - \Delta E$ obtenue par les deux derniers membres du télescope 1 avec une amplification de la réponse du détecteur $1000 \mu\text{m}$. De bas en haut : protons, deutons, tritons.

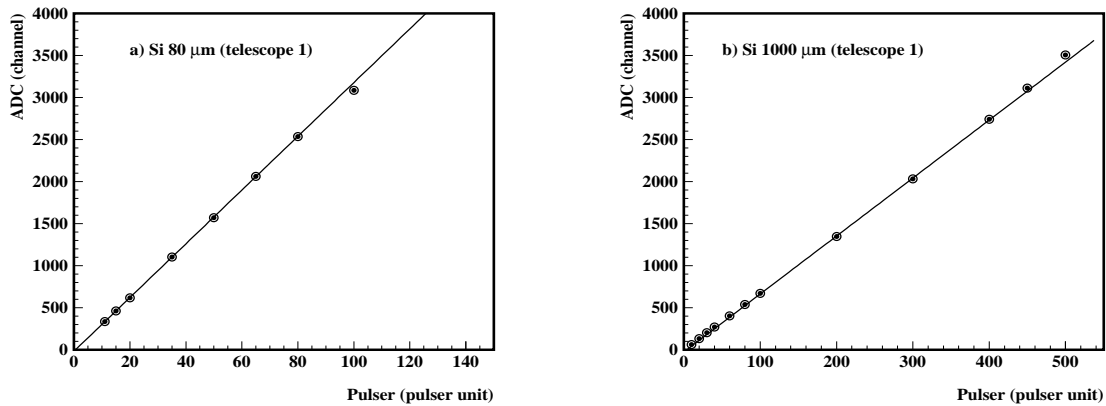


FIG. 4.10 – Réponses de la chaîne électronique du premier (a) et du deuxième (b) membre du télescope 1. La droite est un ajustement réaliste à partir des points bas. Les erreurs sont contenues dans la largeur des symboles (± 20 canaux) .

son énergie. C'est pourquoi on ne peut pas appliquer la méthode précédente. La méthode alors utilisée pour les scintillateurs montés en télescope consiste à étalonner la réponse du détecteur pour chaque particule et énergie de particule en se servant de l'énergie perdue dans le détecteur qui le précède.

L'énergie E déposée dans le scintillateur est calculée à partir de l'énergie déposée dans le second membre (Si 1000 μm étalonné) en utilisant le programme de perte d'énergie SPAR. Ainsi pour chaque point de la matrice $E - \Delta E$ (fig. 4.8, 4.9) on obtient un point d'étalonnage (L, E) (L étant le signal après codage de l'impulsion électrique provenant de la photodiode).

Une première formulation de la réponse en lumière des scintillateurs organiques en fonction de la perte d'énergie dE/dx de la particule à été proposée par Birks [Bir 64]:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S(dE/dx)}{1 + [kB(dE/dx)]} \quad (4.8)$$

où S est l'efficacité de scintillation et kB le facteur de "quenching". Pour des énergies au-delà de quelques MeV par nucléon la perte d'énergie dans la matière peut s'écrire:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{AZ^2}{E} \quad (4.9)$$

avec A , Z et E la masse, la charge et l'énergie de la particule incidente. La lumière générée s'écrit alors:

$$L(E, A, Z) = a_0 + a_1 \left[E - a_2 AZ^2 \ln \left(\frac{E + a_2 AZ^2}{a_2 AZ^2} \right) \right] \quad (4.10)$$

avec $a_1 = gS$ et $a_2 \propto kB$ où g est le gain de l'électronique. La constante a_0 à été ajoutée afin de tenir compte d'un terme d'"offset" de l'électronique selon la référence [Hor 92]. Cette fonction d'étalonnage à été testée et validée sur une large gamme en énergie et en masse ([Hor 92], [For 94]).

Sur la figure 4.11 sont représentés les points d'étalonnage pour le scintillateur du télescope 1. Les erreurs, associées à la largeur à mi-hauteur des distributions, sont de l'ordre de la taille des symboles à basse énergie pour s'élargir à plus haute énergie. Les courbes en pointillés correspondent à la fonction 4.10 ajustée sur les α avec $a_1 = 8.7 \pm 0.2$ et $a_2 = 0.32 \pm 0.04$ ce qui est en accord avec [Hor 92] ($a_2 = 0.326 \pm 0.003$). Cependant lorsque cette fonction est appliquée aux particules de $Z=1$, un désaccord apparaît déjà constaté dans les références [Twe 90] et [Vie 86]. Le changement de pente pour les particules de $Z=1$ est attribué à la diminution de l'efficacité de collection de la lumière dans le CsI avec la profondeur. Les protons étant très énergétiques ils pénètrent plus en profondeur (voire traversent) le scintillateur que les particules plus lourdes.

Ces mesures sont très intéressantes car la réponse en lumière des particules très légères ($Z=1$) dans le CsI n'est connue dans la littérature qu'en dessous de 70 MeV.

Nous avons généralisé la formule 4.10 pour inclure les isotopes d'Hydrogène:

$$L(E, A, Z) = a_0 + ca_1 \left[E - \varepsilon a_2 AZ^2 \ln \left(\frac{E + a_2 AZ^2}{a_2 AZ^2} \right) \right] \quad (4.11)$$

où

$$\varepsilon = \begin{cases} -2 & p \\ -1 & d \\ 0 & t \\ +1 & Z \geq 2 \end{cases}$$

et c est une constante qu'il faut ajouter.

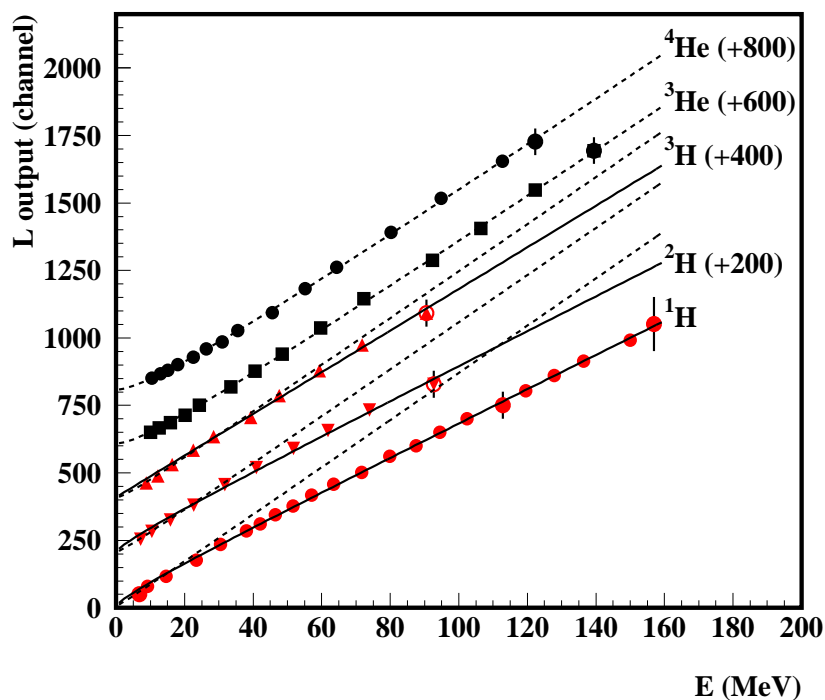


FIG. 4.11 – Points de calibration pour le scintillateur CsI(Tl). Les énergies sont déduites de l'énergie perdue dans le second membre du télescope (voir texte). Les courbes en pointillés sont un ajustement par la fonction 4.10 et en traits pleins par la fonction 4.11. Les points et courbes sont décalés de la valeur indiquée entre parenthèses

La fonction d'étalonnage est l'inverse de cette fonction. Comme celle-ci n'est pas formellement inversible, et très proche de la droite, nous avons considéré que la fonction

d'étalonnage est de la forme:

$$E(\text{MeV}) = b_0 + b_1 \left[L(\text{canal}) + \varepsilon b_2 AZ^2 \ln \left(\frac{L(\text{canal}) + b_2 AZ^2}{b_2 AZ^2} \right) \right] \quad (4.12)$$

les paramètres b_i sont ajustés sur les points d'étalonnage.

Sélection des particules - Technique $E - \Delta E$

Les trois composantes des télescopes forment un télescope à deux étages (premier étage: $\Delta E = \text{Si } 80 \mu\text{m}$, $E = \text{Si } 1000 \mu\text{m}$; deuxième étage: $\Delta E = \text{Si } 1000 \mu\text{m}$; $E = \text{CsI}$). L'identification et la sélection des particules se fait par la technique $E - \Delta E$ c'est à dire en mesurant l'énergie perdue (ΔE et E) dans chacun des étages du télescope. Celle-ci étant fonction de l'énergie, de la charge et de la masse de la particule (eq. 2.11), la corrélation $E - \Delta E$ pour une particule donnée se présente sous forme d'hyperboles (fig. 4.7 pour le premier étage; fig. 4.8 et fig. 4.9 pour le deuxième étage). Les hyperboles sont produites lorsque la particule est arrêtée dans le deuxième élément de l'étage. Si la particule est plus énergétique, elle traverse le deuxième élément en déposant moins d'énergie dans l'étage, on a ainsi un rebroussement. Une particule qui traverse le premier étage sera identifiée dans le second étage.

Deux méthodes simples permettent de sélectionner les particules. La première consiste à définir des séparatrices sur la matrice en utilisant une fonctionnelle qui reproduit au mieux les lignes de crêtes. On peut par exemple utiliser une généralisation d'une fonctionnelle donnée par Twenhofel et al. [Twe 90]:

$$\Delta E = \alpha + \beta(\gamma E + \delta)^{-\epsilon} \quad (4.13)$$

où ΔE et E désignent l'énergie perdue dans le premier et le second membre respectivement. Cette méthode permet de faire une sélection sans que les détecteurs soient étalonnés en énergie.

La seconde consiste à "redresser" la matrice suivant les lignes de Z. Pour ce faire, la méthode consiste à calculer pour chaque point, sa distance (d_X) par rapport à la ligne de crête la plus proche et de la rapporter à la distance entre deux lignes de crêtes voisines ($d_{(AZ)_1} - d_{(AZ)_2}$). Cette valeur, ajustée à une variable $\eta = A + 3.Z$ donne la position X sur le spectre redressé:

$$X = \eta \cdot \left(\frac{d_X}{d_{(AZ)_1} - d_{(AZ)_2}} \right) \quad (4.14)$$

La définition au sens strict des distances impose de mesurer la distance sur la perpendiculaire aux lignes de crêtes voisines passant par le point. Cependant, une bonne approximation peut être faite en se contentant d'estimer la distance sur la verticale. Cette approximation reste correcte même dans la partie la plus verticale des courbes, compte tenu du fait que l'on utilise un rapport de distances. Les lignes de crêtes sont calculées à

partir du programme de perte d'énergie SPAR, ce qui permet par la même occasion de valider l'étalonnage des détecteurs.

Un spectre d'identification "redressé" pour le télescope 1 est montré figure 4.12 pour les deux étages du télescope. On voit que la séparation isotopique est bonne.

La sélection d'une particule se fait sur le spectre d'identification "redressé" en imposant des séparatrices, positionnées à l'endroit où les contributions de deux isotopes sont d'égale intensité. Le niveau de confiance d'une sélection peut être estimé en considérant le cas le plus défavorable : séparation ^3He - ^4He dans le premier étage. Pour ce cas, la séparatrice entre ^3He et ^4He est choisie afin de limiter la pollution d' ^3He par ^4He . Par ce choix, moins de 1% des ^4He se trouvent dans la zone des ^3He (ce qui représente $\simeq 1\%$ de pollution) et 15% des ^3He se trouvent dans la zone des ^4He . Le niveau de confiance minimal d'une sélection est donc estimé à 99%.

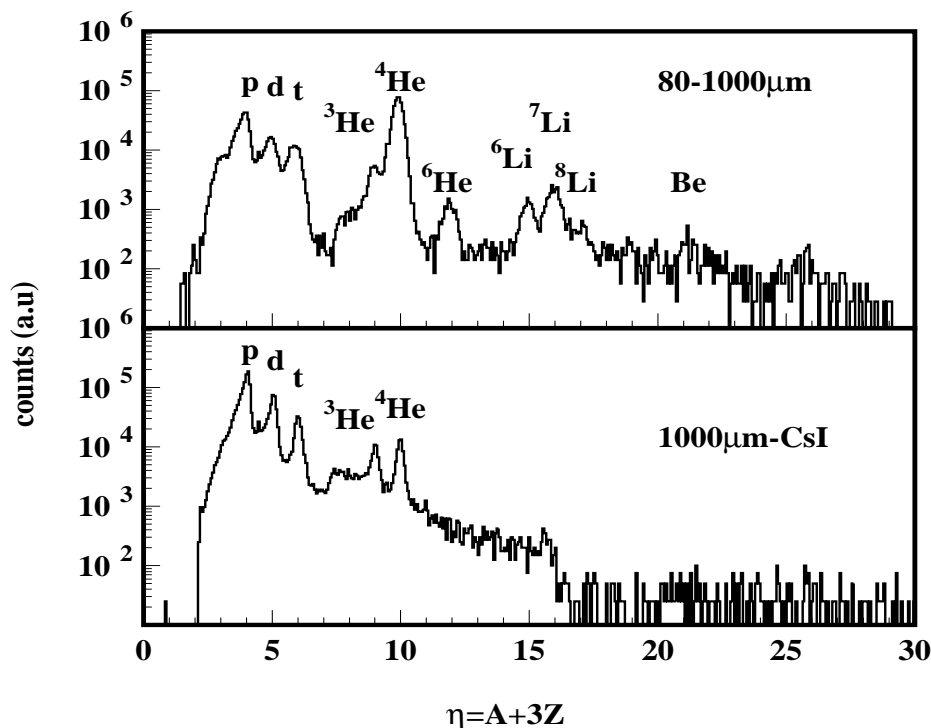


FIG. 4.12 – Spectres d'identification "redressés" pour le premier (en haut) et le deuxième étage (en bas).

	E_{min} (MeV)	coupure (MeV)
p	4	5.0
d	4.5	5.0
t	5	5.0
^3He	10	15
^4He	12	15
^6He	13	15
^6Li	21	27
^7Li	22	27

TAB. 4.2 – *Energie minimale E_{min} que doit avoir une particule pour traverser 80 μm de Si et coupures à basse énergie des spectres de particules telles qu’elles ont été pratiquées pour qu’elles soient franches.*

Seuils de détection

Le déclenchement des télescopes par le second membre implique que la particule doive traverser les 80 μm du premier membre ce qui entraîne un seuil de détection. Ce seuil est augmenté par le seuil des ADC. La coupure basse énergie pour chaque particule est résumée dans le tableau 4.2. Cette limite n’est pas trop gênante si l’on travaille avec des noyaux cible lourds car le seuil du spectre d’évaporation étant en partie déterminé par la barrière coulombienne, plus celle-ci est grande et plus les particules évaporées sont émises à grande énergie. La proportion de particules évaporées non détectées à été estimée à l’aide du code GEMINI (décrit à la section 5.2). Ainsi pour un noyau d’ ^{197}Au , seulement 3%, 13% et 10% des p, ^4He et ^6Li d’évaporation sont perdus par les coupures à basse énergie des télescopes. La coupure élimine une proportion plus grande de ^4He car environ 34% de ceux-ci sont produits par l’évaporation puis la désintégration des ^5He (voir section 6.4.3).

Réactions induites dans le CsI

Le fond sur les matrices $E - \Delta E$ (fig. 4.8 et fig. 4.9) est dû à un dépôt incomplet de l’énergie dans le CsI causé par des diffusions ou des réactions nucléaires sur les constituants du cristal. On a estimé ce fond à 1% pour les α et 4% pour les protons.

4.3.3 Traitement de la BSiB

La BSiB n’étant composée que d’une seule couche de détecteurs, la méthode “temps de vol - énergie déposée ($TOF - E$)” est utilisée pour identifier les particules. Pour une particule arrêtée dans les 500 μm et en supposant un traitement classique, le temps t_{cp} et l’énergie déposée (E_{cp}) sont reliés par :

$$t_{cp} = r_{BSiB} \cdot \sqrt{\frac{m_{cp}}{2 \cdot E_{cp}}} \quad (4.15)$$

où m_{cp} est la masse de la particule et $r_{BSiB} = 10 \pm 0.25$ cm le rayon de la BSiB. Les lignes de masse (isobares) varient en $1/\sqrt{E}$ (fig. 4.14)

Correction sur les mesures de temps de vol avec la BSiB

Chaque détecteur de la BSiB délivre un signal en temps relatif au passage du proton dans S1 ayant initié la réaction. Comme nous avons vu précédemment (fig. 4.5) une validation de l'événement est nécessaire par le déclenchement de la BNB dans une certaine plage en temps. Du fait du fort taux de comptage, la référence en temps prise par la BSiB peut être différente de la vraie référence en temps sélectionnée par une coïncidence entre un signal dans S1 et un signal dans la BNB. Cette différence est illustrée fig. 4.13.

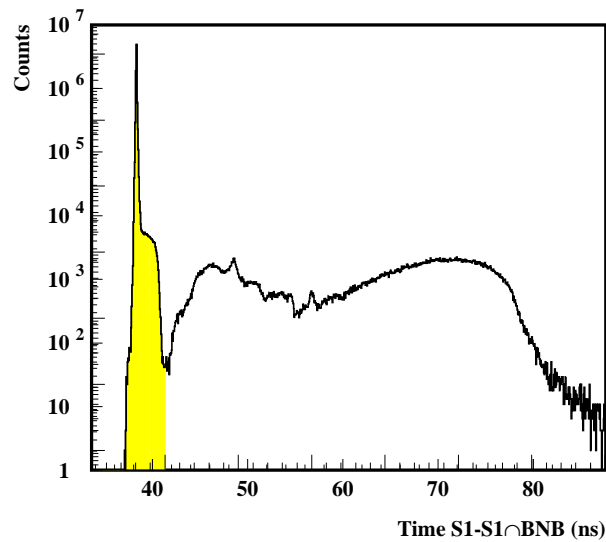


FIG. 4.13 – Différence entre le temps de référence pris par la BSiB et le vrai temps défini par la coïncidence entre un signal dans S1 et un signal dans la BNB ($S1 \cap BNB$).

Les événements retenus sont présentés dans la partie grisée du spectre. Le spectre étroit (compte tenu de la faible base de vol) laisse apparaître une raie associée aux particules légères rapides et un épaulement lié à la largeur de la coïncidence.

Les événements en dehors du pic grisé correspondent à des événements pour lesquels la réaction dans la cible (détectée par un signal prompt dans la BNB) n'est pas induite par le proton qui a déclenché S1 mais par un proton qui arrive quelques nanosecondes plus tard. Ces événements, qui représentent $\simeq 10\%$ des événements, sont recalés en temps de façon à

bâtir une seule matrice (TOF-E). Pour ce faire, on utilise l'information temps de la BNB comme temps de référence.

Étalonnage et Identification

L'étalonnage en énergie de chacun des détecteurs composant BSiB est réalisé à l'aide des points de rebroussement ("punchthrough"). Ces points correspondent à l'énergie maximale déposée dans le détecteur par une particule dont l'énergie est suffisante pour explorer toute l'épaisseur du matériau. Pour une épaisseur de matériau donnée, ces points ont une valeur unique dépendant de la nature de la particule. Ainsi pour une épaisseur de 500 μm de Si, l'énergie maximale déposée est de 8.2, 11, 13 et 32.2 MeV par un proton, deuton, triton et ^4He respectivement. On obtient ainsi quatre points d'étalonnage en énergie.

L'étalonnage en temps est réalisé en considérant le temps au point de rebroussement t_{PT} d'une particule α . Pour une particule non relativiste celui-ci est donné par :

$$t_{PT} = r_{BSiB} \cdot \sqrt{\frac{m_\alpha}{2 \times 32.24(\text{MeV})}} = 2.54 \text{ ns} \quad (4.16)$$

Pour les particules plus lourdes il faut corriger le temps du retard lié au plasma lorsque le milieu est très ionisé. Une paramétrisation peut être trouvée dans Bohne et al. [Boh 85].

Les seuils de détection des ADC imposent une limite basse en énergie de 2 ± 0.3 MeV et une limite haute de 26 ± 4 pour les protons, 49 ± 6 pour les deutons, 76 ± 7 MeV pour les tritons et 103 ± 4 MeV pour les He.

La distance de vol n'est pas suffisante pour pouvoir séparer les isotopes. L'identification (fig. 4.14) regroupe les particules par catégorie : Hydrogène (H), Hélium (He), fragments de masse intermédiaire (IMF) (essentiellement des Li) et fragments de fission ou résidus d'évaporation (FF). Notons que l'épaisseur de la cible est préjudiciable à la mesure de ces derniers et que des mesures spécifiques ont été réalisées, par ailleurs, avec des cibles moins épaisses que la cible utilisée (quelques centaines de $\mu\text{g}/\text{cm}^2$).

Validation de l'étalonnage

Une manière de valider la cohérence des étalonnages de la BSiB et des télescopes est de comparer les spectres expérimentaux des He mesurés par ces deux détecteurs. Sur la figure 4.15 sont représentés les spectres d'He mesurés à 30° , 75° , 105° et 150° par la BSiB (histogrammes) et par les télescopes (symboles). L'accord entre les deux est tout à fait satisfaisant. On note tout de même un petit écart à haute énergie.

La limite basse énergie de 15 MeV sur les spectres d'He imposée par la traversée du premier membre des télescopes (section 4.3.2) conduit à une perte du nombre de ces particules d'environ 20% par rapport aux spectres donnés par la BSiB.

Efficacité géométrique et détermination des multiplicités de particules chargées

La figure 4.16 est une reconstruction expérimentale de la distribution d'impacts (fig. 2.7) pour les He mesurés dans la BSiB. Lorsqu'un détecteur de la BSiB est touché, la

position de l'impact est tirée aléatoirement sur la surface du détecteur. La répartition ne tient pas compte des zones mortes de chaque détecteur (6%), c'est pourquoi l'image est uniformément remplie. Les espaces vides indiquent les détecteurs qui ont été enlevés (voir section 2.2.2) et les détecteurs qui ne fonctionnent pas (10 détecteurs). Sur les 162 détecteurs de la BSiB seuls 145 ont été utilisés, ce qui représente une efficacité géométrique de 84%.

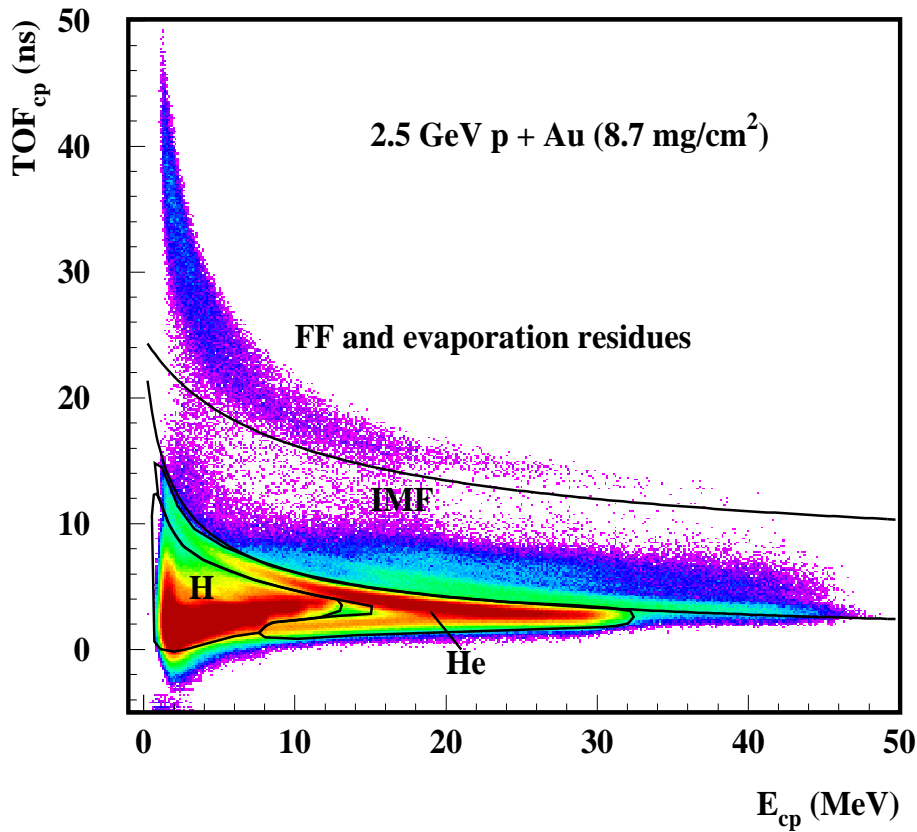


FIG. 4.14 – *Matrice d'identification TOF – E_{cp} construite à partir de l'ensemble des détecteurs de la BSiB.*

En réalité cette efficacité est plus réduite du fait de l'ombre portée par la cible (fig. 4.16 et fig. 4.17). L'efficacité de détection a été déterminée comme suit. Les zones (a+b)

couvrant la totalité de la distribution en θ qui n'est pas ou peu affectée par l'ombre de la cible, sont utilisées comme références et intégrées sur φ (fig. 4.17 - histogrammes). Ensuite par comparaison avec les données mesurées et intégrées sur φ (points sur la fig. 4.17), il reste à faire le rapport en fonction de θ (fig. 4.17 du bas). L'asymétrie avant-arrière est liée aux détecteurs manquants et à l'asymétrie avant-arrière dans l'émission des He (voir section 6.3.2).

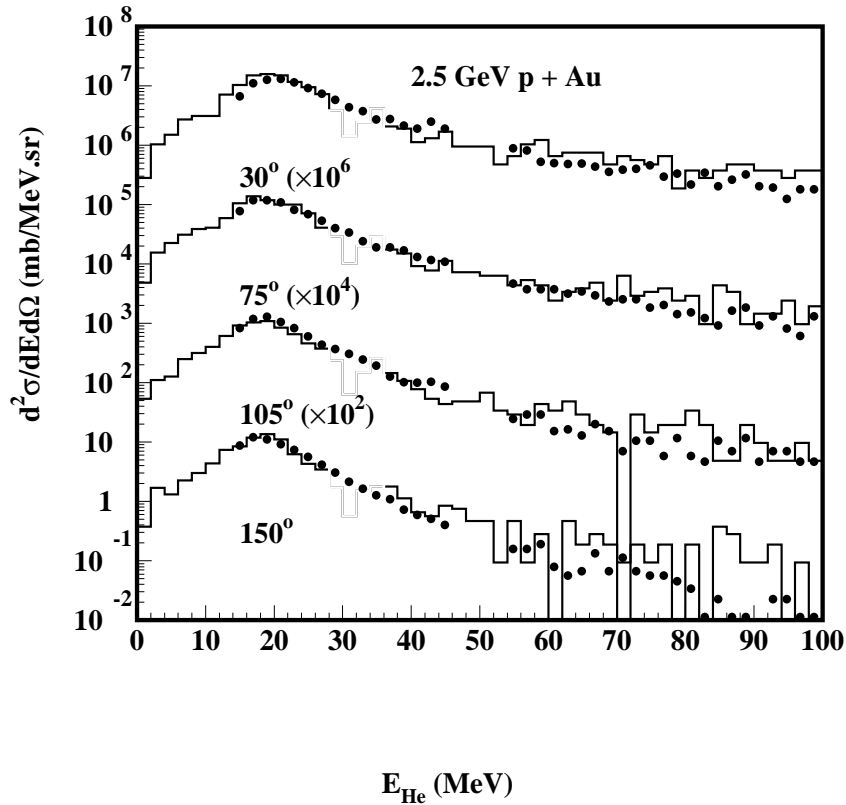


FIG. 4.15 – Comparaison des spectres expérimentaux d'He mesurés à partir de la BSiB (histogrammes) et des télescopes (symboles) pour quatre angles 30° , 75° , 105° et 150° .

L'efficacité moyenne pour les He est estimée à 80%. Une analyse identique peut être faite pour les autres particules et donne une efficacité de 84% pour les protons et 79% pour les IMF.

Les multiplicités de particules chargées sont évaluées événement par événement en comptant chaque détecteur touché de la BSiB. La granularité du détecteur est suffisamment grande pour que la probabilité que deux particules se trouvent dans le même détecteur soit

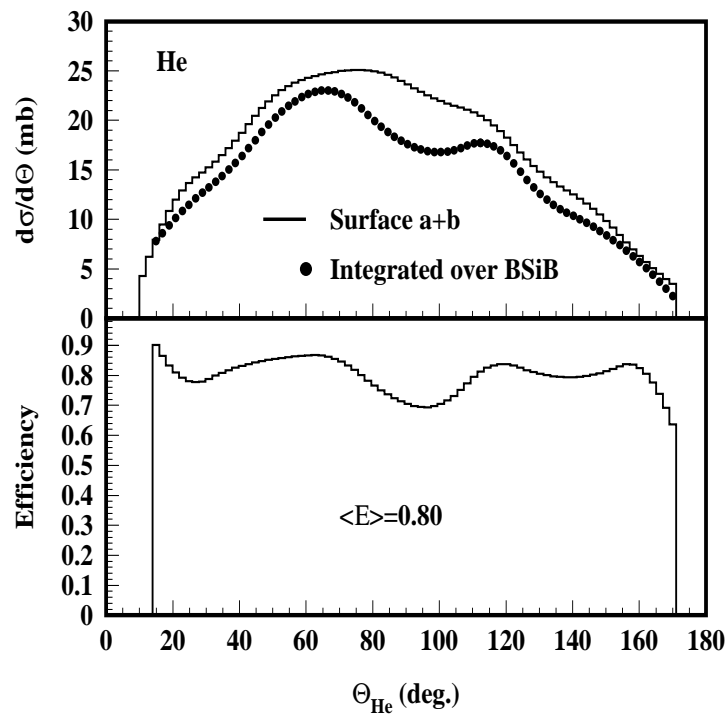


FIG. 4.17 – En haut : Distribution angulaire des He en fonction de θ_{He} pour la surface (a+b) (histogramme) et pour la surface totale de la BSiB (symboles) (voir fig. 4.16). En bas : Efficacité géométrique de la BSiB déduite du rapport de ces deux quantités. L'efficacité moyenne entre 10° et 170° est de 80%.

Chapitre 5

Modélisation de la réaction de spallation

Dans ce chapitre intermédiaire, nous présentons les deux modèles (INCL2.0 et GEMINI) utilisés pour décrire la réaction de spallation et leurs fondements théoriques ainsi que la simulation réalisée pour décrire l'expérience.

La comparaison entre les résultats de la simulation et les données expérimentales sera faite au Chapitre 6 et au Chapitre 7.

5.1 La cascade intra-nucléaire (INC)

Aux énergies considérées pour la spallation (de l'ordre du GeV) la longueur d'onde de De Broglie des nucléons, tout du moins dans les premières étapes de la réaction, est petite par rapport aux distances inter-nucléoniques. Cette considération, couplée à l'hypothèse que la complexité des réactions rend mineure les aspects quantiques comme les interférences, permet de justifier un traitement classique des nucléons avec une prise en compte partielle de certains aspects quantiques comme le principe de Pauli.

5.1.1 Le code INCL2.0 (Intra-Nuclear Cascade développé à Liège)

Le code de cascade intra-nucléaire de Liège traite de l'interaction d'une particule incidente (nucléon ou pion) avec un noyau de manière stochastique en considérant le mouvement de tous les nucléons du noyau au cours du temps. Le noyau est initialement considéré comme un gaz de Fermi froid. Les nucléons sont considérés comme des particules indépendantes se déplaçant en ligne droite, entre deux collisions, dans un potentiel moyen fixe. L'hypothèse de champ moyen fixe s'appuie sur le faible nombre de nucléons émis au cours de la cascade qui perturbe très peu le champ moyen pour un noyau massif. Pour un noyau léger cette hypothèse semble moins valide. La relative simplicité du code alliée à un pouvoir prédictif indéniable en fait un outil de choix pour l'étude des réactions de spallation et du processus d'échauffement du noyau.

Initialement développé pour les collisions d'ions lourds relativistes [Cug 81], il a été modifié pour être utilisé avec des faisceaux d'antiprotons [Cug 87a], de nucléons [Cug 87b]

et de pions [Cug 88] et d'ions légers [Pie 94]. Récemment des améliorations incluant une meilleure prise en compte des effets de bord [Cug 97a] ont été réalisées dans la version INCL3.0. Cette version n'était pas encore disponible quand nos simulations ont été réalisées. Nous décrirons dans ce paragraphe les principales caractéristiques de la version INCL2.0 utilisée.

Etat initial :

1. L'état initial du noyau est défini en tirant aléatoirement les positions de chaque nucléon dans une sphère uniforme de rayon R et les moments dans une sphère uniforme de rayon p_F où p_F désigne le moment de Fermi. R et p_F sont définis avec les valeurs standards : $R=1.12 A^{1/3}$ fm et $p_F=270$ MeV/c ($E_F=38$ MeV). L'isospin est pris en compte.
2. Le paramètre d'impact de la particule incidente est tiré aléatoirement dans un disque de rayon R . Au début de la collision, la particule incidente est placée à la surface du noyau dans le puits de potentiel V_0 . Son énergie cinétique T_{lab} devient $T_{lab}+V_0$.

Toutes les particules sont mises en mouvement, mais les collisions sont inhibées tant que le proton incident n'a pas eu une interaction avec un nucléon. Lorsque deux baryons atteignent leur distance minimale d'approche conduisant à une collision ou bien qu'une particule atteint la surface du noyau, le temps est calculé et toutes les particules sont propagées en même temps. Les pas en temps dans INCL2.0 sont déterminés par ces deux types d'événements.

Les baryons se propagent de manière linéaire avant et après chaque collision dans un puits de potentiel carré de profondeur $V_0=40$ MeV et de rayon R . La valeur du puits est prise légèrement supérieure à l'énergie de Fermi (38 MeV) de façon à ce que le noyau reste stable tant qu'il n'y a pas d'interaction avec le projectile. La description de la dynamique est relativiste.

Traitement des collisions :

1. Les collisions sont binaires et ont lieu lorsque la distance entre deux particules est inférieure à une distance minimum définie par $d_{min} = (\sigma_{tot}(\sqrt{s})/\pi)^{1/2}$ où \sqrt{s} est l'énergie dans le centre de masse des deux particules et σ_{tot} la section efficace totale d'interaction nucléon-nucléon.
2. Le canal final de la réaction est déterminé de manière stochastique selon les sections efficaces partielles élastiques ou inélastiques. L'angle polaire de diffusion, dans le centre de masse, est déterminé lui aussi de manière stochastique selon les distributions angulaires du processus. Dans cette version, la paramétrisation des distributions angulaires de diffusion élastique n-p a été améliorée, pour des énergies incidentes dans le laboratoire supérieures à 300 MeV [Cug 97a]. En dessous de cette énergie, les distributions sont plus isotropes.

3. L'inélasticité est prise en compte par la production de la résonance Δ . La masse associée à la Δ est choisie dans une distribution Lorentzienne centrée sur $m_0 = 1.232$ GeV et de largeur $\Gamma = 115$ MeV. Le temps de décroissance τ est déterminé par une loi exponentielle $\exp(-\frac{\Gamma\tau}{\hbar c})$. La décroissance de la résonance Δ est supposée isotrope.
4. Les réactions possibles dans INCL2.0 sont:

$$NN \Leftrightarrow NN$$

$$NN \Leftrightarrow N\Delta$$

$$N\Delta \Leftrightarrow N\Delta$$

$$\Delta\Delta \Leftrightarrow \Delta\Delta$$

$$\Delta \Leftrightarrow \pi N$$

Les sections efficaces de ces processus sont ajustées en fonction des données expérimentales disponibles. Pour les sections efficaces non mesurées, des approximations sont faites. En particulier, la section efficace de la diffusion $NN \rightarrow \Delta N$ est prise égale à la section efficace de diffusion inélastique totale NN .

5. Le principe de Pauli est pris en compte en interdisant toute collision NN ou toute décroissance Δ entraînant dans l'état final deux nucléons de même isospin contenus dans un volume d'espace de phase défini par $r_0 \times p_0 = 2 \times 200 \text{ fm} \cdot \text{MeV}/c$. Si les particules sont proches de la surface, seul le recouvrement entre ce volume et le volume du noyau est considéré. Le principe de Pauli n'est pas appliqué sur les résonances Δ comme il se doit.

Traitement des particules à la surface du noyau

1. Si l'énergie de la particule est supérieure à V_0 celle-ci peut être transmise ou réfléchi. Ceci est décidé aléatoirement selon la probabilité de transmission définie par :

$$T = \frac{4\sqrt{T_i(T_i - V_0)}}{2T_i - V_0 + 2\sqrt{T_i(T_i - V_0)}} \exp(-2G) \quad (5.1)$$

où T_i désigne l'énergie cinétique de la particule qui s'échappe et G est le facteur de Gamow ($G=0$ pour les neutrons) permettant de décrire la forme de la barrière coulombienne :

$$G = \frac{Zz_i e^2}{\hbar c} \sqrt{\frac{2m}{(T_i - V_0)}} (\arccos(x) - x\sqrt{1-x^2}) \quad (5.2)$$

avec

$$x = \sqrt{\frac{T_i - V_0}{B}} \quad (5.3)$$

où $B = 1.44 z_i Z/R$ est l'énergie d'interaction coulombienne d'une particule de charge z_i placée à la distance R d'une charge ponctuelle Z (charge du noyau au moment de l'émission). Pour $x \geq 1$, $G = 0$.

2. Si l'énergie de la particule est inférieure à V_0 ou si celle-ci n'a pas été transmise, la particule est réfléchiée sur les parois du puits selon une réflexion ordinaire :

$$\vec{p}' = \vec{p} - \frac{2\vec{r}(\vec{p} \cdot \vec{r})}{R^2} \quad (5.4)$$

où \vec{p} et \vec{p}' sont les impulsions initiales et finales, et \vec{r} le vecteur position repérant la particule à la surface du noyau de rayon R , à partir du centre.

Etat final

Les caractéristiques du noyau résiduel sont déterminées à la fin de la cascade par conservation des différentes quantités : énergie, impulsion et nombre baryonique. Il faut remarquer que l'énergie et l'impulsion ne sont pas totalement conservées événement par événement, mais la conservation est valide en moyenne.

1. La cascade est stoppée après un temps t qui dépend de la masse A du noyau cible (effet géométrique), du paramètre d'impact b et de l'énergie E de la particule incidente. Ce temps a été paramétré pour des nucléons incidents pour tous les systèmes entre 100 MeV et 2 GeV (valide aussi au-delà de 2 GeV) [Cug 97a]:

$$t = 1.25 \alpha(E, b) A^{\beta(E, b)} \quad (5.5)$$

où $\alpha(E, b)$ et $\beta(E, b)$ sont les coefficients ajustés. Pour des pions incidents, la paramétrisation est de la forme :

$$t = 30(A/208)^{0.25} \left(1 - \frac{0.2b}{R}\right) \left(1 - \frac{E}{1250}\right) \quad (5.6)$$

2. L'énergie d'excitation est calculée à la fin de la collision par :

$$E^* = \sum_{i \in A_{res}} T_i - \sum_{j=1}^A T_j^0 + (N_{ej} - 1)T_F \quad (5.7)$$

où le premier terme désigne la somme des énergies cinétiques des nucléons du noyau résiduel, le deuxième, la somme des énergies cinétiques des nucléons du noyau initial, N_{ej} le nombre de nucléons éjectés et T_F l'énergie de Fermi. Cette formule est déduite de l'expression exacte de l'énergie d'excitation : $E^* = \sum_{i \in A_{res}} (T_i - V_0) - E_0$ où $E_0 \approx (N_{ej} - 1)(V_0 - T_F) + \sum_{j=1}^A (T_j^0 - V_0)$ est l'énergie du niveau fondamental du noyau résiduel.

3. Le moment du noyau résiduel est déterminé par :

$$\vec{p}_{res} = \vec{p}_0 - \sum_{i=1}^{N_{ej}} \vec{p}_i - \sum_{j=1}^{N_{\pi}} \vec{p}_j \quad (5.8)$$

4. A la fin de la cascade, toutes les résonances Δ sont obligées de décroître.

Temps de thermalisation

Le temps d'arrêt de la cascade est le seul paramètre réellement libre du code. L'étude de l'énergie d'excitation en fonction du temps de cascade [Cug 87b] laisse apparaître un processus en deux étapes : un régime rapide ($\simeq 10$ fm/c) pendant lequel le projectile dépose une partie de son énergie, l'énergie d'excitation est alors très élevée, suivie d'un régime durant lequel le noyau dissipe l'énergie emmagasinée. Ce deuxième régime débute par une

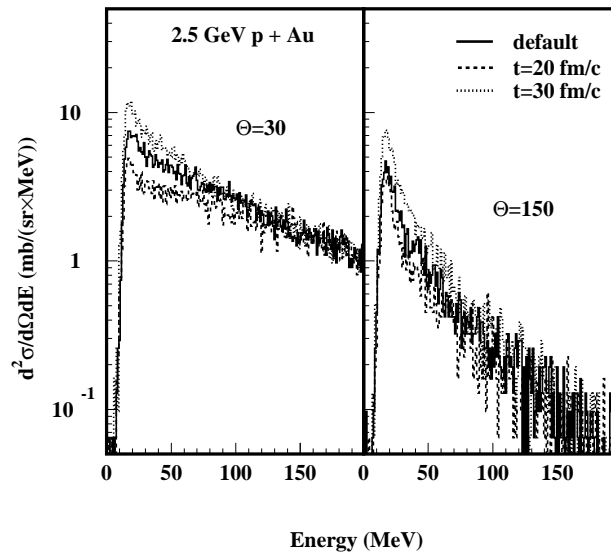


FIG. 5.1 – Spectres en énergie des protons à 30° et 150° donnés par INCL2.0 pour le temps de thermalisation défini par défaut et les deux temps limites : 20 et 30 fm/c.

émission très rapide ($\simeq 10-15$ fm/c) où environ 2/3 de l'énergie est emmenée. Enfin une émission plus lente se manifeste, accompagnée d'une modification de l'énergie moyenne des particules émises et de leur moment. Les caractéristiques de ces deux quantités tendent vers celles d'une émission à l'équilibre : émission isotrope de faible énergie. Le temps d'arrêt de la cascade est alors considéré comme le temps de thermalisation et a été paramétré [Vui 98]

en considérant ce changement de régime. Pour un noyau d'Au et un proton incident de 2.5 GeV, le temps de thermalisation moyen est de 22.7 ± 3 fm/c.

On peut voir l'influence de ce temps de thermalisation sur la partie basse énergie des spectres protons à 30° et 150° (fig. 5.1). La population des protons de basse énergie (en dessous de 100 MeV) double lorsque le temps de thermalisation augmente de 20 à 30 fm/c alors que la partie haute énergie (au-delà de 100 MeV) n'est que très peu affectée.

5.1.2 Le code de Liège et le code de Bertini

Le code de cascade intra-nucléaire de Bertini est l'un des premiers code INC, développé en 1963 par Bertini [Ber 63] pour calculer les interactions de nucléons et de pions avec un noyau jusqu'à 3 GeV. Il a été incorporé dans le code NMTC (Nucleon Meson Transport Code [Col 71]) devenu HETC [Arm 72] et est encore utilisé aujourd'hui dans les codes de transport LAHET et HERMES. Ce dernier sera utilisé dans la seconde partie de ce rapport.

La cascade de Bertini diffère conceptuellement du modèle de cascade de Cugnon dans le sens où le noyau est considéré comme un milieu continu (les nucléons étant dans le continuum) et la décision d'une collision est basée sur le libre parcours moyen du nucléon dans le noyau. Seuls les nucléons qui ont eu une collision sont traités par le code. Cette conception est reprise dans d'autres codes comme ISABEL [Yar 79] ou plus récemment BRIC développé à Bruyère-le-Châtel [Dua 99].

Une description sommaire du code de Bertini est donnée ci-dessous :

1. La distribution de densité du noyau est considérée comme trois sphères concentriques de densité $0.9 \rho_0$, $0.2 \rho_0$, $0.01 \rho_0$, pour les protons. La densité des neutrons est la même que celle des protons multipliée par le rapport N/Z .
2. La particule incidente a un libre parcours moyen $\lambda = \frac{1}{\rho\sigma}$ où σ est la section efficace totale nucléon-nucléon et ρ la densité de la sphère considérée. Elle se propage librement jusqu'à atteindre la distance l tirée aléatoirement à partir de la loi $f(l) = \exp(-l/\lambda)$.
3. Le principe de Pauli est pris en compte en interdisant l'accès à tous les états dont le moment est inférieur au moment de Fermi P_F .
4. Seuls les nucléons mis en jeu dans la réaction sont suivis dans leur histoire selon un schéma par arborescence. Il n'y a pas de suivi temporel de chaque nucléon.

On pourra trouver une comparaison détaillée des résultats des codes de Bertini et de Cugnon, en ce qui concerne la production de neutrons à 0° par des protons de 0.8, 1.2 et 1.6 GeV, dans la référence [Mar 97b]. Dans cette référence il est montré que les sections efficaces doublement différentielles de neutrons sont systématiquement sur-estimées d'environ 25% dans le cas du Pb et d'un facteur 3 dans le cas de l'Al, par le code de Bertini, alors que l'accord est meilleur avec le code de Cugnon.

Une récente comparaison de ces deux codes [Gol 00] montre que l'énergie d'excitation moyenne déterminée par le code de Bertini est surestimée par rapport à celle déterminée

E_p (GeV)		INCL2.0		BERTINI	
		$\langle M \rangle$	$\langle E_c \rangle$ (MeV)	$\langle M \rangle$	$\langle E_c \rangle$ (MeV)
1.2 GeV	π^0	0.32	149	0.24	107
	π^+	0.28	159	0.22	133
	π^-	0.25	108	0.19	86
	p	2.71	145	2.08	179
	n	4.70	76	5.05	67.5
	$\langle E^* \rangle$	192 MeV		283 MeV	
2.5 GeV	π^0	0.59	312	0.53	182
	π^+	0.47	325	0.48	220
	π^-	0.47	231	0.50	166
	p	3.02	286	3.19	241
	n	4.96	146	8.38	80
	$\langle E^* \rangle$	247 MeV		495 MeV	

TAB. 5.1 – Comparaison des multiplicités moyennes ($\langle M \rangle$) et énergies cinétiques moyennes ($\langle E_c \rangle$) des particules produites dans INCL2.0 et INC Bertini, ainsi que l'énergie d'excitation moyenne $\langle E^* \rangle$ donnée par les deux codes à 1.2 et 2.5 GeV p+Au.

par le modèle de Cugnon, et ceci d'autant plus que l'énergie incidente est élevée. Une étude détaillée de la balance en énergie (tab.5.1) montre que l'énergie d'excitation est surestimée car l'énergie emportée par les particules rapides durant la cascade est moindre dans le code de Bertini que dans le code de Cugnon. La raison de cette différence tient en partie dans une meilleure prise en compte du principe de Pauli dans le code de Cugnon. Dans le code de Bertini, trop de collisions à haute énergie sont bloquées [Led 99]. Il faut aussi remarquer que l'énergie emportée par les pions et en particulier π^+ et π^0 dans la cascade de Bertini est sous-estimée par rapport à celle de la cascade de Cugnon. Malheureusement, le manque de données sur la production des pions au-delà de 1 GeV ne permet pas de contraindre les modèles.

5.2 Code de désexcitation statistique

Les modèles de désexcitation statistique sont basés sur l'hypothèse que pour des énergies d'excitation suffisamment élevées, la distance qui sépare les niveaux d'énergie est faible et les propriétés individuelles des états quantiques sont considérées comme négligeables. Les états accessibles sont alors équiprobables et la désexcitation du noyau peut être traitée de manière statistique.

5.2.1 Le code GEMINI

GEMINI est un code de décroissance binaire séquentielle développé en 1988 par R. Charity [Cha 88] traitant tous les canaux de désexcitation : de l'évaporation de particules

légères à la fission symétrique ou asymétrique en passant par l'émission de fragments de masse intermédiaire traitée comme une fission très asymétrique. Le choix d'une voie de désexcitation est déterminé par une méthode Monte-Carlo selon les probabilités de chaque voie en fonction de la densité de niveaux du noyau résiduel. La chaîne de décroissance est suivie jusqu'à ce que toute l'énergie d'excitation du noyau initial soit dissipée.

L'évaporation de particules légères

L'évaporation de particules légères est traitée dans la description de Weisskopf [Wei 37] qui suppose la micro-réversibilité du processus (principe de la balance détaillée). Si on considère l'évaporation d'une particule i selon la transition :

$$(Z_0, A_0) \rightarrow (Z_1, A_1) + (z_i, A_i)$$

alors la probabilité P_{12} de passer de l'état 1 (Z_0, A_0) à l'état 2 $((Z_1, A_1) + (z_i, A_i))$ s'exprime en fonction de la probabilité inverse P_{21} (probabilité de capture de la particule i) comme

$$\rho_1 P_{12} = \rho_2 P_{21} \quad (5.9)$$

où ρ_1 et ρ_2 sont les densités d'états associées à l'état 1 et à l'état 2, respectivement.

ρ_1 n'est rien d'autre que la densité de niveaux du noyau (Z_0, A_0) , d'énergie d'excitation E_0^* , de spin J_0 et de moment d'inertie I_0 calculée en utilisant l'expression du gaz de Fermi :

$$\rho_1(E_0^*, J_0) = (2J_0 + 1) \left(\frac{\hbar^2}{2I_0} \right)^{3/2} \frac{\sqrt{a} \exp(2\sqrt{aE_0^*})}{12 E_0^{*2}} \quad (5.10)$$

où le paramètre de densité de niveaux est pris égal à $a = A/10$.

La probabilité de capture P_{21} est exprimée en fonction de la section efficace de capture qui est évaluée dans le formalisme de Hauser-Feshbach à partir des coefficients de transmission $T_l(\varepsilon)$.

La largeur de décroissance associée à l'évaporation d'une particule $i(z_i, A_i)$ de spin J_i s'écrit :

$$\Gamma_{J_1}(z_i, A_i, Z_1, A_1) = \frac{2J_i + 1}{2\pi\rho_0} \sum_{l=|J_0-J_1|}^{J_0+J_1} \int_0^{E^*-B-E_{rot}(J_1)} T_l(\varepsilon) \rho_1(E_1^*, J_1) d\varepsilon \quad (5.11)$$

où l est le moment angulaire, ε l'énergie de la particule émise, $\rho_1(E_1^*, J_1)$ la densité de niveaux du noyau résiduel (Z_1, A_1) avec

$$E_1^* = E_0^* - B - E_{rot} - \varepsilon \quad (5.12)$$

où B est l'énergie de liaison et $E_{rot}(J_1)$ l'énergie de rotation et de déformation du noyau résiduel.

Il faut signaler que le traitement de l'évaporation dans le formalisme de Hauser-Feshbach [Hau 52] est utilisé dans la plupart des codes existants (CASCADE [Puh 77], ...). Cependant le calcul des densités de niveaux et des coefficients de transmission diffère d'un code à un autre.

La barrière coulombienne dans GEMINI est donnée par :

$$V = \frac{1.44 z_i Z_1}{r_0 (A_i^{1/3} + A_1^{1/3}) + sep} \quad (5.13)$$

avec $sep = 2.0$ fm et le rayon nucléaire $r_0 = 1.12$ fm.

Un point important à signaler est que dans le code HERMES, dont nous avons comparé les résultats aux données expérimentales en cibles épaisses (seconde partie de cet exposé), la désexcitation statistique peut être traitée dans le formalisme de Dresner [Dre 62] ou le formalisme RAL [Atc 94]. Dans ce dernier formalisme les barrières coulombiennes sont réduites par un facteur dépendant de l'énergie d'excitation :

$$\frac{1}{1 + 0.005 E_0^*/z_i} \quad (5.14)$$

Ce terme a été justifié par l'expansion thermique : le noyau "enflerait" quand la température augmente. Or nous verrons à la section 6.4.3 que cette hypothèse semble être contredite par les résultats expérimentaux.

La fission symétrique et asymétrique

La description de Weisskopf ne s'applique plus aux fragments plus lourds et en particulier aux fragments de fission, pour lesquels l'hypothèse de micro-réversibilité n'est plus vérifiée [Dur 93]. La fission, ainsi que l'émission de fragments de masse intermédiaire (FMI, considérée comme une fission asymétrique) sont traités dans le formalisme de l'état transitoire de Moretto [Mor 75] et Swiatecki [Swi 83].

Contrairement au formalisme de Weisskopf qui considère un taux de transition dépendant de l'état asymptotique, la transition, dans ce formalisme dépend des états intermédiaires du système et en particulier de son passage par le point selle. Le point selle correspond au point d'énergie potentielle maximale au delà duquel le noyau ne peut plus revenir dans une configuration stable : il fissionne.

Les largeurs de décroissance de fission $(Z_0, A_0) \rightarrow (Z_1, A_1) + (Z_2, A_2)$, calculées dans ce formalisme, au point selle, s'écrivent :

$$\Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{1}{2\pi\rho_0} \int_0^{E^* - E_{sel}(J_0)} \rho_{sel}(E_{sel}^*, J_0) d\varepsilon \quad (5.15)$$

où E_{sel}^* et ρ_{sel} sont l'énergie thermique et la densité de niveau dans la configuration du point selle.

$$E_{sel}^* = E_0^* - E_{sel}(J_0) - \varepsilon \quad (5.16)$$

où $E_{sel}(J_0)$ est l'énergie de déformation et de rotation au point selle.

Les énergies d'excitation des fragments de fission sont déterminées en faisant l'hypothèse que les deux fragments ont même température et leur spin est choisi dans le rapport des moments d'inertie des deux noyaux $J_1 = (I_1/(I_1 + I_2))J_0$.

5.2.2 Configuration dans laquelle a été utilisée GEMINI

Le code de désexcitation séquentielle GEMINI présente un certain nombre d'options ou de paramètres de calcul. Nous détaillons ici la configuration standard avec laquelle ont été réalisées les simulations.

Nous n'avons considéré que l'évaporation de n, p, d, t, ^3He , ^4He , ^5He , ^6Li et ^7Li dans le cadre du formalisme de Hauser-Feshbach en compétition avec la fission symétrique décrite par le formalisme de l'état transitoire. La fission est permise car cela peut avoir des effets sur l'évaporation. Comme montré par Jahnke et al. [Jah 99], il n'y a pas lieu de retarder significativement la fission par rapport à l'évaporation, c'est pourquoi nous avons pris une valeur négligeable de retard de 10^{-24} s pour la fission. L'émission de FMI de $Z > 3$ n'est pas permise. L'évaporation a lieu aussi bien directement à partir du noyau excité que séquentiellement à partir des fragments de fission de masses supérieures à 9, jusqu'à la désexcitation complète. Les angles, vitesses et orientations des spins des particules émises sont calculées dans un cadre semi-classique.

Nous avons pris un paramètre de densité de niveaux constant $a = A/10$ et supposé un noyau de symétrie sphérique. Les coefficients de transmission sont calculés dans le cadre du modèle IWBC (In Wave Boundary Crossing [Vaz 84]).

5.3 Simulation de la réaction de spallation et des effets de détection

Les détecteurs génèrent un certain nombre de biais sur les mesures, essentiellement liés à leur efficacité. Même si ces biais sont bien connus il est impossible de les corriger événement par événement.

C'est pourquoi, afin de reproduire les effets des biais du dispositif expérimental, nous avons adopté la méthode qui consiste à simuler la réaction en y introduisant les effets de détection et de comparer aux résultats expérimentaux bruts (Chapitre 6 et 7).

5.3.1 Couplage de INCL2.0 et GEMINI = INCL

La réaction de spallation est simulée par un code en deux étapes résultant du couplage de INCL2.0 et GEMINI, dans la suite simplement appelé "INCL".

Les caractéristiques du couplage sont décrites ci-dessous :

1. L'étape de cascade intra-nucléaire est stoppée après le temps de thermalisation défini par défaut dans INCL2.0 (voir section 5.1.1). On suppose que la thermalisation est essentiellement atteinte à la fin de la cascade.

2. GEMINI est ensuite appliqué au noyau résiduel de la cascade. Les paramètres d'entrée de GEMINI sont alors : la masse, le numéro atomique, l'énergie d'excitation, le moment angulaire ($L = b\sqrt{2 * A_{res}}/\hbar$) et le moment de recul du noyau résiduel. Il faut noter que par défaut GEMINI traite l'évaporation dans le centre de masse du noyau père, cependant on peut lui indiquer de travailler dans le référentiel du laboratoire en utilisant la vitesse et la direction de recul du résidu issu de la cascade comme paramètre d'entrée.
3. A la fin de l'étape de désexcitation, les informations relatives à la masse, la charge et le moment de toutes les particules émises, lors de la cascade et de l'évaporation, ainsi que du résidu de spallation ou des fragments de fission sont stockés. L'énergie d'excitation ainsi que le moment de recul du noyau résiduel de la cascade sont aussi stockés.

Il faut signaler que dans le code INCL2.0 la position d'impact du proton incident est simplement choisie dans le plan (XZ) (seul l'angle θ est déterminé) où Z est la direction du faisceau. De façon à traiter la réaction ainsi que l'émission et la détection des particules dans le référentiel du laboratoire, la position initiale du proton incident est choisie en tirant aléatoirement l'angle ϕ .

Nous savons que le code INCL2.0 sous-estime la section efficace de réaction en considérant un noyau à bords francs avec $r_0=1.12$ fm. Toutes les données de la simulation sont renormalisées par la section efficace géométrique : $\sigma = \pi(r_0 A^{1/3})^2$ avec $r_0 = 1.26$ fm. Cependant il faut noter que cette renormalisation n'est qu'une correction grossière qui ne permet pas de bien rendre compte des effets de surface (ce qui est mieux réalisé dans la version INCL3.0), mais s'avère utile au niveau des évaluations de sections efficaces.

Quelques résultats

Quelques résultats des simulations (INCL2.0 + GEMINI) sont donnés pour les distributions en masse (A), en charge (Z) et en vitesse (V) du noyau après la cascade intranucléaire (remnant) et après la désexcitation statistique (residue), en fonction de l'énergie d'excitation (fig. 5.2). Les simulations sont réalisées pour un noyau initial d'Au bombardé par un proton de 2.5 GeV. On observe que les caractéristiques en masse et en charge du noyau, après la première phase, restent proche de celles du noyau initial. A haute énergie d'excitation, le noyau perd en moyenne environ dix nucléons. Ceci justifie l'utilisation des réactions de spallation pour produire des noyaux "chauds" de manière relativement "douce". L'essentielle de la perte de masse se passe dans la seconde phase par émission de particules légères, ou par fission. La diminution de la masse des fragments de fission avec l'énergie d'excitation (moins forte que pour les résidus lourds), indique que ceux-ci sont produits par des noyaux ayant déjà évaporés un certain nombre de nucléons. On voit ici la compétition entre évaporation et fission qui a lieu à haute énergie d'excitation. On observe également une augmentation de la vitesse de recul du noyau émetteur avec l'énergie d'excitation et de grandes fluctuations sur cette vitesse. Nous discuterons ce point dans la section 6.4.3.

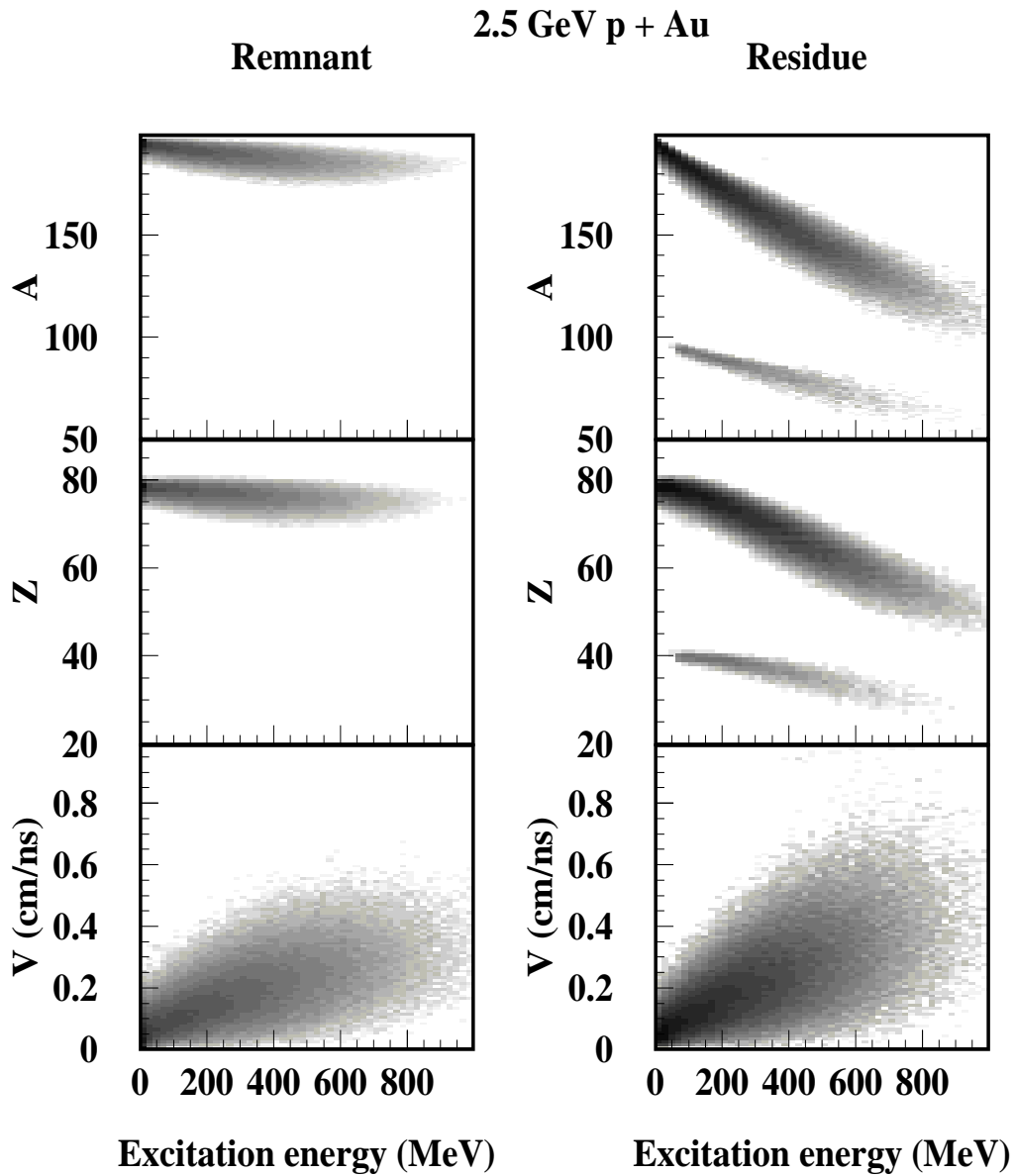


FIG. 5.2 – Masse (A), charge (Z) et vitesse de recul (V) du noyau après la cascade intranucléaire (remnant) et après la désexcitation statistique (residue) en fonction de l'énergie d'excitation.

5.3.2 Simulation de la détection des neutrons

La détection d'un neutron passe par trois étapes (voir chapitre 2) : le ralentissement jusqu'à la thermalisation, la capture par un noyau d'H ou de Gd, l'émission et la détection de lumière associée à cette capture. A chacune de ces étapes on peut associer une efficacité : le neutron est trop énergétique et sort du scintillateur avant d'être capturé ; le neutron a subi une réaction nucléaire dans laquelle il disparaît ; le neutron est capturé mais les rayonnements γ émis ne sont pas convertis en lumière ou la lumière n'est pas détectée. L'efficacité de détection d'un neutron par la BNB sera le produit de ces trois efficacités et est impossible à corriger événement par événement.

D'autre part, un certain nombre de neutrons peuvent être générés par des réactions parasites et qui, lorsque détectés, ne sont pas différenciables de ceux créés dans la cible. Ces réactions sont produites essentiellement par les particules libérées lors de la cascade, d'énergie supérieure à 100 MeV (c'est une approximation), sur les noyaux de Fe constituant l'enceinte de la BNB et sur les noyaux de C composant le liquide scintillant.

Afin de tenir compte de tous ces effets, chaque particule produite dans la cible par INCL est traitée selon l'organigramme de la figure 5.3.

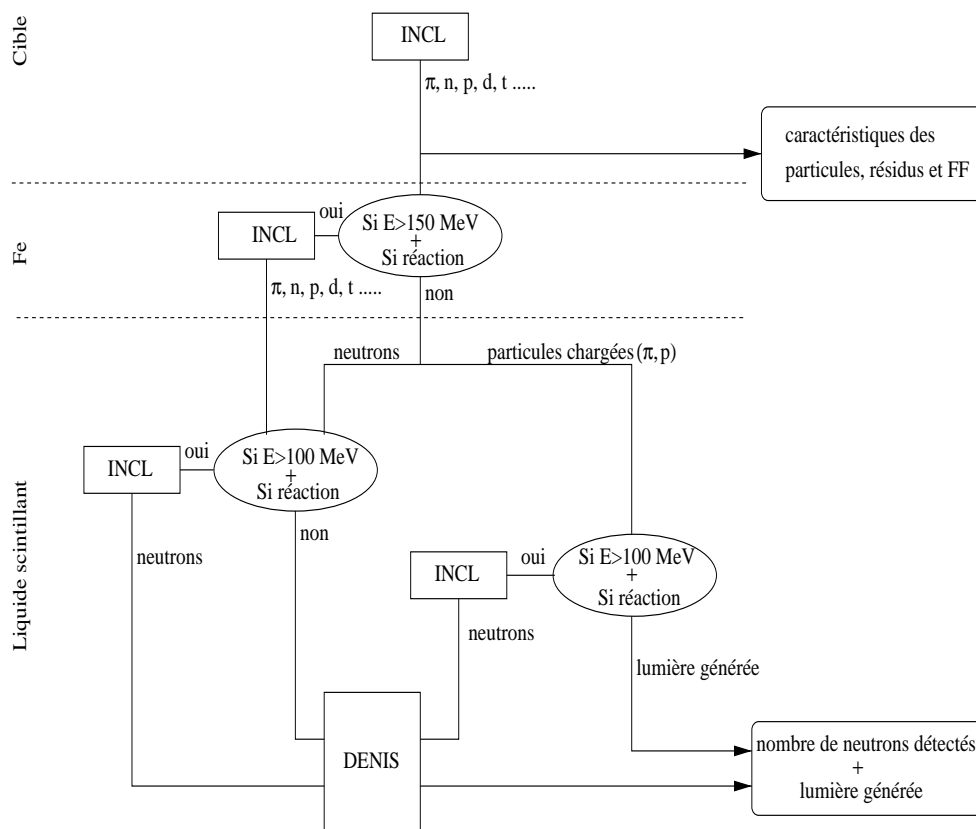


FIG. 5.3 – Organigramme de la simulation concernant la détection des neutrons produits dans la cible par INCL.

Détection des neutrons

La détection des neutrons est simulée par le code DENIS (voir chapitre 2). C'est un code Monte-Carlo développé en 1974 par Poitou et al. [Poi 74] pour simuler la capture et la détection des neutrons avec des scintillateurs liquides dopés au Gd.

Tout le processus de détection est simulé : le ralentissement du neutron par diffusion et sa capture par H ou Gd ; l'émission de rayons gamma après la capture et leurs interactions par effet compton avec le liquide ; l'émission de lumière. La diffusion de la lumière n'étant pas suivie dans le code, la collection de lumière est définie par un seuil sur la quantité de lumière produite. En dessous de ce seuil, on considère que la lumière n'a pas été détectée. Le seuil est ajusté de façon à reproduire les multiplicités moyennes de neutrons mesurées à partir d'une source de Cf. Il est de l'ordre de 2.4 MeV.

L'histoire de chaque neutron est suivie dans le temps. Les diffusions élastiques ou inélastiques sur les noyaux d'H, de C ou de Gd ainsi que les captures par H ou Gd sont traitées par tirage Monte-Carlo selon les sections efficaces partielles. Les sections efficaces incluses dans le code sont valides pour une gamme en énergie allant de 0 à 1000 MeV. Cependant, au-delà de 100 MeV tous les canaux de réactions nucléaires ne sont pas inclus.

C'est pourquoi nous avons implémenté INCL dans DENIS (voir paragraphe suivant) de façon à générer toutes les réactions nucléaires au-delà de 100 MeV. Les neutrons alors générés sont réinjectés dans DENIS afin de suivre leur ralentissement et leur capture.

Lorsqu'un neutron est capturé par un H ou un Gd, la capture n'est validée que si la quantité de lumière est supérieure au seuil et si celle-ci a lieu dans un intervalle de temps fixé à 44 μs (correspondant à la largeur de la première porte de lecture expérimentale) débutant 0.7 μs après le temps 0 de la réaction.

La figure 5.4 représente l'efficacité de détection de la BNB pour des neutrons dont l'énergie est comprise entre 0 et 500 MeV, calculée à partir de DENIS avec l'implémentation de INCL (histogramme) ou sans l'implémentation (symboles). En dessous de 100 MeV le comportement de l'efficacité a déjà été étudié figure 1.3, montrant une décroissance au fur et à mesure que l'énergie du neutron augmente, jusqu'à 100 MeV. Au-delà de 100 MeV, l'efficacité calculée avec DENIS (version originale) continue à chuter avec l'énergie, alors que lorsque INCL est introduit, celle-ci reste à peu près constante. L'efficacité est maintenue constante par les réactions secondaires qui ont lieu dans le scintillateur et qui produisent essentiellement 1 ou 2 neutrons de faible énergie pouvant être capturés et détectés.

La géométrie de la BNB est entièrement prise en compte (y compris les cônes d'entrée et de sortie du faisceau) et la simulation est réalisée dans un espace à trois dimensions.

Traitement des réactions induites dans les parois de la BNB

Les parois de la BNB sont constituées d'environ 2-3 mm de Fe. On considère en première approximation que seules les particules de plus de 150 MeV peuvent avoir une réaction. Cette approximation est motivée par l'allure de la section efficace de réaction qui devient constante au-delà de 150 MeV et vaut 0.75 b.

La probabilité qu'une réaction ait lieu, dans la profondeur x , est tirée aléatoirement en

considérant la loi : $P_{reac} = 1 - \exp(-x/L)$ où L est la longueur d'interaction.

La réaction sur le Fe est traitée par INCL. Toutes les particules produites dans cette réaction, d'énergie supérieure à 100 MeV et se dirigeant vers le scintillateur, sont suivies et marquées de façon à ne pas les confondre avec les particules issues de la cible.

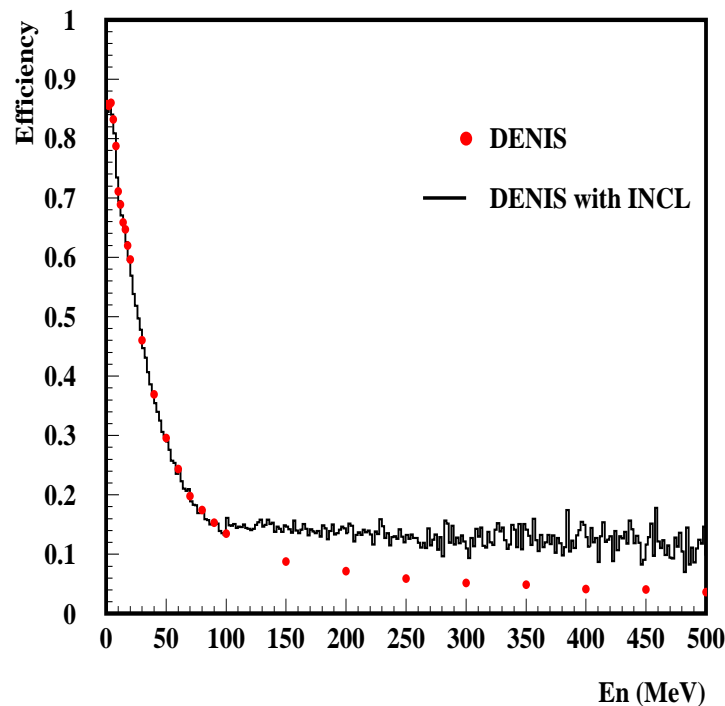


FIG. 5.4 – Efficacité de détection des neutrons, calculée, en fonction de leur énergie. Les calculs sont réalisés par DENIS (symboles) et DENIS avec l'implémentation de INCL (histogrammes), pour tenir compte des réactions secondaires générées par des particules issues de la cible dans les parois de la BNB et dans le scintillateur.

Traitement des réactions induites dans le liquide scintillant ($E > 100$ MeV)

Les réactions induites dans le scintillateur par les particules de plus de 100 MeV (neutrons et particules chargées) sont traitées par INCL. Le ralentissement des neutrons est toujours traité par DENIS (voir ci-dessus) jusqu'à ce qu'une réaction sur un noyau de C ait lieu. La décision d'une réaction sur un noyau de C ainsi que le lieu de la réaction sont

tirés aléatoirement selon la loi $P_{reac} = 1 - \exp(-x/L)$, où L est la longueur d'interaction dans le liquide scintillant. Pour les protons, on tient compte du ralentissement électronique. Il faut noter que l'utilisation du code de cascade intra-nucléaire sur un noyau de C sort un peu des limites de validité du code, lorsqu'un grand nombre de nucléons sont éjectés, car l'approximation faite sur le champ moyen constant, n'est plus valable. Cependant, cela permet avec une bonne approximation d'estimer le nombre de neutrons générés en supplément par les réactions parasites au-delà de 100 MeV. Seuls les neutrons générés par INCL sont ensuite suivis dans le temps et pour ce faire, ils sont réinjectés dans DENIS.

Bruit de fond

Nous avons vu à la section 2.1.3 que la BNB est soumise à un bruit de fond corrélé. La distribution de neutrons associée à la seconde porte (fig. 2.5 de droite) est reproduite par une distribution de Poisson de moyenne 0.8 et convoluée événement par événement à la multiplicité de neutrons détectés. L'approximation de la distribution de bruit par une loi de Poisson ne tient pas compte des événements à forte multiplicité qui représentent moins de 1% de la distribution.

Génération de la lumière prompte

La lumière "prompte", dans la BNB, est générée par le ralentissement des neutrons et des particules chargées et des γ .

La lumière, produite lors du ralentissement des neutrons, est générée par l'interaction du noyau de recul ou des particules chargées produites avec les électrons du milieu. Le dépôt d'énergie en équivalent électron est évalué à partir de la paramétrisation de Nakayama et al. [Nak 81]. Ce traitement est réalisé dans le code DENIS.

De la même façon, la lumière générée par les particules chargées directes (provenant de la cible) est évaluée à partir de cette paramétrisation.

L'efficacité de collection de la lumière par les photomultiplicateurs n'est pas prise en compte dans la simulation. Cependant la quantité de lumière mesurée expérimentalement est étalonnée en MeVee à partir de l'énergie déposée par les muons provenant du rayonnement cosmique. Cette étalonnage tient compte implicitement de l'efficacité de collection de la lumière par les photomultiplicateurs de la BNB.

5.3.3 Filtre de détection pour les particules chargées

La détection des particules chargées est rendue plus aisée par le fait que l'efficacité d'une jonction silicium est de 100%. Les contraintes expérimentales sont données par la couverture angulaire (efficacité géométrique) de la BSiB et les limites de détection en énergie imposées par les seuils des QDC.

Nous avons précisé, au chapitre 2, l'efficacité de la BSiB pour les H, He et FMI. Le tableau 5.2 résume les valeurs moyennes des efficacités et les bornes inférieures (E_{min}) et supérieures (E_{max}) en énergie, imposées par la BSiB pour chaque particule.

	^1H	^2H	^3H	He	FMI
E_{min} (MeV)	2 ± 0.3	2 ± 0.3	2 ± 0.3	2 ± 0.3	2 ± 0.3
E_{max} (MeV)	26 ± 4	49 ± 6	76 ± 7	103 ± 10	103 ± 10
$\langle\epsilon\rangle$ (%)	84 ± 3	84 ± 3	84 ± 3	81 ± 3	79 ± 3

TAB. 5.2 – *Limites en énergie de détection des particules chargées légères et FMI imposées par la BSiB (E_{min} et E_{max}) et efficacité de détection moyenne ($\langle\epsilon\rangle$) pour chaque type de particule.*

Dans la simulation, afin de conserver l'effet des fluctuations sur les mesures, un tirage aléatoire est fait événement par événement pour le retenir ou non et de sorte à reproduire l'efficacité moyenne.

Chapitre 6

Comparaison expérience-simulation

Les résultats de l'expérience décrite dans le Chapitre 2 sont présentés dans le chapitre présent et comparés aux résultats de la simulation décrite au Chapitre 4 reposant sur une description de la réaction de spallation par les codes INCL2.0 et GEMINI.

Les premiers éléments de comparaison pour tester la validité des codes mais aussi de la simulation réalisée sont les multiplicités de neutrons et de particules chargées. Nous verrons que celles-ci sont bien reproduites par la simulation, indiquant que le modèle qui sous tend la simulation est assez réaliste et que les différents effets liés aux détecteurs sont bien pris en considération.

Cette conclusion nous amènera à développer une technique, événement par événement, pour remonter à l'énergie d'excitation du noyau à partir de l'inter-comparaison entre les corrélations des multiplicités de neutrons et de particules chargées mesurées et simulées. Cette information, qui nous renseigne sur le développement de la cascade dans le noyau (formation du noyau "chaud"), sera utilisée par la suite pour caractériser le noyau.

Nous étudierons ensuite la production de particules chargées légères en mettant l'accent sur les particules d'origines évaporatives. Nous verrons que la formation des noyaux "chauds" est bien décrite par le code INCL2.0, et que l'émission à l'équilibre de particules évaporatives est bien décrite par GEMINI.

Une étude de l'émission des particules de prééquilibre sera réalisée au Chapitre 7.

6.1 Multiplicités de particules légères et lumière prompte

Un premier test de la validité de la simulation et des codes la composant (INCL2.0 et GEMINI, voir section 5.3), peut être fait en comparant les multiplicités de neutrons et de particules chargées détectées expérimentalement et celles déterminées par la simulation. Cette information est importante car, comme nous le verrons, les particules détectées étant essentiellement d'origine évaporative, c'est un premier test du code d'évaporation mais aussi de l'énergie d'excitation moyenne fournie par INCL2.0.

Nous avons voulu utiliser l'information donnée par le code de simulation pour comprendre la génération de la lumière prompte.

Distributions en multiplicité de particules légères

Les distributions en multiplicité de neutrons (n), hydrogène (H), hélium (He) et de leur somme : les particules légères (lp) sont représentées sur la figure 6.1. Les symboles représentent les données expérimentales, tandis que les histogrammes correspondent aux résultats des simulations avec INCL sans filtrage (en pointillés), après filtrage (en traits pleins) et après filtrage avec une condition sur la détection d'au moins une particule chargée (en grisé). La condition de détecter en coïncidence au moins une particule chargée est appliquée sur les données expérimentales (symboles) de façon à limiter les contributions du bruit de fond (voir section 4.3.1).

i) L'allure des distributions de neutrons (courbe en pointillés) est bien connue et présente une partie à basse multiplicité que l'on peut associer à des réactions très peu dissipatives (réactions périphériques) où peu de neutrons sont produits et une large bosse centrée à environs 25 neutrons correspondant à un développement plus complet de la cascade intra-nucléaire. Les collisions périphériques déposent peu d'énergie dans le noyau, l'émission de neutrons est alors grandement favorisée par rapport à l'émission de particules chargées à cause des effets de la barrière coulombienne. C'est pourquoi lorsqu'une condition est imposée sur la détection en coïncidence avec les neutrons d'au moins une particule chargée, les événements à basse multiplicité sont très fortement réduits (comparaison histogrammes en traits pleins et en grisés). Comme nous verrons dans la suite, cette condition conduit à rejeter les événements à faible énergie d'excitation.

Le filtre expérimental réduit la multiplicité de neutrons d'environ 4 unités (comparaison courbes en pointillés et en traits pleins). La réponse de la BNB, du fait de sa grande efficacité pour les neutrons de faible énergie (neutrons d'évaporation) et une efficacité qui décroît lorsque l'énergie augmente, tend à sélectionner "naturellement" les neutrons d'évaporation.

La distribution de neutrons expérimentale est bien reproduite par la simulation, aussi bien en moyenne qu'en largeur (tab. 6.1), avec un écart de 1 unité sur les valeurs moyennes soit 6%. Cette différence est tout à fait compatible avec ce que l'on peut attendre d'une simulation, d'autant que le traitement des réactions secondaires induites dans la BNB comporte des approximations. De plus les valeurs absolues des sections efficaces sont très bien reproduites.

ii) Les distributions de particules chargées sont elles aussi bien reproduites par la simulation (tab. 6.1) et en particulier pour les He. La simulation tend néanmoins à sous-estimer légèrement la section efficace au niveau de $M_H \simeq 6$ et à la surestimer dans la queue de la distribution. Il faut remarquer que le filtre expérimental est beaucoup moins sensible sur les distributions d'He (où seule la partie évaporative est simulée) que sur les distributions d'H (où la partie directe et évaporée est simulée) car la contribution des particules directes est moins importante pour les He (en particulier pour les ^4He) que pour les H (voir section 6.3.3). Du fait des seuils hauts en énergie de la BSiB de 26, 49 et 76 MeV pour p, d et t, respectivement, (voir section 4.3.3), celle-ci tend à sélectionner essentiellement des particules évaporées. Nous verrons dans la suite, que le poids de la partie directe des deutérons

2.5 GeV p + Au

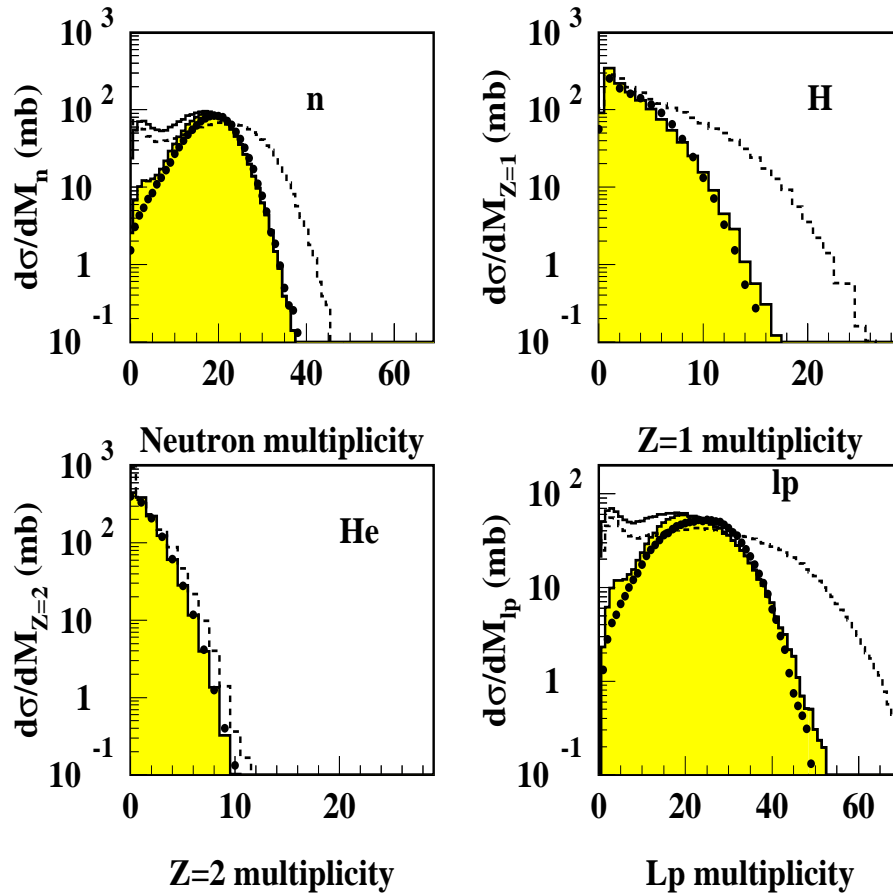


FIG. 6.1 – Distributions de multiplicité des neutrons (n), des noyaux d'Hydrogène (H), des noyaux d'Hélium (He) et particules légères (lp) mesurées (symboles) et comparées aux résultats de la simulation avec INCL non filtrés (histogrammes en pointillés), filtrés (histogrammes en traits pleins) et filtrés avec une condition sur la détection d'au moins une particule chargée (histogrammes en grisé).

	Mesures		Simulation	
	μ	σ	μ	σ
n	18.1 ± 0.3	5.8 ± 1.0	16.9 ± 0.3	6.0 ± 1.0
H	3.52 ± 0.05	2.5 ± 0.4	3.17 ± 0.03	2.6 ± 0.4
He	1.38 ± 0.02	1.4 ± 0.2	1.32 ± 0.01	1.4 ± 0.2
Lp	23.0 ± 0.4	8.2 ± 1.4	21.4 ± 0.5	8.6 ± 1.6

TAB. 6.1 – Valeurs moyennes (μ) et largeurs (σ) des distributions de multiplicité de n , H , He et leur somme (lp), mesurées et simulées (après passage dans le filtre). Les distributions ne sont pas corrigées de l’efficacité de détection et une condition sur la détection en coïncidence d’au moins une particule chargée est imposée.

et des tritons est faible dans la somme des H détectés par la BSiB.

Nous pouvons conclure que le modèle reproduit de façon plus que satisfaisante les données expérimentales. Il est cependant à noter que les collisions les moins inélastiques sont soustraites de cette analyse par la condition imposée de détecter au moins une particule chargée.

Corrélations entre multiplicité neutronique et multiplicité de particules chargées

Compte tenu de la barrière coulombienne, les particules chargées et neutres n’ont pas le même poids lors du refroidissement du noyau par évaporation. C’est pourquoi il est intéressant de mesurer cette corrélation d’autant qu’elle apporte une contrainte supplémentaire pour le modèle dans son ensemble. C’est un grand atout du dispositif expérimental que de le permettre.

Ces corrélations sont représentées sur la figure 6.2 pour les résultats du code INCL (a) (avec les particules de la cascade et évaporées), les résultats de GEMINI (b) (avec les particules évaporées seules) et les résultats de INCL filtrés (c). Le panneau d) est une superposition des données expérimentales (couleurs) et des résultats de INCL filtrés (contours).

Les multiplicités et corrélations de multiplicités produites par le code d’évaporation GEMINI (fig. 6.2b) présentent les caractéristiques d’un processus évaporatif, à savoir :

- une émission quasi exclusive de neutrons à basse multiplicité de neutrons (en dessous de 10 neutrons), c’est à dire à basse énergie d’excitation,
- un accroissement du nombre de particules chargées avec l’augmentation du nombre de neutrons, c’est à dire avec l’augmentation de l’énergie d’excitation. A haute énergie d’excitation, la pente moyenne de la distribution est voisine de l’unité, indiquant que l’émission de neutrons et de particules chargées devient équiprobable.

La corrélation reste à peu près identique lorsque les nucléons émis lors de la cascade sont ajoutés (fig. 6.2a). Cependant la distribution est “étirée” vers les hautes multiplicités car

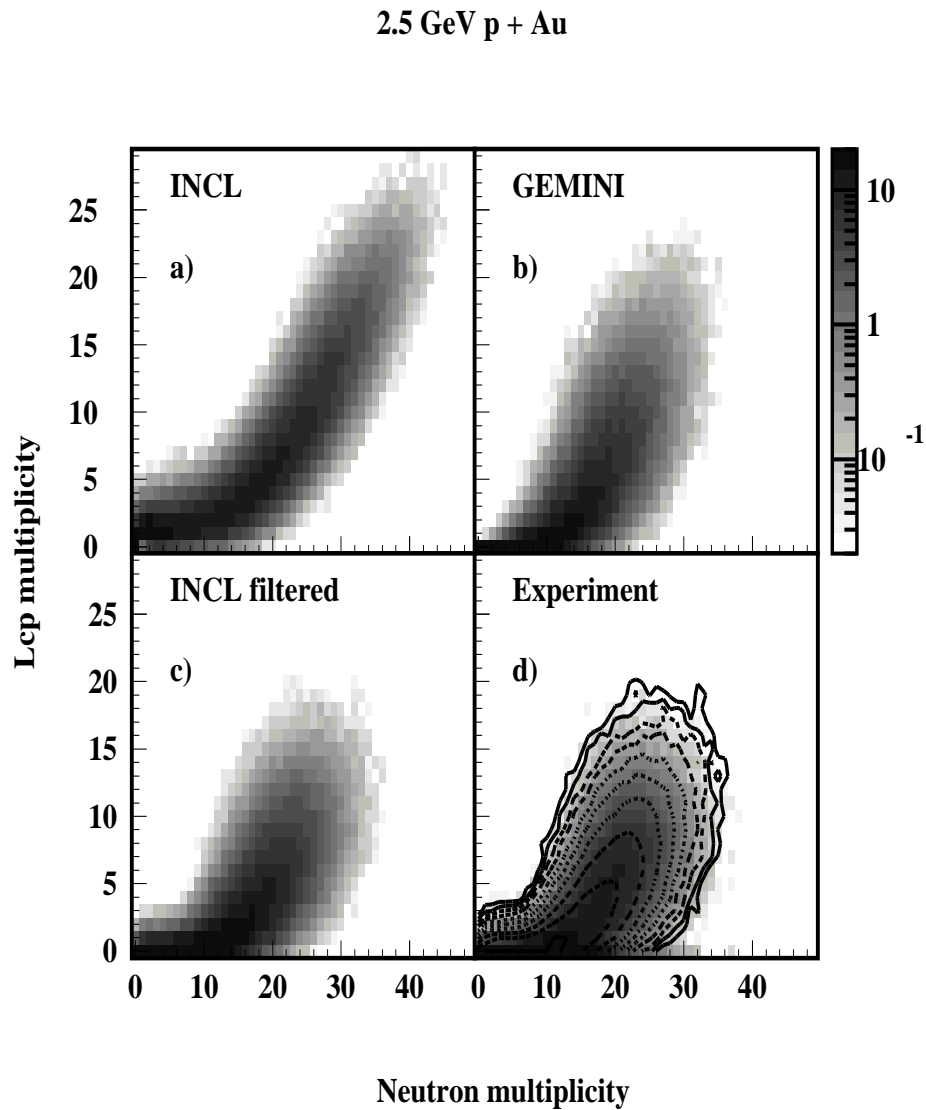


FIG. 6.2 – *Corrélations entre multiplicité de neutrons et multiplicité de particules chargées. a) en haut à gauche : résultats de la simulation INCL (INC+GEMINI), b) en haut à droite : résultats de GEMINI, c) en bas à gauche : résultats de INCL filtrés pour les neutrons et pour les particules chargées, d) en bas à droite : comparaison des résultats expérimentaux (couleur) et des résultats du calcul filtrés (courbes de niveaux). Les intensités sont indiquées en mb.*

plus la cascade se développe et plus de nucléons ayant eu une collision dans le noyau sont émis. Il faut aussi remarquer l'élargissement de la distribution de multiplicité des particules chargées à basse multiplicité neutronique dû aux protons de la cascade.

Lorsque ces événements sont filtrés (fig. 6.2c), la distribution est à la fois comprimée (comme vu précédemment sur les projections fig. 6.1) et élargie. Il faut remarquer qu'à basse multiplicité de neutrons, il y a un léger gain de multiplicité lié à la détection de neutrons libérés lors de la cascade.

Le bon accord vu précédemment sur les distributions de multiplicité entre les données expérimentales et celles de la simulation reste vrai pour les corrélations (fig. 6.2d) : les corrélations entre neutrons et particules chargées sont bien reproduites par la simulation à la fois en moyenne mais aussi en largeur.

On peut donc penser que :

- le modèle qui sous-tend la simulation est assez réaliste,
- les différents biais liés aux détecteurs sont bien pris en considération.

Lumière prompte

La lumière prompte est générée par l'ensemble des particules qui pénètrent dans le scintillateur liquide (section 2.1). Bien que simulée de manière un peu sommaire (voir section 5.3.2), cette information est tout de même intéressante en particulier pour discriminer l'origine de cette lumière selon le type de particule qui pénètre dans le scintillateur.

La figure 6.3 représente une distribution des événements selon la multiplicité de neutrons (sensée mesurer la violence de la collision) et la quantité de lumière prompte, mesurée (en haut à gauche) et simulée avec le filtre expérimental (en haut à droite). Les trois panneaux du bas permettent de distinguer dans cette dernière distribution simulée : neutrons (n), protons (p) et pions (π^\pm). La quantité de lumière expérimentale est calibrée en MeVee à partir des muons provenant du rayonnement cosmique.

Comme attendu, la quantité de lumière est corrélée à la violence de la collision, c'est à dire à la multiplicité de neutrons. On voit que cette corrélation expérimentale est bien reproduite par la simulation et que globalement le résultat est satisfaisant, même si la simulation génère plus de lumière.

Les résultats de la simulation selon le type de particules (fig. 6.3 en bas) montrent que la lumière est plutôt générée par les protons que par les neutrons car les premiers interagissent de manière électromagnétique avec le milieu et sont donc plus facilement ralentis. Les pions produisent approximativement autant de lumière que les neutrons, cependant leur contribution en nombre est moins importante. Il faut rappeler que les protons qui génèrent un signal dans la BNB sont des particules très énergétiques issues de la cascade alors que les neutrons proviennent à la fois de la cascade mais aussi de l'évaporation. Ce point est important à signaler car nous verrons dans la seconde partie de ce rapport (voir section 10.1) que lorsque l'épaisseur de cible augmente, la quantité de lumière prompte générée dans la BNB diminue, indiquant une diminution de l'émission de particules chargées de grandes énergies, même si le nombre de neutrons augmente.

Dans les collisions très peu dissipatives, le proton incident perd peu d'énergie mais peut être suffisamment dévié pour pénétrer dans la BNB. Etant proche du minimum d'ionisation, la quantité de lumière qu'il produit est constante, ce qui donne comme signal une traîne verticale autour de 100 MeV sur la matrice. Ce signal est aussi visible pour les pions de grande énergie qui sont au minimum d'ionisation.

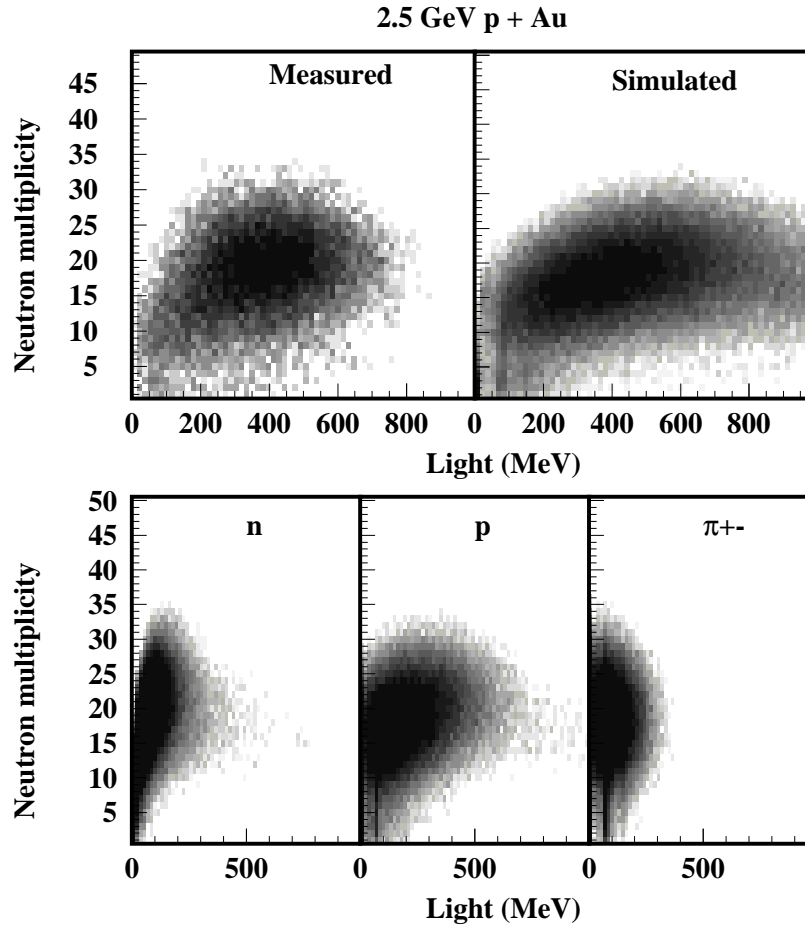


FIG. 6.3 – Corrélation entre la multiplicité neutronique et la lumière de la BNB telle qu'elle est mesurée (en haut à gauche) et simulée puis filtrée (en haut à droite). Les trois panneaux du bas correspondent à une discrimination des contributions simulées selon le type de particule : neutrons (n), protons (p) et pions (π^{\pm}).

Il faut noter que cette tentative d'étude de la production de lumière est très sommaire et qu'elle nécessiterait une étude plus approfondie en tenant compte notamment de la propagation de la lumière dans la BNB avec des outils de simulation plus complets.

6.2 Détermination de l'énergie d'excitation

Dans les réactions de spallation toute une distribution en énergie d'excitation est atteinte. Cette quantité caractérise le développement de la cascade intra-nucléaire et dépend du paramètre d'impact. Une étude approfondie de ces réactions nécessite donc une détermination événement par événement de l'énergie d'excitation qui est un paramètre capital pour caractériser le noyau et ses possibilités de refroidissement (résidu d'évaporation, fission, voire multifragmentation).

La méthode idéale serait de réaliser une véritable calorimétrie, c'est à dire de mesurer l'énergie cinétique de toutes les particules évaporées. Or ceci sous entend de pouvoir distinguer et séparer les particules évaporées des autres (ce qui n'est pas facile comme nous le verrons par la suite) et de ne pas avoir de problèmes de détection. Il faut noter que dans la plupart des expériences où la calorimétrie est utilisée, l'information n'est pas totale et en particulier les neutrons sont absents des mesures car difficiles à mesurer. La calorimétrie est donc partielle et repose sur l'hypothèse que les neutrons sont émis en nombre moyen dépendant de celui des particules chargées. Cette hypothèse est grossière comme le prouve l'importance des fluctuations (voir fig. 6.2).

Dans notre cas l'énergie d'excitation ne peut être déterminée directement par une méthode de calorimétrie mais indirectement en mesurant les multiplicités des particules émises. En effet pour un noyau à l'équilibre thermique, peu déformé et avec un moment angulaire très faible, l'énergie d'excitation est la seule quantité qui gouverne sa désexcitation, les particules émises étant alors essentiellement évaporées. Ce processus étant bien connu on peut relier les multiplicités de neutrons et de particules chargées évaporées à l'énergie d'excitation en passant par un modèle d'évaporation. Cette méthode décrite dans la référence [Gol 96a] a déjà été utilisée précédemment, soit simplement avec l'information "neutrons" [Led 98], soit en combinant l'information "neutrons" et "particules chargées" [Gol 96b], [Enk 99] pour déduire la distribution en énergie d'excitation.

Pour déterminer l'énergie d'excitation, nous allons nous appuyer sur le modèle INCL (INCL2.0+GEMINI) et la simulation décrite au Chapitre 4 qui vont nous conduire à une constatation : la mesure simultanée des multiplicités de neutrons et de particules chargées légères permet d'approcher l'énergie d'excitation de façon réaliste événement par événement et c'est ce que nous essaierons de démontrer dans la suite.

6.2.1 Exposé de la méthode

L'une des informations les plus complètes dont nous disposons est la matrice de corrélation entre les multiplicités de particules chargées et de neutrons (fig. 6.2). Les figures 6.4 sont une représentation de l'énergie d'excitation moyenne calculée (en Z) en fonction des multiplicités de neutrons et de particules chargées générées seulement par GEMINI (en utilisant INCL2.0 en amont) fig. 6.4a, et issues de la simulation complète INCL après filtration (fig. 6.4b).

Sur les deux figures, on voit très clairement apparaître les lignes d'iso-énergie d'excitation (iso- E^*). Pour un processus purement évaporatif (fig. 6.4-GEMINI), l'énergie ΔE em-

portée par une particule est fonction de la température T du noyau émetteur, de l'énergie de liaison B et de la barrière coulombienne V_c (si la particule est chargée) : $\Delta E = 2T + V_c + B$. Pour une température d'environ 4 MeV l'énergie emportée par un neutron est de 16 MeV, un Hydrogène 26 MeV et un Hélium 28 MeV. Il est à noter que H et He évacuent sensiblement la même énergie et qu'une première approximation consiste à ne pas les distinguer (c'est ce qui est fait fig. 6.2 et 6.4). Approximativement pour la même quantité d'énergie emportée, il faut donc deux fois plus de neutrons que de protons. Cette corrélation est reflétée par les lignes d'iso- E^* .

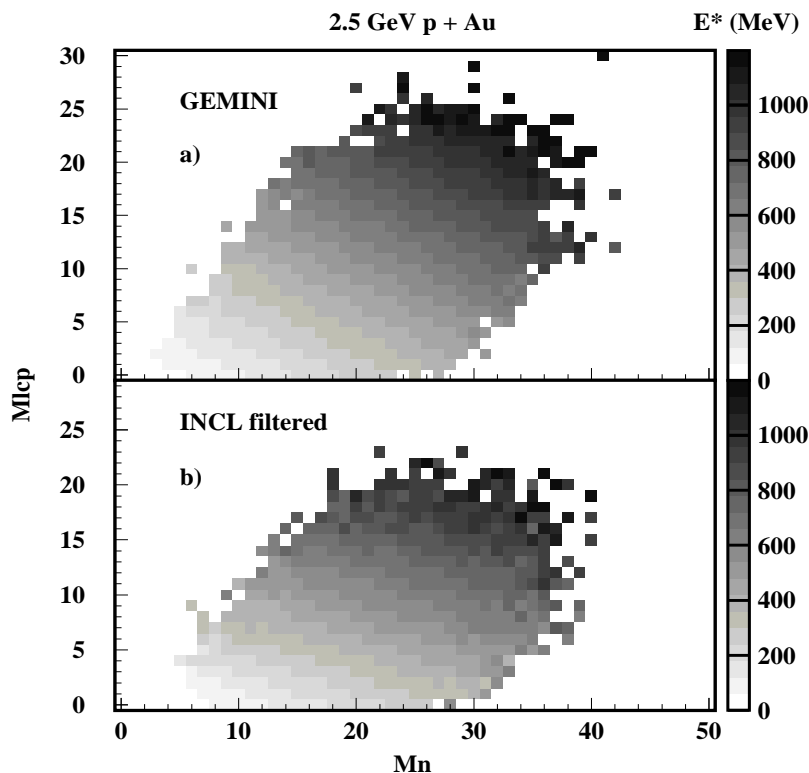


FIG. 6.4 – Distributions de l'énergie d'excitation moyenne (en Z) en fonction de la multiplicité de neutrons (M_n) et de la multiplicité de particules chargées (M_{lcp}). Les calculs sont réalisés seulement par GEMINI (a) avec les données de INCL2.0 en amont, et par un calcul complet incluant les particules générées par INCL2.0 et GEMINI (INCL) toutes filtrées (b).

Lorsque l'on considère toutes les particules issues de la simulation (et non plus seulement celles qui sont évaporées) et passées par le filtre expérimental (fig. 6.4 du bas), on constate que les corrélations initiales vues sur la figure du haut sont totalement préservées même si elles sont légèrement modifiées. En particulier, la pente des iso- E^* est adoucie du fait que l'on détecte proportionnellement plus de neutrons que de particules chargées légères, issus de la cascade.

La matrice de corrélation étant bien préservée lorsque l'on prend en compte tous les effets de détection et en particulier la non distinction des particules issues de la cascade et de l'évaporation, on peut utiliser la "matrice énergie" (fig. 6.4b) pour reconstruire événement par événement l'énergie d'excitation.

La méthode consiste à définir la position (donnée par les multiplicités de n et lcp) de chaque événement sur la "matrice énergie" et à lui attribuer l'énergie d'excitation moyenne correspondante.

Test de validité de la méthode

La validité de la méthode peut être testée en appliquant celle-ci, événement par événement, aux résultats (multiplicités de n et lcp) du modèle INCL après filtration. On peut ainsi estimer les fluctuations engendrées par la méthode de reconstruction et son champ d'application.

Les résultats de la reconstruction de l'énergie d'excitation sont représentés sur la figure 6.5 (symboles et ligne épaisse) et comparés à la distribution originale (histogramme). Les fluctuations sur les points intègrent tous les aspects liés d'une part au fait que le processus d'évaporation est stochastique, qu'il existe des fluctuations sur les énergies des particules évaporées, et d'autre part que la détection a une efficacité finie et que l'on ne peut très clairement distinguer les particules évaporées des autres.

La comparaison de la valeur moyenne (ligne épaisse) et de la distribution initiale (histogramme) indique que la transformation multiplicité - énergie d'excitation est biunivoque sauf à haute énergie d'excitation, dans la queue de la distribution, et à très basse énergie d'excitation ($E^* < 100$ MeV). Tant que la distribution est relativement "plate" les effets de compensation font qu'en moyenne la reconstruction est bonne. En revanche, dans la queue de la distribution ces effets disparaissent et ce sont les événements les plus abondants qui imposent leur loi et distordent en conséquence la distribution. Cette distorsion sur la moyenne peut être évaluée en faisant le rapport des deux distributions. On pourra ainsi corriger les distributions reconstruites de la distorsion induite par la méthode.

La méthode de reconstruction de l'énergie d'excitation basée sur la matrice de corrélation entre les multiplicités de neutrons et de particules chargées légères est une méthode fiable qui prend en compte les effets de détection et qui permet de déterminer, événement par événement, une énergie d'excitation avec une précision de l'ordre de 20% (fig. 6.6). Cette méthode s'applique sur une large gamme en énergie entre 100 et 700 MeV.

6.2.2 Distribution en énergie d'excitation

La figure 6.7 présente la distribution en énergie d'excitation reconstruite à partir des multiplicités expérimentales mesurées en imposant la détection d'au moins une particule chargée en coïncidence (symboles). La distribution est corrigée de la distorsion induite par la méthode (voir ci-dessus). La ligne épaisse correspond à la distribution en énergie d'excitation reconstruite à partir des résultats de INCL, filtrés dans les mêmes conditions que

l'expérience. On a ajouté les résultats de INCL2.0 (histogramme). Les barres d'erreurs sur la reconstruction expérimentale correspondent aux fluctuations liées à cette reconstruction.

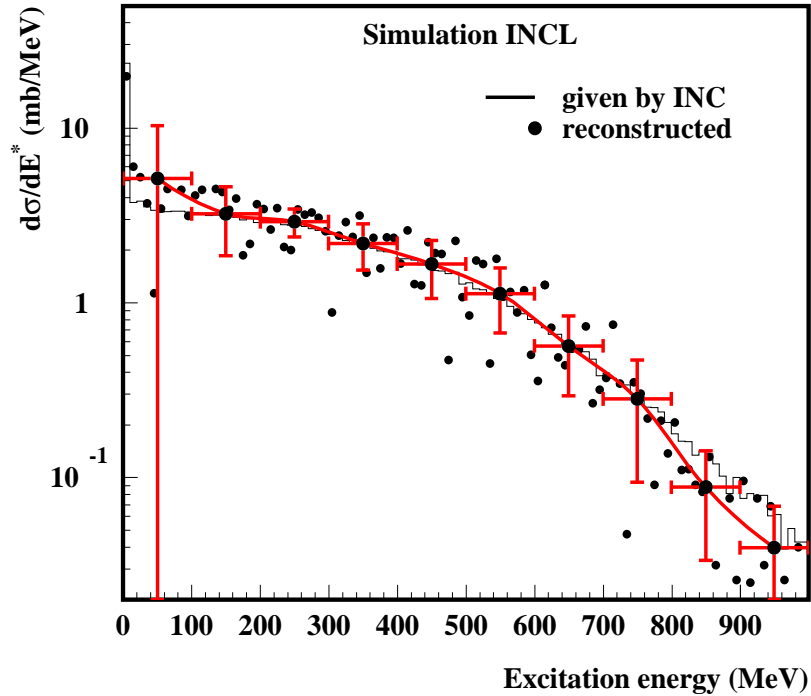


FIG. 6.5 – Distribution de l'énergie d'excitation donnée par le code INCL2.0 (histogramme). Les symboles correspondent à une reconstruction événement par événement de l'énergie d'excitation par la méthode décrite dans le texte, pour les résultats de la simulation INCL. La ligne pleine correspond à la distribution moyenne de ces points intégrées sur des "bins" plus large (lissage de la courbe), et les barres d'erreur correspondent à la déviation standard par rapport à cette moyenne.

Les différences vues à la section 6.1 entre les distributions expérimentales et simulées de multiplicités de particules légères se retrouvent aussi dans les distributions en énergie d'excitation. On peut dire que, globalement, l'énergie d'excitation issue du code INCL2.0 (histogramme) pour un proton de 2.5 GeV sur un noyau d'Au est en bon accord avec les données expérimentales pour le temps de thermalisation défini par défaut dans le code.

Ceci a été vérifié, par ailleurs, à plus basse énergie avec des faisceaux de protons de 1.2 et 1.8 GeV [Enk 99]. Egalement, des mesures en cinématique inverse ((1 GeV Au+p) ont

montré un bon accord, sur les distributions en masse et en charge des résidus de spallation [Wla 00], entre les données et les résultats du code de Liège couplé à un code d'évaporation (sauf à basse énergie d'excitation).

Il faut rappeler qu'à basse énergie d'excitation, quand aucune particule chargée n'est émise ou détectée, le modèle n'a pu être testé dans cette étude.

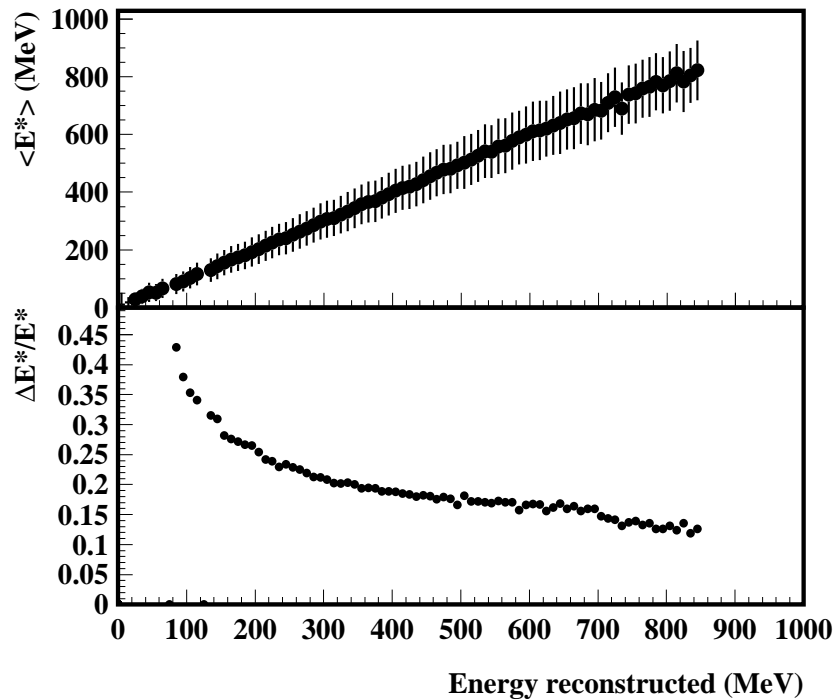


FIG. 6.6 – *En haut*: correspondance entre l'énergie d'excitation reconstruite et l'énergie d'excitation initiale extraite de INCL2.0 (les symboles correspondent aux moyennes des distributions initiales pour chaque tranche en énergie d'excitation et les barres d'erreur, à la déviation standard par rapport à cette moyenne). *En bas*: Résolution sur la détermination de l'énergie d'excitation événement par événement.

6.2.3 Temps de thermalisation

Le code INCL2.0 ne présente qu'un seul paramètre qui est le temps d'arrêt de la cascade. C'est le temps nécessaire pour que le noyau atteigne un régime dont les caractéristiques

se rapprochent de celles d'un noyau en équilibre et à partir duquel on peut appliquer un code de désexcitation statistique (voir section 5.1.1). La détermination du temps de thermalisation est l'un des problèmes majeur d'une modélisation en deux étapes.

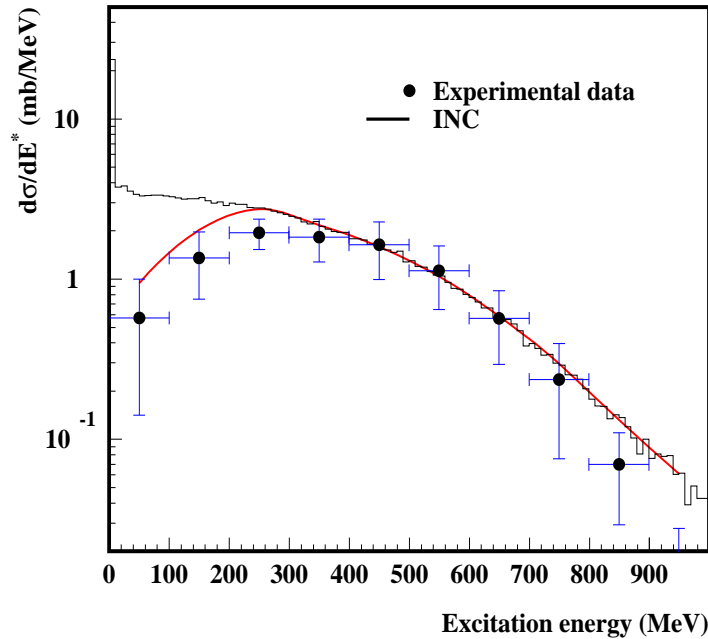


FIG. 6.7 – Distribution de l'énergie d'excitation pour un noyau d'Au bombardé par un proton de 2.5 GeV déduite à partir des multiplicités de particules légères mesurées (symboles). L'histogramme correspond à la distribution déduite de INCL2.0 et la courbe pleine à la distribution reconstruite comme sur la figure 6.5 avec en supplément la condition de coïncidence avec la détection d'au moins une particule chargée.

La fig. 6.8 montre l'évolution de la distribution d'énergie d'excitation donnée par INCL2.0 (distribution reconstruite comme fig.6.5) pour trois temps de thermalisation: 20 fm/c, 30 fm/c et la valeur intermédiaire définie par défaut dans le code. Les symboles correspondent aux données expérimentales. La condition d'une particule chargée en coïncidence est appliquée sur les données expérimentales et les simulations. Cette condition ne permet une comparaison entre la distribution expérimentale et les distributions théoriques qu'à haute énergie ($E^* > 300$ MeV).

L'augmentation du temps de thermalisation diminue la population des hautes énergies au profit des basses énergie d'excitation. Les données expérimentales montrent que le

meilleur accord est obtenu pour le temps de thermalisation utilisé par défaut dans INCL2.0. Cette conclusion sera confirmée par les spectres d'évaporation d' ^4He à la section 6.4.2.

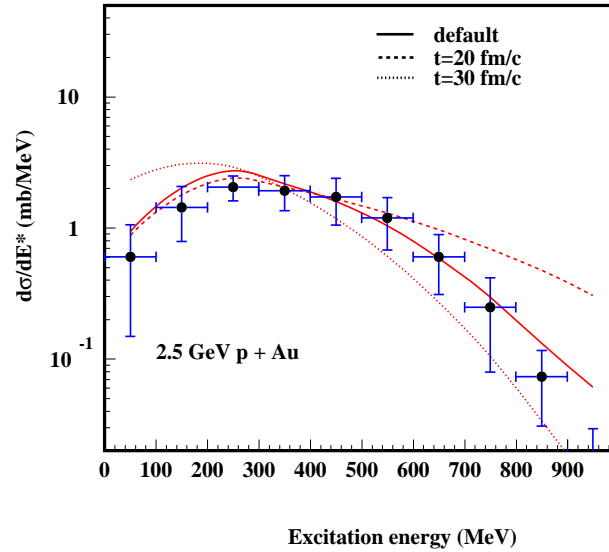


FIG. 6.8 – Evolution de la distribution en énergie d'excitation simulée par INCL2.0 (distributions reconstruites comme fig.6.5 avec en supplément la condition de coïncidence avec la détection d'au moins une particule chargée) pour trois temps de thermalisation : 20 fm/c, 30 fm/c et le temps intermédiaire défini par défaut (22.7 fm/c en moyenne).

6.2.4 Comparaison des réactions induites par protons et antiprotons

L'échauffement d'un noyau par un antiproton est légèrement différent de celui par un proton puisque les premières collisions ou cascades sont engendrées par les mésons issus de l'annihilation de l'antiproton avec un nucléon du noyau (en moyenne 5 pions sont produits). Il apparaît alors fort intéressant de comparer ces deux modes de chauffage au travers des observables disponibles à savoir les multiplicités de particules légères et de FMI.

Ces observables sont données dans le tableau 6.2 pour les réactions 1.22 GeV $\bar{p} + \text{Au}$ et 2.5 GeV $p + \text{Au}$. Les mesures en antiproton sont extraites de la référence [Gol 96b]. Elles ont été réalisées à LEAR à l'aide du même dispositif expérimental ce qui permet une comparaison directe des résultats.

La similitude des multiplicités moyennes de neutrons, H, He et FMI pour les deux réactions laisse supposer que l'énergie moyenne déposée par un \bar{p} de 1.2 GeV est proche de

	1.22 GeV \bar{p}	2.5 GeV p
$\langle M_n \rangle$	18.9 ± 3.8	17.1 ± 0.3
$\langle M_{Z=1} \rangle$	2.8 ± 0.4	3.05 ± 0.05
$\langle M_{Z=2} \rangle$	1.6 ± 0.3	1.26 ± 0.02
$\langle M_{FMI} \rangle$	0.29 ± 0.1	0.24 ± 0.003

TAB. 6.2 – *Comparaison des données expérimentales pour les réactions 1.22 GeV $\bar{p}+Au$ [Gol 96b] et 2.5 GeV $p+Au$. Les multiplicités de particules chargées sont corrigées de l'efficacité de détection moyenne de la BSiB.*

celle déposée par un p de 2.5 GeV. L'énergie supplémentaire dans le cas de \bar{p} est apportée par l'énergie de masse libérée lors de l'annihilation de \bar{p} . Il faut noter que cette énergie supplémentaire (~ 1.9 GeV) n'est pas toute utilisée - et de loin - pour chauffer le noyau.

Cela signifie que la formation d'un noyau "chaud" dans une réaction de spallation dépend peu de la manière dont il est "chauffé" mais plutôt de l'énergie disponible. Ceci n'est sans doute pas vrai pour l'émission de particules de prééquilibre qui sont émises tôt dans la cascade. Ce point pourrait faire l'objet de nouvelles études, en comparant la production de particules chargées légères de grandes énergies par des réactions induites par des protons et des antiprotons.

6.2.5 Les FMI, un filtre sur l'énergie d'excitation ?

La figure 6.9 montre les corrélations entre les multiplicités moyennes de FMI mesurées et les multiplicités de neutrons et de particules chargées. On voit que les événements se répartissent selon des lignes qui se rapprochent des lignes d'iso- E^* de la fig. 6.4b.

Cette constatation pourrait justifier l'utilisation de la multiplicité de FMI comme d'un filtre sur l'énergie d'excitation, comme utilisé dans la référence [Ren 96].

Cependant, il faut noter que même à haute énergie d'excitation, c'est à dire, à grande multiplicité de particules légères, la multiplicité moyenne de FMI est inférieure à 1 et que les fluctuations sont bien plus grandes que celles obtenues à partir des mesures des neutrons et des particules chargées.

6.3 Données isotopiques des particules chargées légères

L'information collectée par les télescopes sur les isotopes des particules légères est présentée dans cette section sous forme de sections efficaces doublement différentielles et de distributions angulaires. Les données expérimentales sont comparées aux résultats de la simulation INCL.

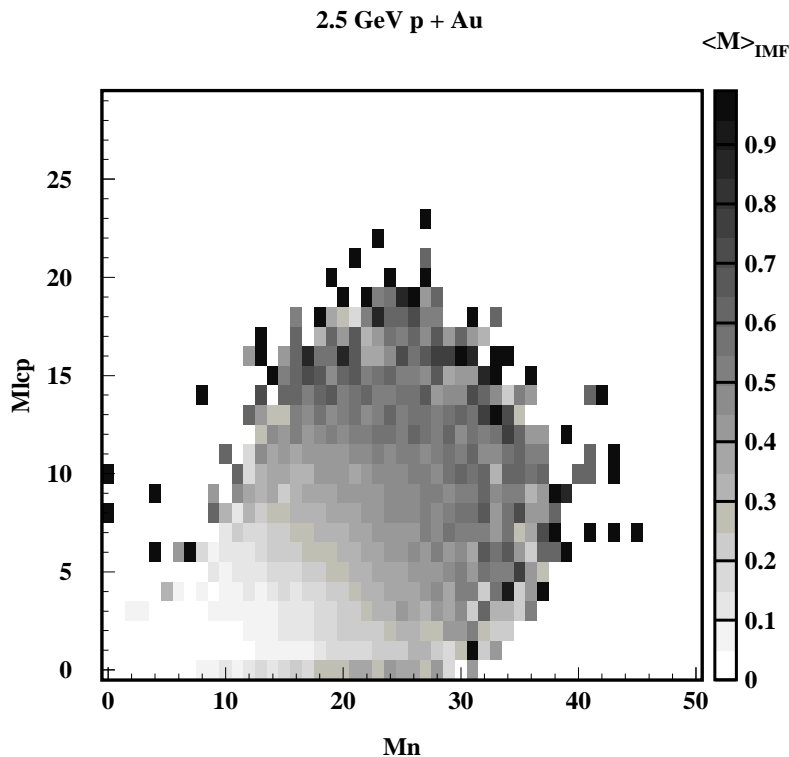


FIG. 6.9 – Multiplicité moyenne de FMI représentée en fonction de la multiplicité de neutrons (M_n) et de particules chargées (M_{lcp}).

6.3.1 Sections efficaces doublement différentielles

Les sections efficaces doublement différentielles en fonction de l'énergie cinétique des particules sont représentées sur les figures 6.10, 6.11 et 6.12 pour les isotopes d'H, d'He et de Li, à 30° , 75° , 105° et 150° . Les symboles correspondent aux données expérimentales et les courbes sont les résultats du calcul avec INCL (INCL2.0+GEMINI). Le spectre de ${}^6\text{He}$ n'a pas été construit par manque de statistique, cependant les valeurs intégrées seront montrées dans la suite.

La forme des spectres est bien connue ([Led 98], [Pos 71]) et peut être décrite par une double composante : une composante évaporative à basse énergie et une composante "directe" à haute énergie. L'énergie des particules émises dans la composante évaporative est faible et leur émission est isotrope (dans le centre du noyau émetteur). L'énergie des particules émises dans la composante "directe" est plus importante et leur émission montre une anisotropie avant-arrière. On observe une évolution notable de la forme des spectres, pour toutes les particules, avec l'accroissement de l'angle d'émission :

- une diminution de la partie dite "directe" traduisant une mémoire de la voie d'entrée (effet dynamique),

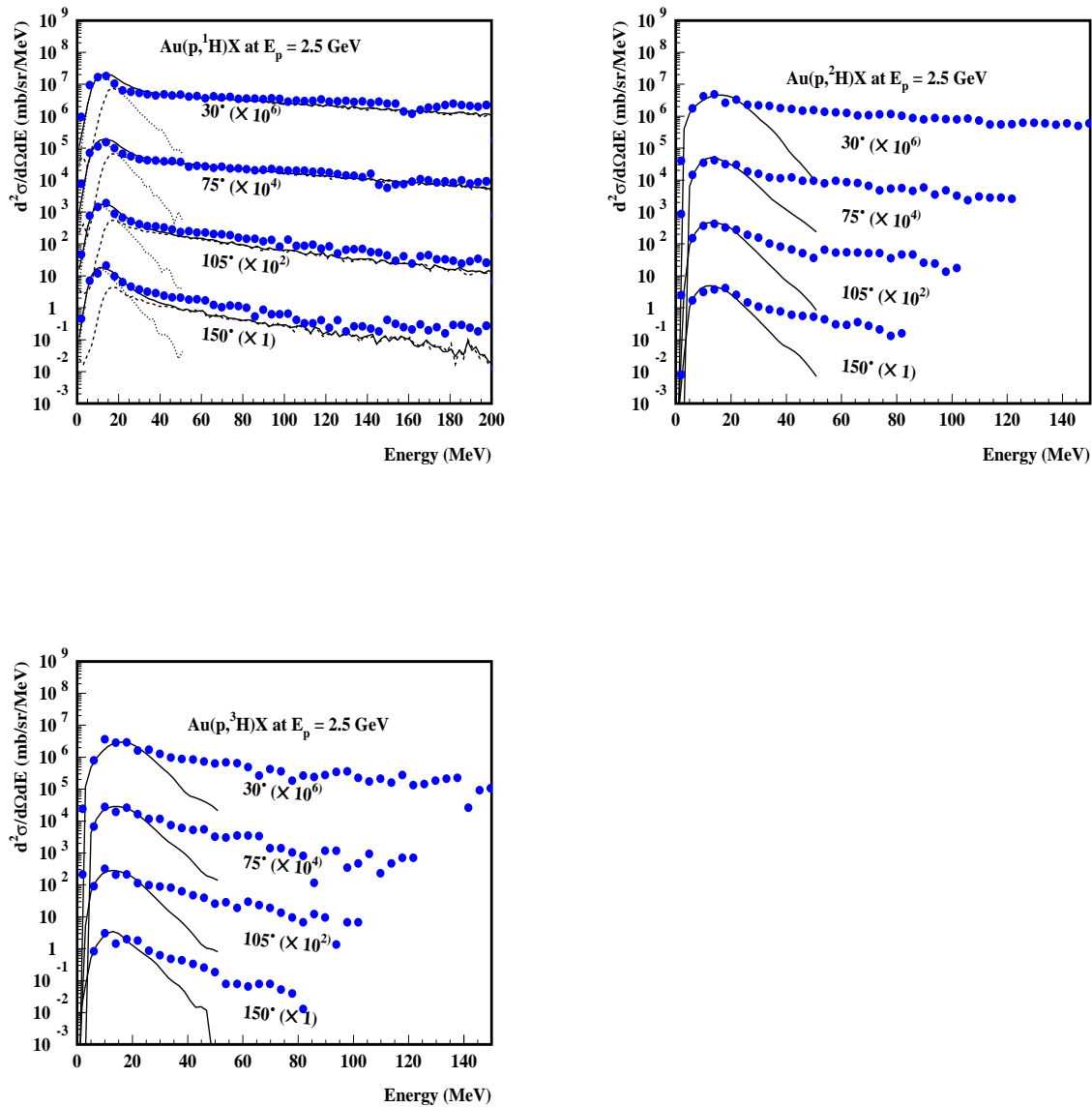


FIG. 6.10 – Sections efficaces doublement différentielles en fonction de l'énergie des particules pour les isotopes de l'Hydrogène, représentées à 30° , 75° , 105° et 150° . Les symboles correspondent aux données expérimentales tandis que les courbes sont les résultats de la simulation INCL (courbes pleines). Pour les protons, les composantes évaporatives (courbes en pointillés) et directes (courbes en tirets) sont ajoutées. Les sections efficaces sont multipliées par le facteur indiqué entre parenthèses. Les erreurs statistiques sont de l'ordre des fluctuations des points.

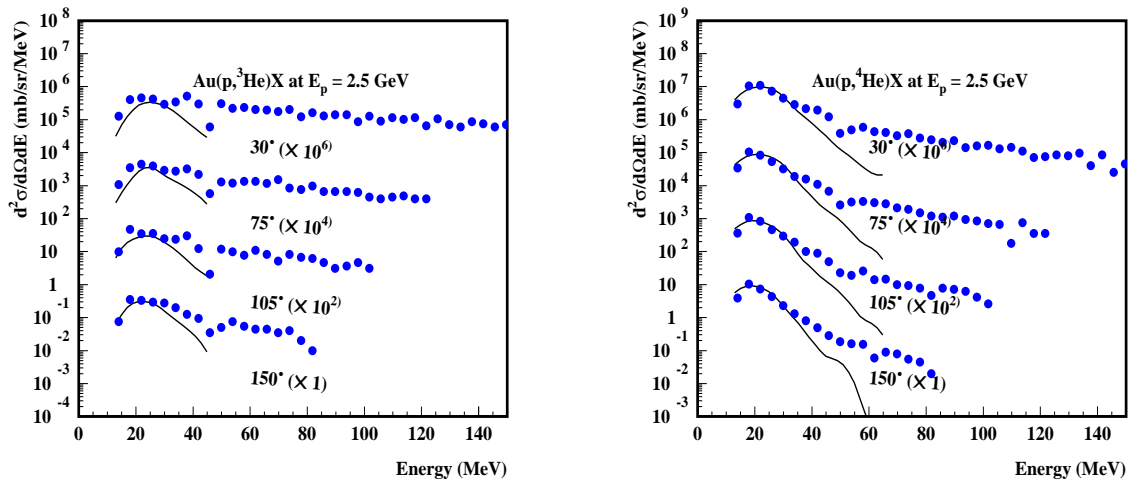


FIG. 6.11 – Môme représentation que la figure 6.10 pour les isotopes de l'He.

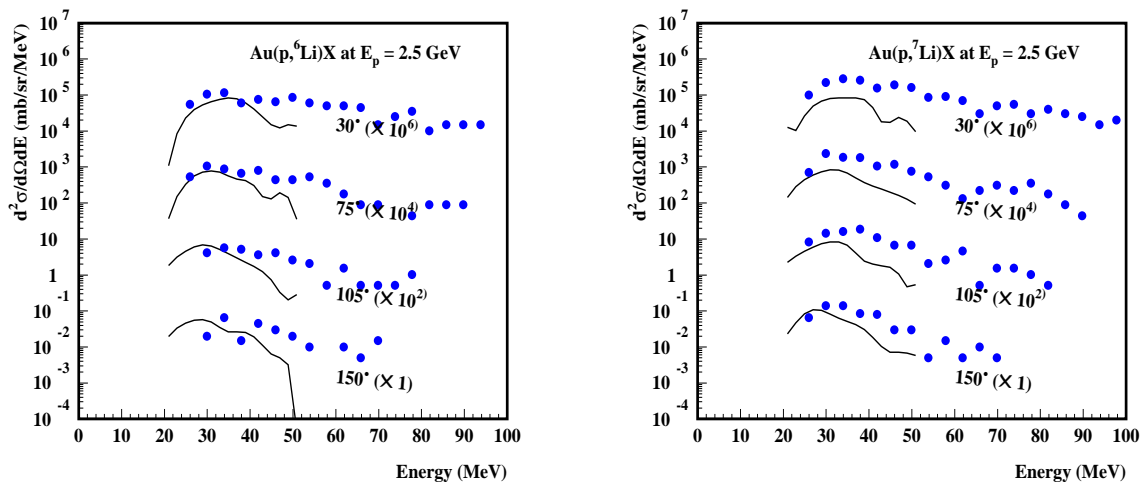


FIG. 6.12 – Môme représentation que la figure 6.10 pour les isotopes du Li.

- un déplacement vers les basses énergies de l'énergie la plus probable traduisant un effet de recul de la source.

La composante évaporative est globalement bien reproduite par le code de désexcitation statistique GEMINI (couplé à INCL2.0) aussi bien en énergie qu'en intensité (section efficace). Cette constatation est surtout visible pour les ^4He à 150° pour lesquels la composante directe est la moins prononcée. Ceci indique que l'énergie d'excitation fournie au noyau résiduel à la suite de la cascade est bien prise en compte (ce qui confirme les résultats de la section précédente 6.2.2).

Il faut remarquer que les sections efficaces de production du ^7Li sont systématiquement sous-estimées d'un facteur 2 par le code d'évaporation. Nous rappelons que l'évaporation des particules légères et des Li est traitée dans le formalisme de Hauser-Feshbach.

Une étude sur l'origine des ^4He dans GEMINI [Her 00] montre que ceux-ci sont produits à 65% par le noyau qui donnera le résidu de spallation et seulement 1% par la désexcitation des fragments de fission. Les 34% restants sont produits par l'évaporation d' ^5He et sa désintégration en $\alpha + n$. Les ^4He ainsi produits ont une énergie cinétique inférieure de 1/5, dû à la masse perdue. Par cette contribution, les spectres se trouvent élargis à basse énergie cinétique et proche du maximum.

La composante directe des protons est globalement bien reproduite par le code INCL2.0 à l'avant. A l'arrière, les protons sont sous-estimés d'un facteur 2 par le code. Cependant l'accord reste raisonnable. Cette constatation est à mettre en parallèle avec les mesures de spectres de neutrons produits lors de la réaction de protons de 1.2 et 1.6 GeV sur différentes cibles lourdes [Mar 97b], [Led 99] montrant un bon accord avec les résultats du code INCL2.0.

Bien que très focalisée vers les angles avants, dû à un effet de mémoire de la voie d'entrée, l'émission de prééquilibre ne disparaît pas complètement aux angles arrières. Si elle devient négligeable pour les ^4He (10% à 150°) dû à une contribution importante de l'évaporation, ceci n'est plus le cas pour les autres particules et en particulier les ^3He et les Li dont la composante directe est importante comme déjà constaté dans la référence [Led 98]. Il est intéressant de voir que les Li ont un spectre semblable aux ^3He et que ces particules ne sont pas seulement produites par évaporation mais aussi hors équilibre. Ceci montre qu'inclure les FMI dans le bilan énergétique n'est sans doute pas plus correct que de les éliminer comme nous l'avons fait.

L'absence de traitement des fragments non évaporés de masse supérieure à celle des nucléons reste donc une lacune importante du modèle INCL2.0 tel que nous l'avons utilisé jusqu'ici.

6.3.2 Distributions angulaires

Afin de quantifier l'anisotropie des sections efficaces de particules légères liée à une composante de prééquilibre, nous avons représenté les distributions angulaires des isotopes de l'Hydrogène, de l'Hélium et du Lithium (fig. 6.13). Les données expérimentales (symboles) sont comparées avec les résultats du code INCL (seulement l'évaporation). La borne

supérieure en énergie pour l'intégration des sections efficaces est de 200 MeV, et les bornes inférieures sont de 3, 15 et 25 MeV pour H, He et Li, respectivement. Ce seuil bas induit une sous-estimation de la section efficace d'évaporation d'environ 5%, 13% et 10% respectivement.

Comme attendu, les sections efficaces différentielles sont plus importantes à l'avant qu'à l'arrière où la composante évaporative domine. Cependant la comparaison des données expérimentales avec la simulation, qui ne tient compte que des sections efficaces d'évaporation, montre que même aux angles arrières la contribution de prééquilibre est importante.

Il faut noter, que même faibles, les effets de recul ne sont pas négligeables. L'influence du recul est d'autant plus important que la particule émise est lourde, c'est pourquoi environ 25% de la différence avant-arrière pour ^4He est due à un effet de recul du noyau émetteur. Dans le cas de la fig. 6.13 ceci est moyenné sur toutes les collisions, mais comme nous le verrons dans la suite, le recul devient important aux énergie d'excitation les plus élevées.

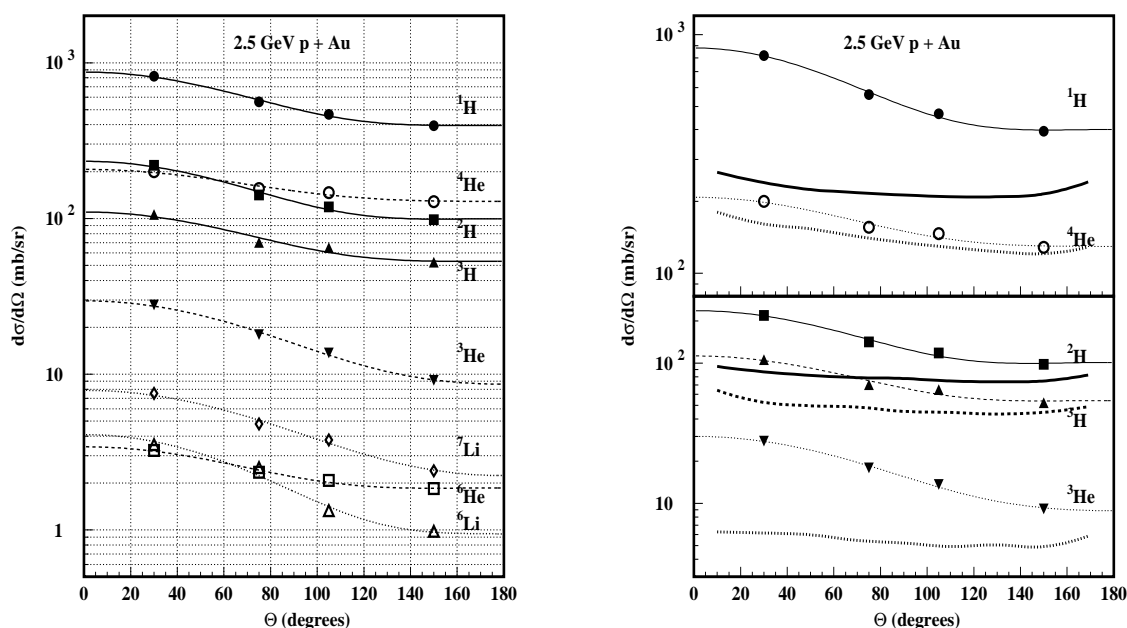


FIG. 6.13 – *A gauche : Distributions angulaires des isotopes de l'H, de l'He et du Li pour des bornes d'intégration en énergie respectives de 2, 15 et 26 MeV (bornes inférieures) et 200 MeV (borne supérieure). Les courbes correspondent à un ajustement par un polynôme de Legendre (voir texte). A droite : Mêmes distributions avec les résultats (courbes épaisses) de la simulation INCL (uniquement l'évaporation) pour p, ^4He , d, t, ^3He , respectivement. Les erreurs statistiques et systématiques sont contenues dans la largeur des symboles.*

La figure 6.14 donne la contribution des événements de prééquilibre sur l'ensemble des événements (intégrés sur les bornes en énergie définies précédemment) d'émission de particules chargées légères. Les sections efficaces différentielles de prééquilibre sont extraites des sections efficaces différentielles mesurées en soustrayant les valeurs des sections efficaces

données par la simulation (sections efficaces d'évaporation).

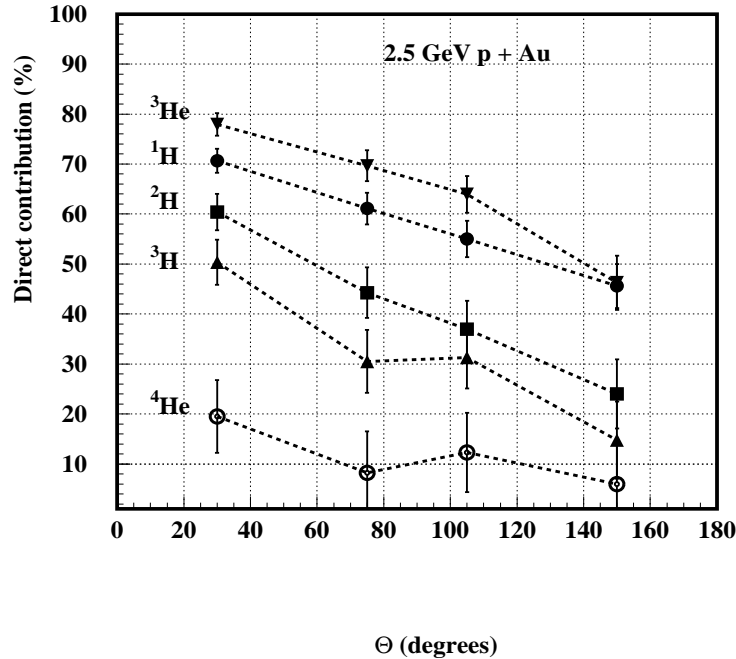


FIG. 6.14 – Contribution (en %) de l'émission de prééquilibre à l'ensemble du processus d'émission de particules chargées. Voir texte pour le détail.

On constate ainsi que sur la tranche en énergie considérée (intégralité du spectre pour les masses supérieures ou égales à 3), la contribution des particules directes, à l'arrière, est de 45%, 25%, 14%, 45% et 6% pour, respectivement, p, d, t, ^3He , ^4He , et qu'elle devient 70%, 60%, 50%, 80% et 20% à l'avant.

Ces valeurs montrent l'importance et la nécessité d'évaluer la production de particules composites de prééquilibre dans les codes de simulation car celles-ci contribuent également au développement de la cascade inter-nucléaire dans les cibles épaisses. Pour la radioprotection, également, la production de tritium est très sous-évaluée si on la restreint au tritium évaporé. On peut aussi noter que la production d' ^3He est essentiellement faite hors équilibre.

Il est à noter que les deux isotopes ^4He et ^6He ont un comportement voisin. Par ailleurs la faible production d' ^6He par rapport à ^4He ($^6\text{He}/^4\text{He} \simeq 0.015$) pourrait s'expliquer par le fait que ^6He étant un noyau à halo (un coeur dur d' ^4He entouré de deux neutrons), celui-ci est très fragile comparativement à ^4He qui est très lié. L'émission d' ^6He n'est pas implémentée dans le code d'évaporation GEMINI.

Particule	30°	75°	105°	150°
¹ H	818± 62	560±42	465±35	394±30
² H	219±19	141±12	118±10	98±8
³ H	106±9	70±6	65±5	52±4
³ He	28±3	18±2	14±1	9.1±0.8
⁴ He	200±17	156±13	146±12	128±11
⁶ He	3.2±0.4	2.3±0.3	2.1±0.2	1.8±0.2
⁶ Li	3.6±0.4	2.6±0.3	1.3±0.1	1.0±0.1
⁷ Li	7.7±0.8	4.9±0.5	3.9±0.4	2.4±0.3

TAB. 6.3 – Sections efficaces différentielles (en mb/sr) de production des isotopes d’H, He et Li mesurées aux quatre angles $\theta=30^\circ$, 75° , 105° et 150° pour les bornes d’intégration en énergie définies dans le texte. Les erreurs tiennent compte des erreurs statistiques et systématiques.

6.3.3 Sections efficaces de production

La connaissance des sections efficaces de production des particules légères est un élément important pour la construction des “systèmes pilotés par accélérateur” (ADS). En effet, toutes les particules émises contribuent, lors de leur ralentissement dans un milieu solide, aux déplacements d’atomes, ce qui fragilise ce matériau (cible et modérateur entourant la cible). C’est une des raisons (l’autre étant le refroidissement) pour lesquelles on privilégie une cible liquide à une cible solide. D’autre part, du fait de sa faible diffusivité, l’He s’accumule dans la cible et se concentre sous forme de bulles. Ce problème est moins important pour les H qui diffusent plus facilement et donc s’évacuent. Enfin, la production de tritium est un élément important pour la radioprotection (l’accumulation de tritium radioactif dans la cible ne peut excéder le niveau d’autorisation de 1 GBq [Eur 96]).

Les sections efficaces étant mesurées seulement à quatre angles, nous devons extrapoler sur 4π pour déterminer les sections efficaces totales de production. Pour ce faire nous avons choisi de paramétrer les distributions angulaires par un développement en polynômes de Legendre :

$$P(\theta) = a_0 + a_1 \cos(\theta) + a_2 \cos^2(\theta) + \dots + a_n \cos^n(\theta) \quad (6.1)$$

La distribution angulaire simulée avec INCL2.0+GEMINI pour les protons, nous indique qu’un polynôme de degré deux est suffisant pour reproduire les distributions. La section efficace différentielle s’écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a_0 \left(1 + \frac{a_1}{a_0} \cos(\theta) + \frac{a_2}{a_0} \cos^2(\theta) \right) \quad (6.2)$$

En intégrant ce polynôme sur une sphère on obtient la section efficace totale de production des particules :

$$\sigma_{tot} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int a_0 \left(1 + \frac{a_1}{a_0} \cos(\theta) + \frac{a_2}{a_0} \cos^2(\theta) \right) d\Omega \quad (6.3)$$

$$\sigma_{tot} = 4\pi a_0 \left(1 + \frac{a_2/a_0}{3} \right) \quad (6.4)$$

Les sections efficaces totales de production ainsi obtenues sont reproduites dans le tableau 6.4. Les sections efficaces d'évaporation données par GEMINI ($\sigma_{\text{évaporé}}$), ainsi que les sections efficaces de prééquilibre déduites de la différence $\sigma_{total} - \sigma_{\text{évaporé}}$ sont également indiquées. Il faut rappeler que les sections efficaces sont mesurées pour des énergies variant entre 2, 15, 25 MeV (seuil bas) et 200 MeV (seuil haut) pour les H, He et Li, respectivement.

	σ_{total} (b)	$\sigma_{\text{évaporé}}$ (b)	$\sigma_{total} - \sigma_{\text{évaporé}}$ (b)	$\sigma_{\text{direct}}/\sigma_{total}$
^1H	6.98 ± 0.7	2.75 ± 0.06	4.23 ± 0.4	61%
^2H	1.77 ± 0.2	0.99 ± 0.03	0.78 ± 0.1	44%
^3H	0.90 ± 0.09	0.59 ± 0.02	0.31 ± 0.05	34%
^3He	0.21 ± 0.03	0.068 ± 0.009	0.14 ± 0.02	68%
^4He	1.96 ± 0.2	1.74 ± 0.04	0.22 ± 0.1	11%
^6He	0.027 ± 0.004	non implémenté		
^6Li	0.025 ± 0.005	0.022 ± 0.005	0.003 ± 0.005	
^7Li	0.056 ± 0.009	0.026 ± 0.006	0.03 ± 0.005	

TAB. 6.4 – Sections efficaces totales (σ_{total}), évaporées ($\sigma_{\text{évaporé}}$) et directes ($\sigma_{total} - \sigma_{\text{évaporé}}$) des particules légères. σ_{total} est mesurée expérimentalement à partir des données provenant des télescopes (voir texte pour détail), $\sigma_{\text{évaporé}}$ correspond à la section efficace d'évaporation donnée par GEMINI et $\sigma_{total} - \sigma_{\text{évaporé}}$ représente avec une bonne approximation la section efficace des particules directes. Cette quantité n'est pas donnée pour les Li car compte tenu de la statistique expérimentale et simulée, il est difficile d'évaluer la composante de prééquilibre.

Les rapports de production des isotopes de l'Hydrogène sont de 8/2/1 pour p/d/t, les isotopes de l'Hélium 69/7/1 pour $^4\text{He}/^3\text{He}/^6\text{He}$ et 2/1 pour $^7\text{Li}/^6\text{Li}$.

La production de protons est très largement dominée par l'émission de particules directes qui représentent 60% de la section efficace totale (les spectres sont intégrés jusqu'à 200 MeV) comme attendu. La production d' ^4He est, quant à elle, surtout dominée par l'évaporation puisque la composante directe ne représente que 18% de la section efficace totale. Pour les autres particules composites, on observe que la fraction de particules rapides (particules de prééquilibre) est importante puisqu'elle peut représenter jusqu'à la moitié ou même plus de la section efficace totale de production pour certains isotopes.

Il faut tout de même souligner que la production de particules "directes" chargées reste surtout dominée par les protons. Les autres particules composites ne représentent qu'environ 30% de l'émission directe. Il faut noter que dans la détermination de l'énergie d'excitation à partir des particules chargées, les protons au delà de 30 MeV ne sont pas pris en compte car ils ne sont pas détectés.

6.4 Emission d'évaporation

L'évaporation est un processus statistique, bien connu, décrit par le formalisme de Weisskopf [Wei 37], dépendant de la température du noyau. C'est donc une base de référence pour tester la validité de notre approche et des modèles avant de considérer l'émission de prééquilibre.

Nous verrons que cette étude permet d'infirmer le bien-fondé de certaines hypothèses couramment utilisées, comme celle de considérer une vitesse de recul moyenne quelque soit l'énergie d'excitation. Elle permet de mettre en évidence les erreurs d'interprétation qui peuvent en découler sur la détermination d'une température à partir de la pente des spectres et sur une dépendance hypothétique de la barrière coulombienne avec l'énergie d'excitation.

Comme il a été détaillé précédemment, l'émission de particules légères aux angles arrières n'est pas seulement d'origine évaporative, cependant les mesures à 150° sont les moins "polluées" par les particules directes.

6.4.1 Abondance des particules évaporées

L'abondance des particules mesurées à 150° (symboles) et largement d'origine évaporative est présentée fig. 6.15 en fonction de l'énergie d'excitation. L'abondance est ici définie comme le rapport des sections efficaces de production (mesurées avec les télescopes) différenciées selon l'angle et l'énergie d'excitation (mesurée par l'ensemble BNB+BSiB), sur la section efficace de réaction (mesurée par le signal prompt de la BNB) différenciée selon l'énergie d'excitation. Les courbes sont les résultats du code INCL, et pour les protons, la partie directe donnée par INCL2.0 est prise en compte. Pour les autres particules, seule la partie évaporative est donnée par le calcul.

Comme attendu d'un processus d'évaporation, l'émission de particules chargées croît avec l'énergie d'excitation. L'émission de protons est dominante sur toute la gamme en énergie et parfaitement bien reproduite par le code INCL. En revanche, pour d, t et ^3He , si l'accord est bon à haute énergie d'excitation entre expérience et simulation, il devient de plus en plus mauvais à basse énergie d'excitation. Ceci reflète une "pollution" relative de plus en plus forte de particules d'origines non évaporatives qui ne sont pas prises en compte dans le modèle INCL. Pour ^4He , cette pollution est négligeable à toutes les énergies d'excitation. C'est du moins ce que l'on peut déduire du bon accord entre les données expérimentales et la simulation.

L'émission de Li requiert plus d'énergie que les particules légères et c'est pourquoi leur seuil d'émission est décalé à plus haute énergie. Du fait d'une statistique pauvre pour ^6He , on ne peut juger du comportement à basse énergie d'excitation, à savoir, si celui-ci se rapproche d' ^4He (essentiellement évaporé) ou d' ^3He (une composante de prééquilibre non négligeable).

En conclusion, la meilleure sonde pour étudier l'évaporation dans ces réactions de spallation est incontestablement ^4He . C'est de loin la moins polluée par le processus direct.

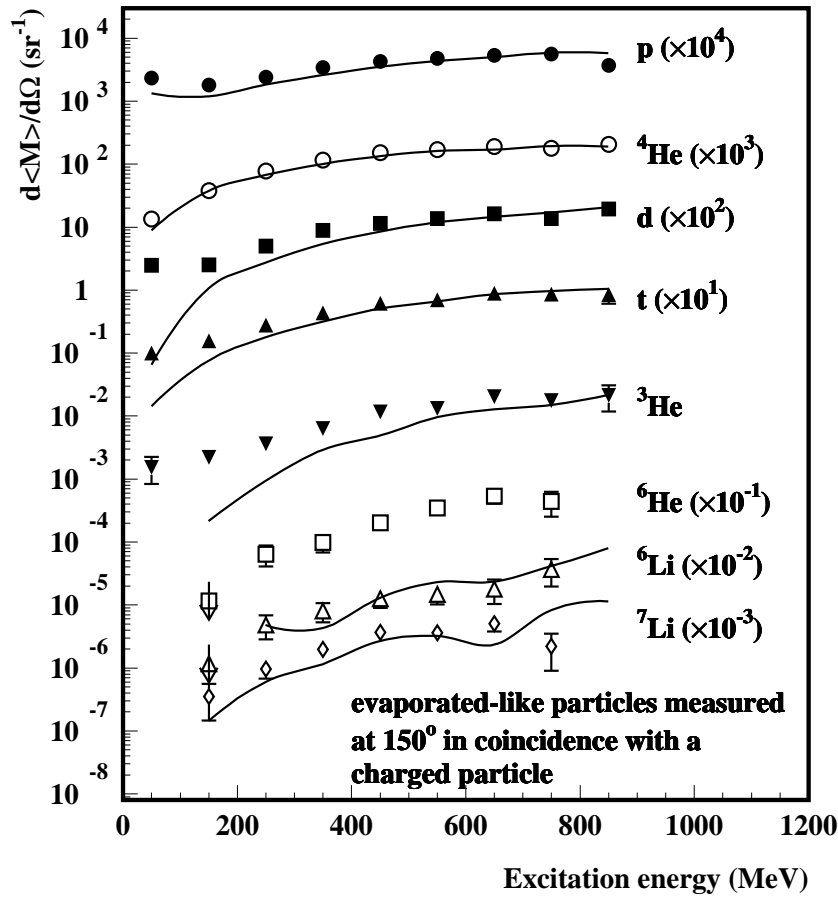


FIG. 6.15 – Abondance ($d\langle M \rangle/d\Omega$) d'isotopes mesurés à 150° (symboles), correspondant essentiellement à des particules évaporées, en fonction de l'énergie d'excitation du noyau émetteur. Les abondances sont obtenues par le rapport des sections efficaces de production sur la section efficace de réaction. Les courbes sont les résultats de la simulation INCL. La partie directe est prise en compte pour les protons. Un facteur multiplicatif indiqué entre parenthèses est appliqué. Seules les erreurs statistiques sont indiquées ou contenues dans la largeur des symboles.

6.4.2 Evolution des spectres en énergie des particules légères avec l'énergie d'excitation

Il apparaît intéressant, maintenant, d'étudier plus en détail l'évolution des spectres en énergie des particules légères mesurées à 150° pour différentes tranches en énergie d'excitation. Afin de conserver une statistique suffisante, nous nous sommes limités à seulement 5 tranches en énergie d'excitation de poids statistique à peu près équivalent : 0-220 MeV, 220-370 MeV, 370-470 MeV, 470-570 MeV et au-delà de 570 MeV. Les spectres sont représentés fig. 6.16 à 6.18. Rappelons que pour chaque événement, l'énergie d'excitation a été déterminée à partir des données de la matrice de la fig. 6.4b.

Les spectres de particules alpha

Nous avons vu précédemment que les ^4He souffrent le moins de l'émission de prééquilibre aux angles arrières, c'est pourquoi nous commencerons notre analyse par l'étude de ces particules (fig. 6.18).

Lorsque l'énergie d'excitation augmente, la pente de la décroissance à haute énergie des spectres diminue, comme déjà constaté dans la référence [Led 98] pour des spectres de $Z=2$. C'est ce que l'on attend d'un processus purement évaporatif que l'on peut décrire par une émission suivant une loi de Maxwell-Boltzmann et relier la pente de la distribution à la température d'émission du noyau en équilibre thermique. On constate également que la position du maximum évolue peu. Or, dans cette description, la position du maximum de la distribution est égale à $B+2T$ où B est la barrière coulombienne du noyau émetteur et T sa température. On pourrait donc s'attendre à une évolution de la position de ce maximum avec l'énergie d'excitation. Ceci est vrai pour une émission dans le centre de masse du noyau émetteur, mais nous verrons dans la suite que la vitesse de recul du noyau joue un rôle important quant à la distribution en énergie des particules évaporées.

Pour toutes les tranches en énergie d'excitation on observe que les données expérimentales sont bien reproduites par le code INCL (qui tient compte de la vitesse de recul du noyau émetteur). La contribution de prééquilibre est fortement réduite, comparée à celle de l'évaporation, lorsque l'énergie d'excitation augmente.

Nous avons vu à la section 6.2.3, que la distribution en énergie d'excitation, fournie par INCL2.0 en prenant le temps de thermalisation défini par défaut (22.7 ± 3 fm/c) dans le code, était en bon accord avec celle reconstruite expérimentalement. Afin de tester la sensibilité du temps de thermalisation sur les spectres d' ^4He , nous avons simulé l'émission d' ^4He par INCL pour trois temps de thermalisation (20 fm/c, 30 fm/c et le temps défini par défaut dans INCL2.0) et comparé aux résultats expérimentaux mesurés à 150° (fig. 6.19). Il apparaît très clairement que les deux temps de thermalisation extrêmes (20 et 30 fm/c) sous-estiment et surestiment, respectivement, de 30% l'émission d' ^4He évaporés.

Cette étude amène donc à deux constatations :

1. L'évaporation dans GEMINI est correctement traitée, en utilisant un paramètre de densité de niveau $a = \frac{4}{10}$, et une distribution de moment angulaire comprise entre

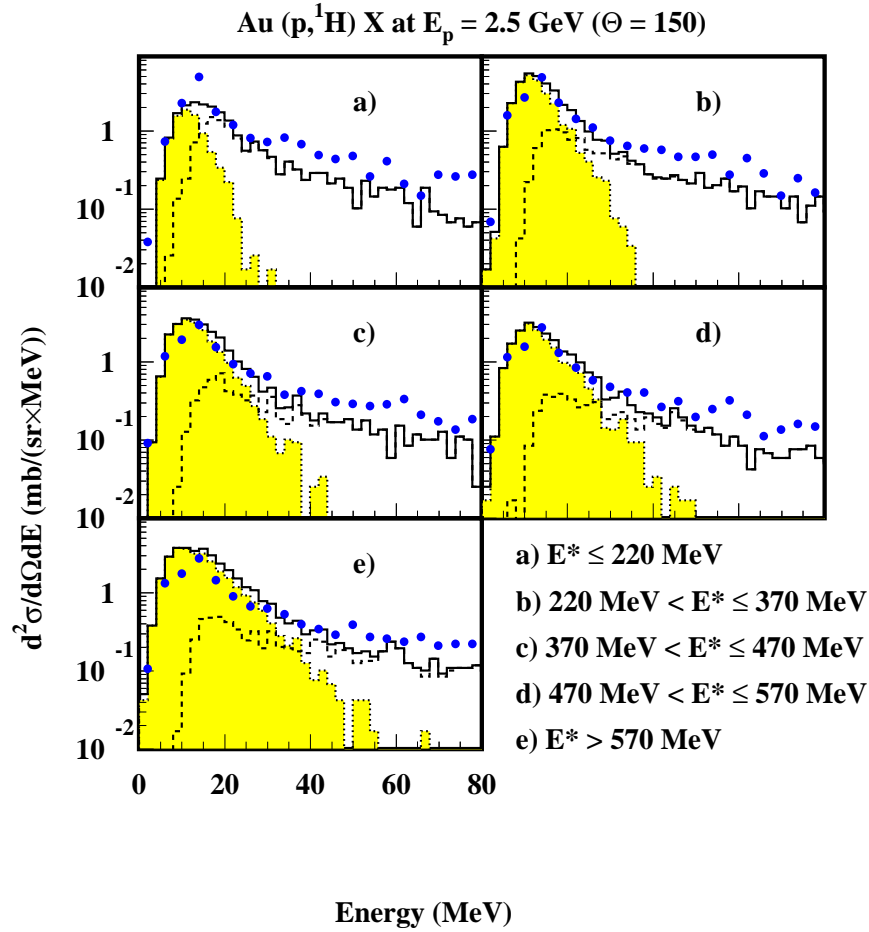


FIG. 6.16 – Sections efficaces doublement différentielles, à 150° , de la production d' ^1H en fonction de l'énergie cinétique de la particule, représentées pour cinq tranches en énergie d'excitation définies en bas à droite. Les symboles correspondent aux données expérimentales et les histogrammes aux résultats de INCL. Les composantes directes (en tirés) et évaporatives (en grisé) ainsi que leur somme (traits pleins) sont représentées. Les erreurs statistiques sont de l'ordre des fluctuations.

0 et $18\hbar$. On peut aussi conclure que l'énergie d'excitation fournie par INCL2.0 est correcte. Un temps de thermalisation constant de 20 fm/c ou de 30 fm/c a pour conséquence une augmentation et une diminution, respectivement, de l'énergie d'excitation et donc de la population d' ${}^4\text{He}$ de 30%.

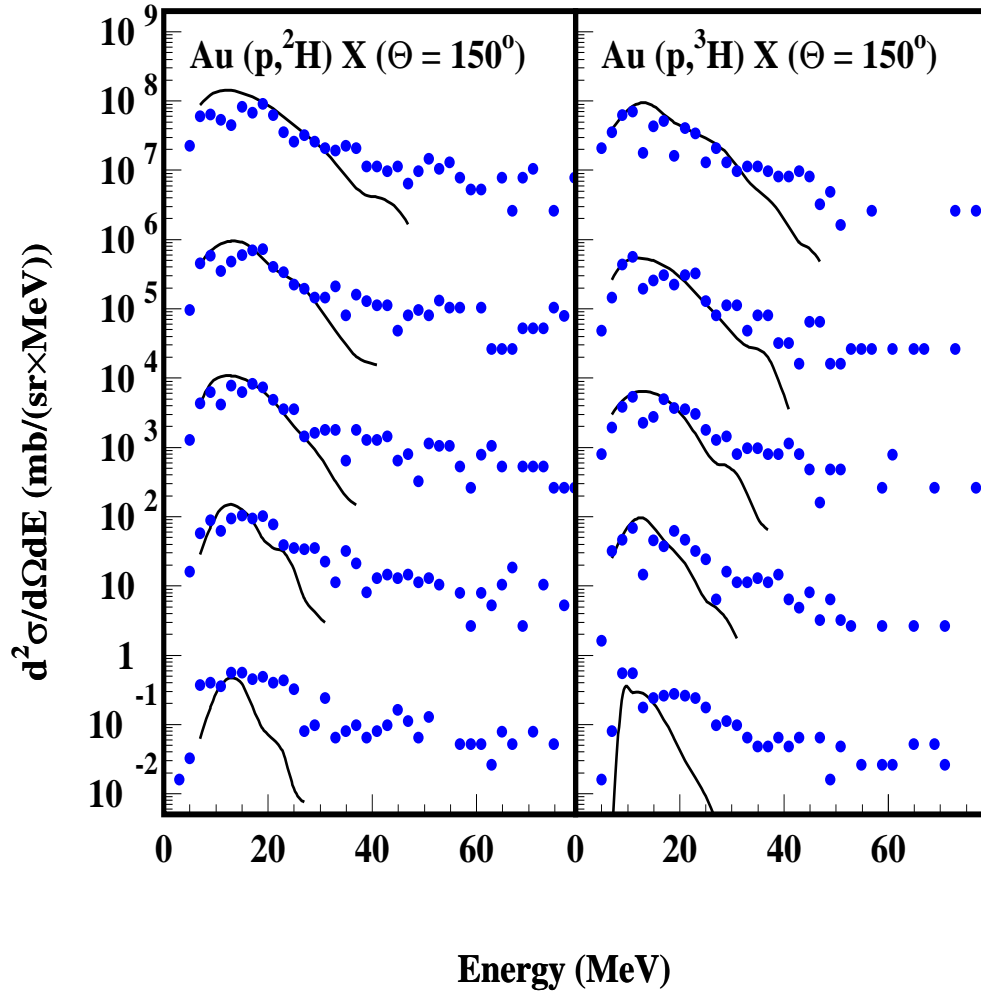


FIG. 6.17 – Sections efficaces doublement différentielles de production de ${}^2\text{H}$ et ${}^3\text{H}$ mesurées (symboles) à 150° et calculées avec INCL (courbes) en fonction de l'énergie cinétique, pour les angles indiqués et pour différentes tranches en énergie d'excitation : 0-220 MeV, 220-370 MeV, 370-470 MeV, 470-570 MeV et >570 MeV (de bas en haut). Un facteur 10^i ($i=0, \dots, 4$) est appliqué sur chaque spectre en partant du bas. Les erreurs statistiques sont de l'ordre de grandeur des fluctuations.

- Il est surprenant qu'un modèle d'évaporation séquentielle puisse encore rendre compte d'un processus impliquant l'atteinte d'un équilibre thermodynamique quand les temps caractéristiques d'émission des premières particules est du même ordre que le temps d'équilibre. On observe aussi qu'aux plus hautes énergies d'excitation atteintes, la

bonne reproduction des spectres énergétiques au voisinage de leur maximum indique clairement qu'il n'y a pas augmentation du volume du noyau comme certains l'ont postulé [Ren 96] (voir section 6.4.3).

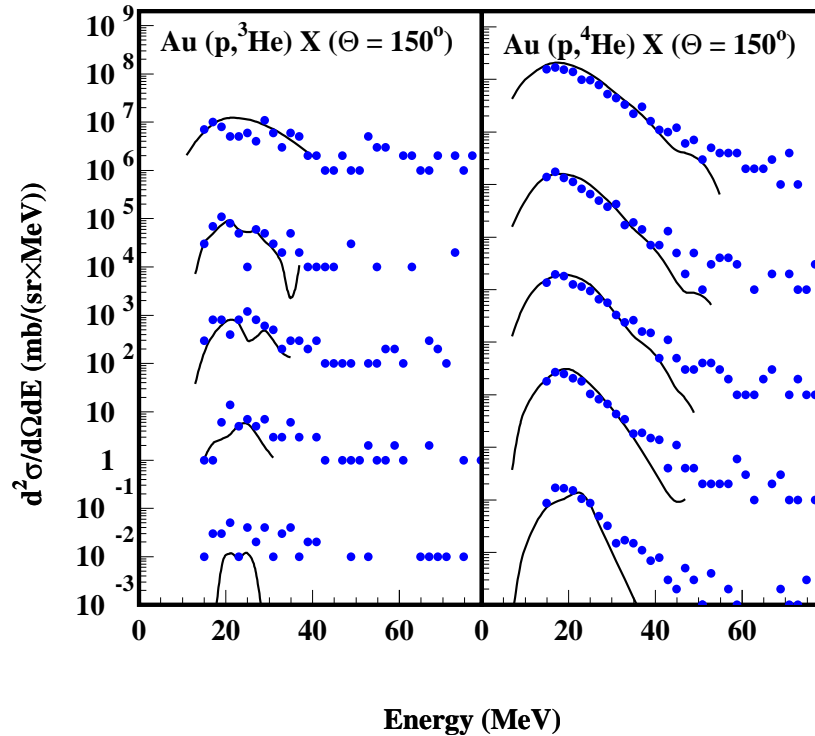


FIG. 6.18 – Même légende que fig. 6.17 pour ${}^3\text{He}$ et ${}^4\text{He}$. Les fluctuations des courbes simulées sont un artefact dues à une statistique trop faible.

Les spectres de protons

L'allure générale des spectres de protons mesurés à 150° présente avec ceux d' ${}^4\text{He}$ mesurés aux mêmes angles une grande différence : il y a une rupture de pente au voisinage de 25 MeV liée à la superposition de deux contributions. Ceci est bien mis en évidence par la simulation : la cassure intervient au voisinage de l'énergie où ces deux contributions sont d'intensité similaire.

Globalement, l'ensemble du spectre est reproduit de manière satisfaisante par la simulation, bien que la partie "directe" soit sous-estimée d'un facteur deux, là où elle est dominante.

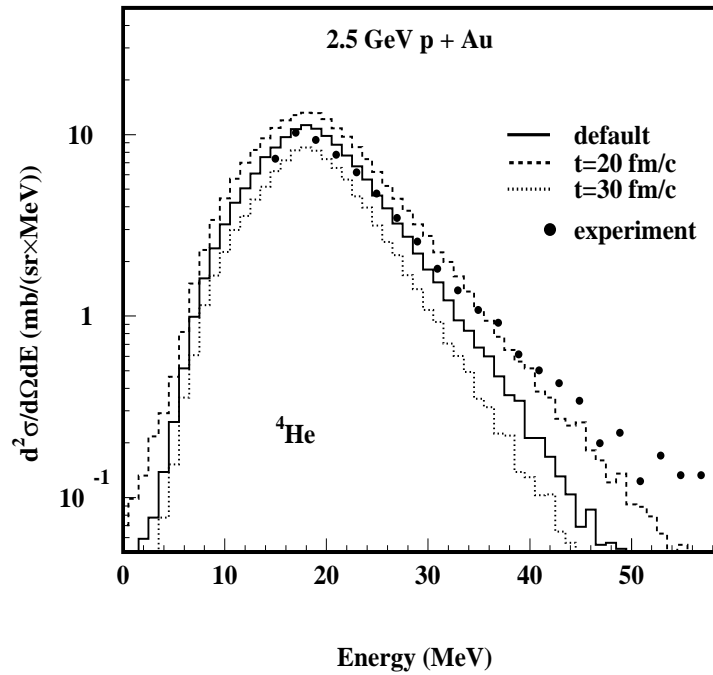


FIG. 6.19 – Spectres en énergie des particules α donnés par INCL pour trois temps de thermalisation: 20 fm/c, 30 fm/c et le temps par défaut, et comparés au spectre expérimental (symboles) mesuré à 150° .

Il est intéressant de chiffrer l'évolution de la proportion de particules "directes" dans le pic d'évaporation ($E_p < 30$ MeV) en fonction de l'énergie d'excitation (tab. 6.5). A 150° , lorsque l'énergie d'excitation augmente, cette proportion diminue de 53% à 11%, des réactions les moins violentes aux réactions les plus dissipatives. Cette diminution est liée à une diminution de la partie directe mais aussi et surtout à une augmentation de la partie évaporative.

Nous reviendrons sur l'étude de cette zone de coexistence au Chapitre 7, pour les angles avant.

E^* (MeV)	0-220	220-370	370-470	470-570	>570
30°	67 %	36	27	24	21
75°	67	34	26	23	18
105°	61	29	23	19	16
150°	53	23	17	14	11

TAB. 6.5 – Proportion de protons “directs” dans la partie évaporative des spectres (énergies inférieures à 30 MeV) à 30° , 75° , 105° et 150° déduite du code INCL.

Spectres d, t et ^3He

Les spectres d, t et ^3He (fig. 6.17 et 6.18) présentent les mêmes caractéristiques que les spectres de protons, à savoir : une partie évaporative qui croît avec l'énergie d'excitation, relativement bien reproduite par le code INCL (sauf à basse énergie d'excitation), et une composante “directe” qui semble invariante avec l'énergie d'excitation. A basse énergie d'excitation, la largeur du spectre expérimental d'évaporation n'est pas bien reproduite par la simulation, ce qui suggère, comme pour les protons, une composante de prééquilibre importante.

6.4.3 Discussion sur la vitesse de recul du noyau émetteur

L'avantage des réactions de spallation en cinématique directe est de produire un noyau excité avec une vitesse de recul faible de l'ordre de quelques 10^{-2} cm/ns : centre de masse et laboratoire sont quasiment confondus. Mais les fluctuations sur la vitesse de recul, dues à l'éjection de particules dans les deux étapes du processus, sont très importantes comparées aux valeurs moyennes.

Les distributions en vitesse du noyau résiduel, après la phase de cascade intra-nucléaire (données par INCL2.0), sont représentées sur la figure 6.20, dans le plan longitudinal-transverse, pour cinq tranches en énergie d'excitation.

Pour les réactions dans lesquelles il y a eu le moins de transfert de moment (basse énergie d'excitation), la vitesse moyenne de recul est d'environ 0.05 cm/ns avec des fluctuations du même ordre de grandeur. Lorsque l'énergie d'excitation augmente, la vitesse de recul augmente aussi, ainsi que la dispersion des événements. Ainsi, pour les réactions les plus dissipatives, la vitesse de recul peut atteindre jusqu'à quelques 10^{-1} cm/ns.

Suite à cette constatation, il apparaît alors injustifié de considérer une vitesse moyenne de recul de la source [Led 98], [Avd 98], [Ren 96].

Celle-ci a comme effet sur les spectres en énergie :

- une asymétrie avant-arrière avec focalisation des spectres à l'avant, et élargissement des spectres à l'arrière,
- un élargissement plus important des spectres lorsque l'énergie d'excitation augmente.

Ces effets sont d'autant plus importants que la particule émise est massive et de faible vitesse dans le référentiel de l'émetteur.

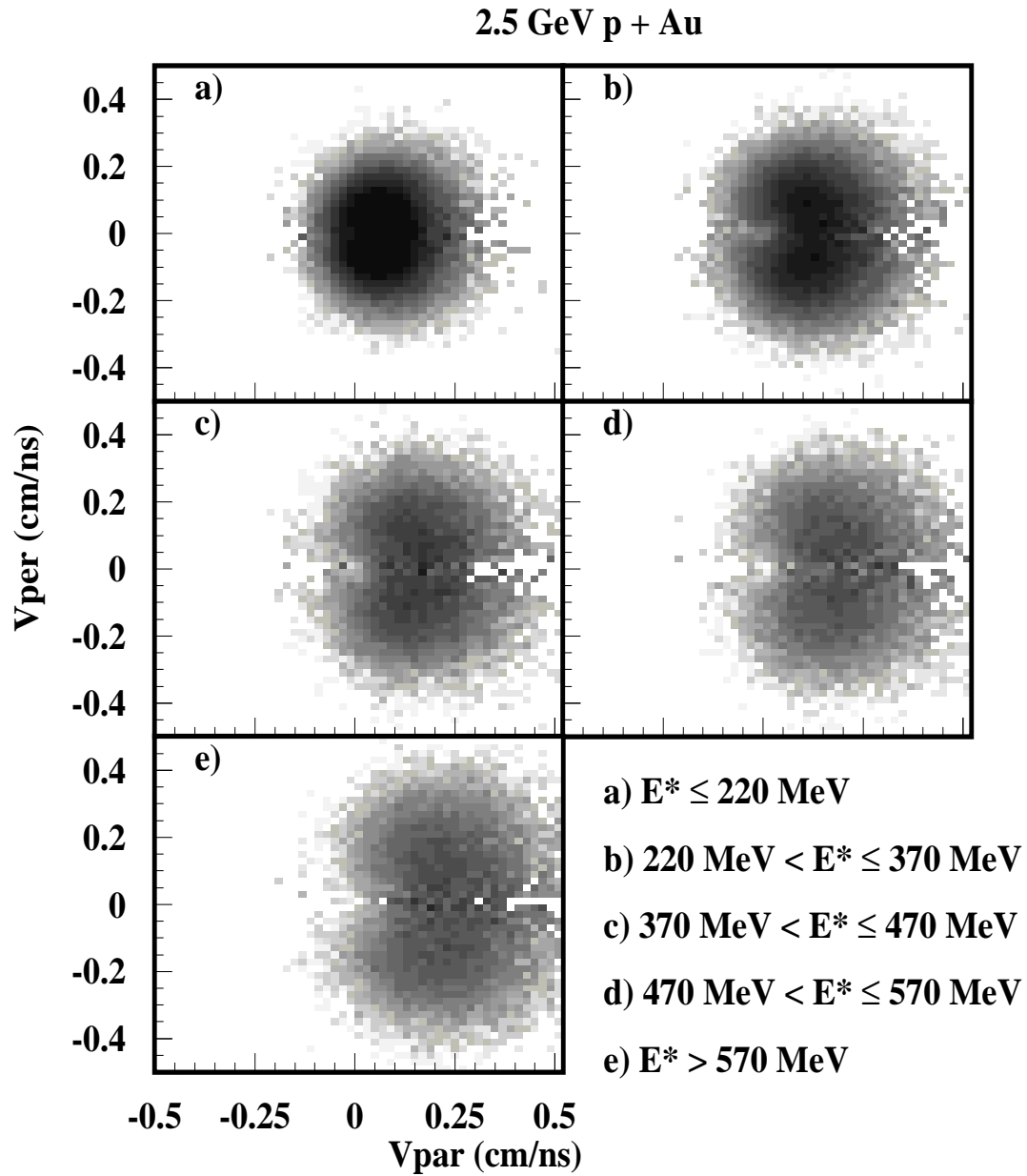


FIG. 6.20 – Distributions des vitesses (exprimées par unité d'angle solide dans le plan longitudinal-transverse) du noyau résiduel après la phase INC. Les distributions, calculées par INCL2.0, sont données pour différentes tranches en énergie d'excitation.

Influence des effets de recul sur l'analyse des spectres énergétiques

Une méthode pour déterminer certaines caractéristiques (température et barrière coulombienne) du noyau émetteur a été proposée par Poskanzer et al. [Pos 71] sous forme d'un ajustement des spectres de particules chargées à l'aide de la fonctionnelle :

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} \propto \frac{1}{\Delta} \int_{E_c-\Delta/2}^{E_c+\Delta/2} \frac{1}{2(\pi\tau)^{3/2}} \sqrt{\frac{E(E'-\varepsilon)}{E'}} \exp\left(-\frac{(E'-\varepsilon)}{\tau}\right) d\varepsilon \quad (6.5)$$

où τ est appelé température et correspond à la moyenne des températures nucléaires, E l'énergie de la particule émise dans le référentiel du laboratoire, E' son énergie dans le centre de masse du noyau émetteur, E_c la barrière coulombienne et Δ la largeur de la distribution des barrières coulombiennes.

De plus

$$E' = E + E_t - 2\sqrt{EE_t} \cos \theta_{lab} \quad (6.6)$$

avec $E_t = \frac{1}{2}mV^2$, où V est la vitesse de recul du noyau émetteur et m la masse du fragment émis.

Cette paramétrisation permet de décrire l'émission isotrope de particules à partir d'un noyau en mouvement. Elle a été utilisée par son auteur ([Pos 71]) pour ajuster les spectres expérimentaux des particules α jusqu'aux Na produites dans la réaction 5.5 GeV p+U. Dans cette référence, il est montré que les valeurs effectives de barrières coulombiennes, déduites de l'ajustement, sont inférieures de moitié à la valeur nominale.

Plus récemment, l'utilisation d'une fonctionnelle semblable pour ajuster les spectres d'émission de Carbone dans la réaction 4.8 GeV $^3\text{He}+^{197}\text{Au}$ [Kwi 95] aboutit à la même conclusion: les barrières coulombiennes effectives sont réduites par rapport à la valeur nominale, et cette réduction augmente avec l'énergie d'excitation. L'interprétation donnée par Kwiatkowski et al. pour expliquer cette réduction est une expansion thermique de la source. Les auteurs, appliquant le modèle EES (Expanding Emitting Source) [Fri 90], concluent alors à un processus de multifragmentation thermique liée à l'expansion.

Nous avons vu précédemment l'importance de l'effet de recul du noyau cible dans les réactions de spallation et nous avons voulu estimer son effet sur l'analyse des spectres à l'aide de la paramétrisation 6.5.

Pour ce faire, nous avons appliqué cet ajustement aux spectres d'évaporation des particules α (émises à 150°) calculés par INCL. Nous avons considéré cinq tranches en énergie d'excitation et pour chaque tranche, nous avons pris une vitesse de recul moyenne $\langle v \rangle$, dirigée selon l'axe du faisceau, et une barrière coulombienne moyenne de 19 MeV correspondant au noyau $^{193}_{77}\text{Ir}$ pour ces cinq tranches. Ces valeurs sont déduites du calcul à partir du code INCL2.0.

Les résultats des ajustements figurent dans le tableau 6.6 et sont représentés sur la figure 6.21. L'analyse des résultats amène à deux observations :

1. la température moyenne du noyau émetteur est globalement bien estimée par l'ajustement des spectres. A haute énergie d'excitation, la température déduite de la pente des spectres est sous-estimée d'environ 10%,

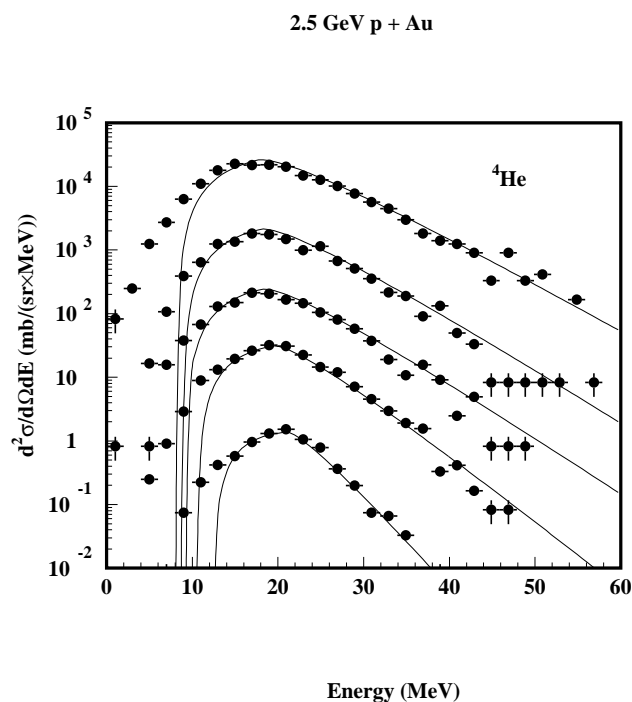


FIG. 6.21 – Spectres en énergie des particules α calculés à partir du code INCL (symboles) et ajustés par la paramétrisation 6.5, pour les mêmes tranches en énergie que la figure ???. Les erreurs sur les calculs correspondent aux erreurs statistiques. Un facteur 10^i ($i = 0, \dots, 4$) est appliqué sur les spectres en partant du bas.

E_{INC}^*	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle v \rangle$ (cm/ns)	$E_c \pm \Delta/2$	τ (MeV)
<220 MeV	2.8	0.11	15.5 ± 4	2.7 ± 0.3
220-370	4.0	0.19	13 ± 4	3.8 ± 0.3
370-470	4.7	0.22	11.5 ± 4	4.5 ± 0.2
470-570	5.2	0.25	11 ± 4	4.7 ± 0.2
>570	5.9	0.31	10 ± 4	5.2 ± 0.2

TAB. 6.6 – Résultats de l'ajustement avec la paramétrisation des spectres d'évaporation calculés par INCL dans le laboratoire (les 2 colonnes de droite). Le paramètre Δ permet d'ajuster la largeur des distributions. Les trois colonnes de gauche donnent les tranches en énergie d'excitation, la température moyenne déduite de l'énergie d'excitation en prenant $A/10$ comme paramètre de densité de niveaux et la vitesse de recul moyenne donnée par INCL2.0.

- la barrière coulombienne effective diminue par rapport à la barrière coulombienne nominale (19 MeV) au fur et à mesure que l'énergie d'excitation augmente.

La conclusion de cette analyse est que l'utilisation de la fonctionnelle 6.5 pour des réactions de spallation entraîne une diminution de la barrière coulombienne effective qui ne peut en aucun cas être reliée à une diminution de la densité du noyau. Les températures apparentes moyennes déduites par cette méthode restent cependant correctes.

6.4.4 La barrière coulombienne est-elle dépendante de l'énergie d'excitation?

Le traitement de l'évaporation dans les codes HETC (HERMES et LAHET) considère une possible dépendance de la barrière coulombienne avec l'énergie d'excitation du noyau (section 5.2.1 et fig. 6.22). Cette dépendance est très forte puisque pour une énergie d'excitation de 500 MeV, l'énergie coulombienne est réduite de moitié pour les He et d'un facteur 4 pour les protons. Cette procédure semble être motivée par la description fréquente, dans la littérature [Cha 97], de petites réductions de barrière coulombienne pour les particules α . Ces effets ont été associés à une grande diffusivité ou à la déformation du noyau, qui n'est pas présente dans les réactions de spallation sauf lors de la fission. Une autre explication donnée, serait l'expansion du noyau émetteur avec l'énergie d'excitation [Kwi 95].

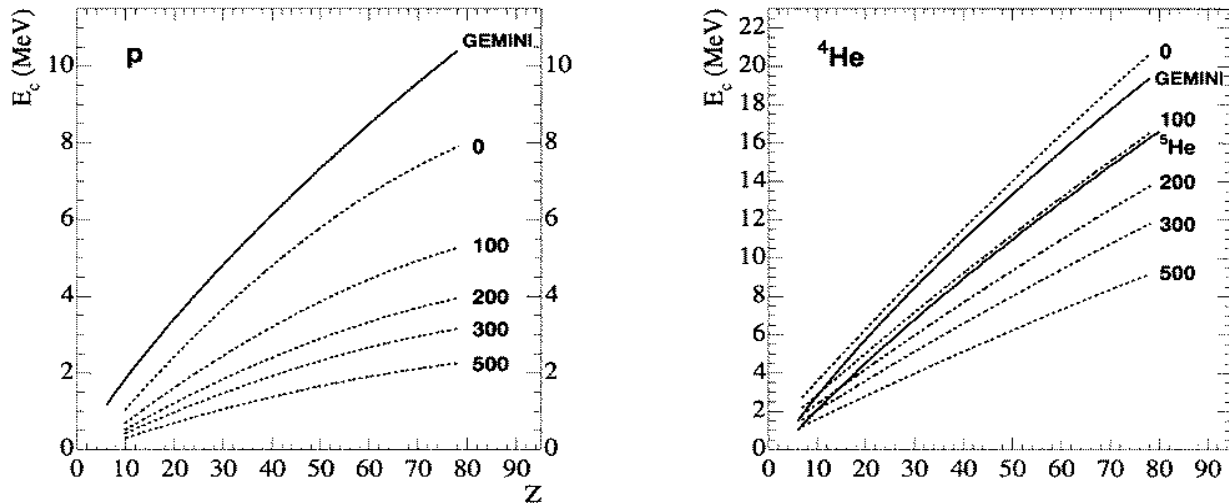


FIG. 6.22 – Barrières coulombiennes pour les protons (à gauche) et les particules α (à droite) : GEMINI en lignes pleines, formalisme RAL utilisé par le code de DRESNER en lignes pointillés. ^5He est aussi donné pour GEMINI. (Extrait de la référence [Her 00]).

Le bon accord entre les spectres expérimentaux et ceux obtenus par GEMINI, qui ne suppose aucune variation de la barrière coulombienne avec l'énergie d'excitation, montre que cette hypothèse est fautive. Elle a été abusivement déduite de constatations expérimentales utilisant un ajustement par une maxwellienne (ou une somme de maxwelliennes) ne

tenant compte que d'un recul moyen de la source (voir conclusions de la section précédente) et ne tenant pas compte d'une émission supplémentaire provenant des ^5He .

En résumé, les spectres d'évaporation des particules α montrent, dans le laboratoire, un élargissement par rapport à une maxwellienne lié au recul de la source et à une contribution non négligeable de la désintégration d' ^5He (34%). L'utilisation d'une fonctionnelle du type 6.5 pour ajuster les spectres et en déduire la barrière coulombienne ne peut aboutir qu'à des résultats erronés sur la détermination de celle-ci. On a pu montrer que les barrières "réduites" découlaient simplement d'une mauvaise analyse.

6.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons comparé les résultats des codes de simulation (INCL2.0 + GEMINI), incluant les effets de détection, avec un certain nombre de données expérimentales.

Lorsque les effets de détection (en particulier des neutrons) sont inclus dans la simulation, le modèle reproduit de façon très satisfaisante les multiplicités de particules légères. De par ses caractéristiques, le système de détection sélectionne essentiellement des particules d'origine évaporative. Cela donne une première confirmation sur le réalisme des modèles.

A partir de l'intercomparaison des corrélations de multiplicité de neutrons et de particules chargées mesurées et simulées, nous avons mis au point une technique permettant de remonter à l'énergie d'excitation du noyau événement par événement. Nous avons ainsi pu vérifier le bon accord entre la distribution d'énergie d'excitation fournie par INCL2.0 et la distribution reconstruite expérimentalement.

L'analyse a ensuite été affinée pour chaque type de particule en ne considérant que la partie évaporative des spectres et son évolution avec l'énergie d'excitation. Il est clairement apparu qu'il est difficile d'isoler une composante purement évaporative et que même aux angles arrières, la contribution de prééquilibre est non négligeable. Néanmoins, ^4He est apparu comme une très bonne sonde pour tester l'évaporation et affirmer la validité du code GEMINI. Celui-ci reproduit de manière fort correcte les spectres d'évaporation.

Nous avons en outre pu discuter d'un certain nombre d'effets liés au recul du noyau émetteur et montrer qu'aux énergies d'excitation atteintes dans la réaction (jusqu'à 900 MeV) la description par un modèle statistique est encore valide et qu'il n'est nul besoin d'introduire une expansion thermique du noyau pour reproduire les données.

Cependant la partie haute énergie des spectres de d , t , ^3He , ^4He , ^6Li et ^7Li n'est pas reproduite pas les modèles. L'étude de cette partie à haute énergie est réalisée au Chapitre 7.

Chapitre 7

Etude de l'émission de prééquilibre

Les spectres en énergie cinétique des particules chargées ont montré une composante à haute énergie (au-delà d'environ 30 et 40 MeV pour les H et He, respectivement) qui ne peut être expliquée par l'évaporation d'un noyau en équilibre thermique. Cette composante est témoin d'une émission rapide qui a lieu avant que l'équilibre soit atteint. Dans ce sens on peut parler d'émission de prééquilibre.

Dans le cadre du modèle en deux étapes, INCL, l'émission directe de nucléons est expliquée et reproduite par la cascade intra-nucléaire durant laquelle un certain nombre de nucléons sont éjectés du noyau, simplement par collision avec d'autres nucléons. Cependant ce modèle est incapable de reproduire et d'expliquer la formation de particules composites légères qui nécessite de prendre en compte les interactions résiduelles entre nucléons. Cette constatation, ajoutée au fait que la description purement classique du modèle de cascade n'est plus valide lorsque les longueurs d'onde des nucléons sont du même ordre de grandeur que les distances inter-nucléons ont, très tôt, incité à introduire une étape intermédiaire de mise à l'équilibre.

Le code généralement utilisé pour traiter le prééquilibre est le code CEM (Cascade Exciton Model) développé par Mashnik et al [Mas 98]. Ce code reprend le formalisme semi-classique des excitons initié par Griffin et développé par Blann [Bla 75] et permet de produire des composites et de décrire leur distribution angulaire. Un traitement quantique du prééquilibre peut être trouvé dans le modèle FKK [Fes 80].

Nous verrons cependant dans ce chapitre, que la description par un modèle en deux étapes reste valide pour l'essentiel, et qu'elle permet de reproduire de manière relativement réaliste les spectres de protons, même si la production de ceux-ci est sousestimée, par le code, à haute énergie cinétique ($E > 100$ MeV) et sur-estimée aux énergies intermédiaires (entre 15 et 50 MeV).

C'est dans le cadre de cette modélisation en deux étapes que nous proposerons une alternative aux modèles de prééquilibre utilisés pour former des particules composites. Nous introduirons le concept de coalescence dans le code INCL2.0. Les résultats de cette extension seront comparés aux données expérimentales et discutés.

7.1 Emission hors équilibre

7.1.1 Abondance des particules “directes” en fonction de l'énergie d'excitation

L'évolution de l'abondance des particules légères, émises de façon directe, en fonction de l'énergie d'excitation est représentée aux quatre angles sur la figure 7.1. L'abondance des particules “directes” (définie comme à la section 6.4.1) est estimée en différenciant les abondances mesurées, à chaque angle, avec celles calculées par le code d'évaporation (voir fig. 6.15). Cette solution semble préférable à celle qui consiste à soustraire les abondances mesurées aux angles arrières car nous avons vu (section 6.4) qu'une fraction non négligeable de prééquilibre subsiste (excepté pour les ^4He). Cependant, au-delà de 600 MeV, les distributions en énergie d'excitation mesurées et simulées ne sont pas en total accord (voir fig. 6.7) c'est pourquoi les abondances ne sont pas montrées au-delà de cette valeur. Les sections efficaces sont intégrées sur tout le spectre en énergie (200 MeV).

L'allure générale des distributions montre un accroissement de l'abondance des particules “directes” avec l'énergie d'excitation. Ce comportement est systématique pour toutes les particules et à tous les angles. On peut cependant noter que l'abondance des particules légères est réduite aux angles arrières par rapport aux angles avant, comme déjà signalé sur les spectres en énergie (voir section 6.3.1). Ce comportement peut se comprendre par la manière dont l'énergie est déposée dans le noyau par le proton incident : une augmentation de l'énergie d'excitation implique un accroissement du nombre de collisions dans le noyau, qui s'accompagne d'un plus grand nombre de particules “directes”.

Globalement, le comportement des différentes particules composites est très voisin, excepté pour les ^4He dont le gain est plus important avec l'énergie d'excitation. Ceci peut laisser sous-entendre un processus de formation commun pour les composites de masse $A=2$ et $A=3$ et légèrement différent pour les ^4He .

7.1.2 Les spectres en énergie des protons et le code INCL2.0

La partie évaporative des spectres de protons a déjà été étudiée au Chapitre 6. Nous avons vu que, globalement, celle-ci était bien reproduite par le code d'évaporation et que l'énergie d'excitation donnée par INCL2.0 était en bon accord avec celle déduite des données expérimentales. Nous avons également vu que la partie directe était reproduite de manière satisfaisante par le code INCL2.0 aux quatre angles mesurés. Dans ce paragraphe nous allons approfondir l'étude de la partie directe du spectre de protons en fonction de l'énergie d'excitation, et notamment dans la zone d'énergies intermédiaires (entre 10 et 50 MeV), zone de recouvrement pour l'émission à partir du modèle de cascade et du modèle d'évaporation.

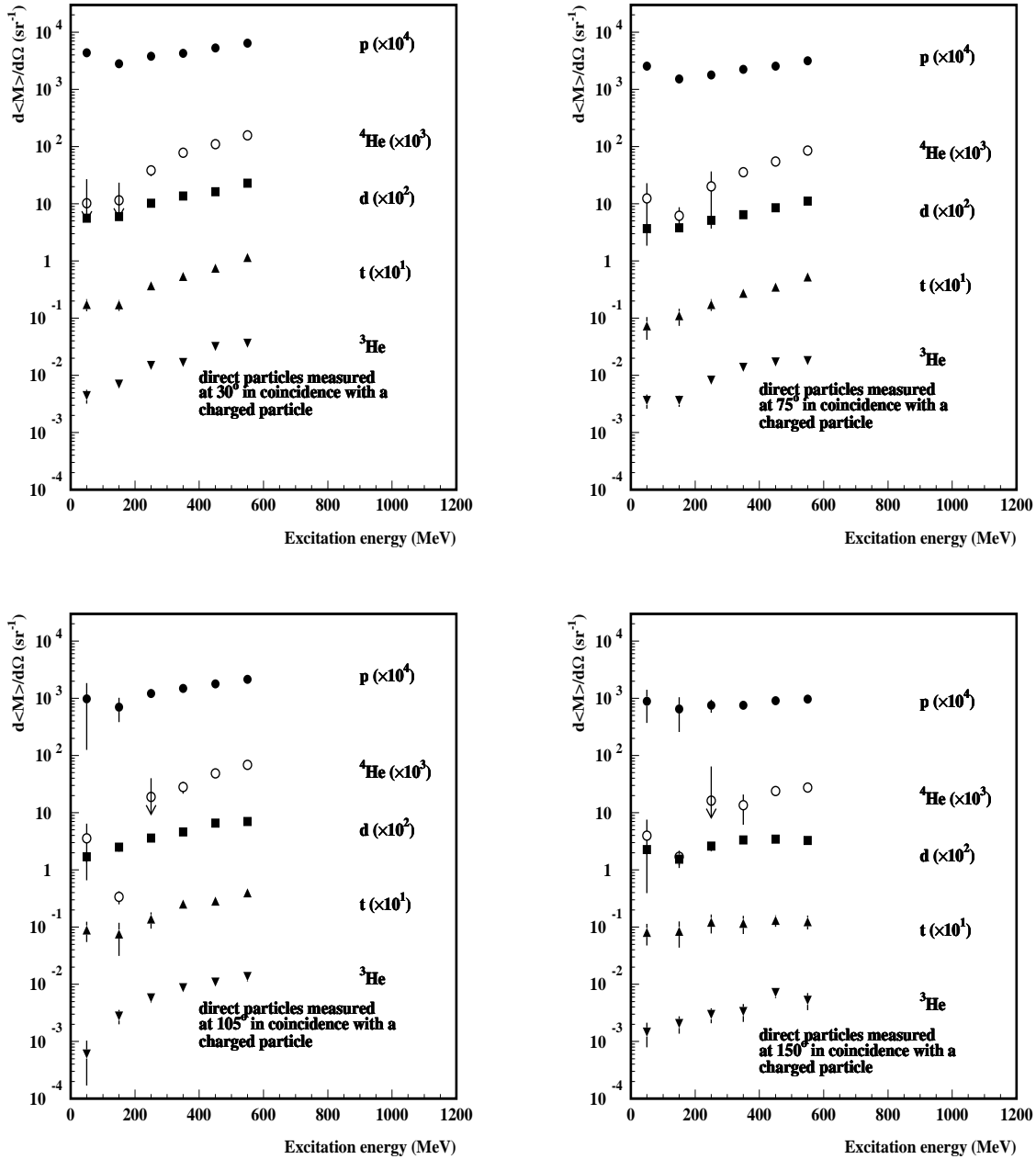


FIG. 7.1 – Evolution des multiplicités différentielles moyennes ($d\langle M \rangle / d\Omega$ (sr^{-1})) des particules légères “directes” avec l’énergie d’excitation pour les quatre angles de mesure. Les multiplicités moyennes sont déduites du rapport des sections efficaces de production sur la section efficace de réaction. A ce rapport, est ensuite soustrait la multiplicité moyenne donnée par le code d’évaporation, pour obtenir la multiplicité moyenne des particules “directes”. Un facteur multiplicatif est appliqué à chaque distribution (valeur entre parenthèses). Les erreurs statistiques sont indiquées lorsqu’elles ne sont pas contenues dans la largeur des symboles.

La partie haute énergie

La figure 7.2 représente l'évolution des sections efficaces doublement différentielles des protons en fonction de l'énergie cinétique des particules aux quatre angles de mesures et pour cinq tranches en énergie d'excitation définies sur la figure. Les histogrammes sont les résultats des calculs réalisés avec INCL2.0 et GEMINI, les points, les données extraites de l'expérience.

La figure 7.2 montre très clairement la diminution de la partie "directe" au fur et à mesure que l'angle de détection augmente comme déjà constaté à la section 6.3.1 et comme attendu d'un processus de cascade. Si la pente de la partie haute énergie des spectres semble très peu évoluer aux angles arrière avec l'énergie d'excitation, ceci n'est plus vrai aux angles avant. On constate en effet une augmentation de celle-ci avec l'énergie d'excitation, témoin d'un nombre croissant de collisions dans le noyau avant l'émission des protons.

Globalement, l'accord entre expérience et théorie est satisfaisant pour toutes les tranches en énergie d'excitation. Cet accord est d'autant plus satisfaisant que l'angle d'émission est petit et l'énergie d'excitation importante. L'émission de protons "directs" aux angles arrière (105° et 150°) est en effet sous-estimée par le code INCL2.0 d'environ 50% quelle que soit l'énergie d'excitation, bien que les pentes des spectres soient bien reproduites.

A basse énergie d'excitation et à l'avant, où le nombre de collisions dans le noyau est restreint, les pentes des spectres de protons calculés sont légèrement différentes des pentes expérimentales. L'émission de protons de haute énergie (au-delà de 100 MeV) est sous-estimée de presque un facteur 2 par le calcul alors qu'elle est surestimée aux énergies intermédiaires. Cette constatation est en accord avec les mesures sur la production de neutrons à 0° avec des protons de 0.8, 1.2 et 1.6 GeV sur des noyaux lourds [Mar 97b]. La différence, observée à haute énergie, provient de la description du noyau, dans INCL2.0, comme une entité à bord franc. Cette description ne permet pas un traitement correct des réactions très peu dissipatives. Il faut noter que dans la dernière version du code (INCL3.0), une surface diffuse en forme de trapèze a été introduite [Cug 97a]. Les calculs sur la production de neutrons à 7.5° dans la réaction $p(800 \text{ MeV}) + \text{Pb}$, montrent que l'introduction d'une surface diffuse, a pour effet d'accroître le nombre de neutrons de haute énergie et de décroître ceux de basse énergie. Nous n'avons malheureusement pas pu tester INCL3.0 mais cette version semble prometteuse dans la reproduction des données expérimentales et en particulier des processus très périphériques et des sections efficaces de réaction.

Zone intermédiaire de recouvrement

Dans la section 6.2.1, nous avons abordé le problème de la zone de recouvrement entre l'émission lors de la cascade et l'émission par évaporation. La figure 7.3 est un agrandissement de la figure 7.2 montrant l'évolution des spectres de protons mesurés à 30° , aux énergies intermédiaires, en fonction de l'énergie d'excitation. Les résultats du code INCL2.0 (histogrammes en pointillés) ainsi que les résultats de GEMINI (histogrammes grisés) et la somme des deux (histogrammes en traits pleins) sont représentés en comparaison avec les données de l'expérience (symboles).

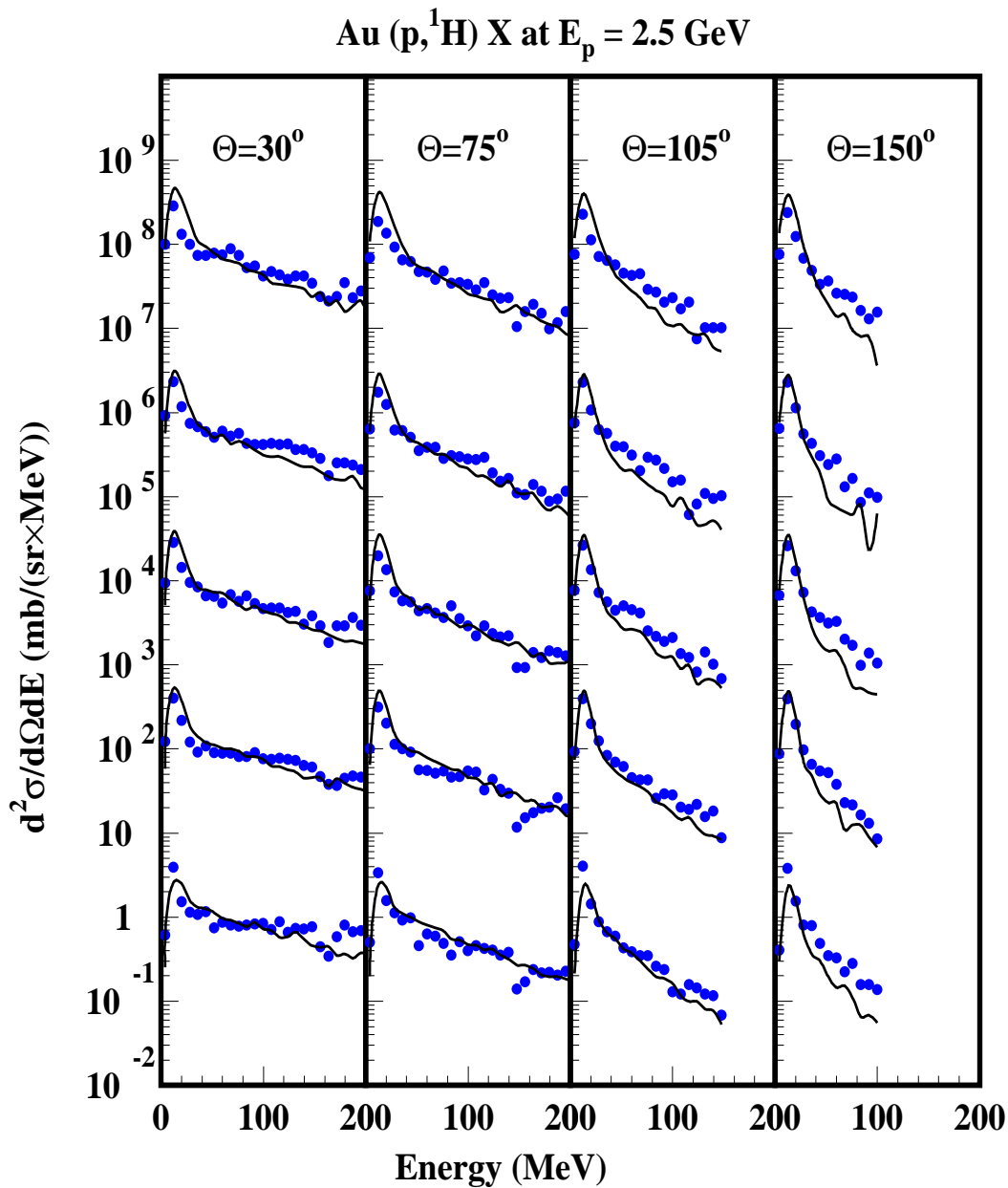


FIG. 7.2 – Sections efficaces doublement différentielles de production de protons, mesurées (symboles) et calculées avec INCL2.0 (courbes) en fonction de l'énergie pour les angles indiqués et pour différentes tranches en énergie d'excitation (de bas en haut) : 0-220, 220-370, 370-470, 470-570 et >570 MeV. Un facteur 10^i ($i=0, \dots, 4$) est appliqué sur chaque spectre en partant du bas. Les erreurs statistiques sont de l'ordre de grandeur des fluctuations.

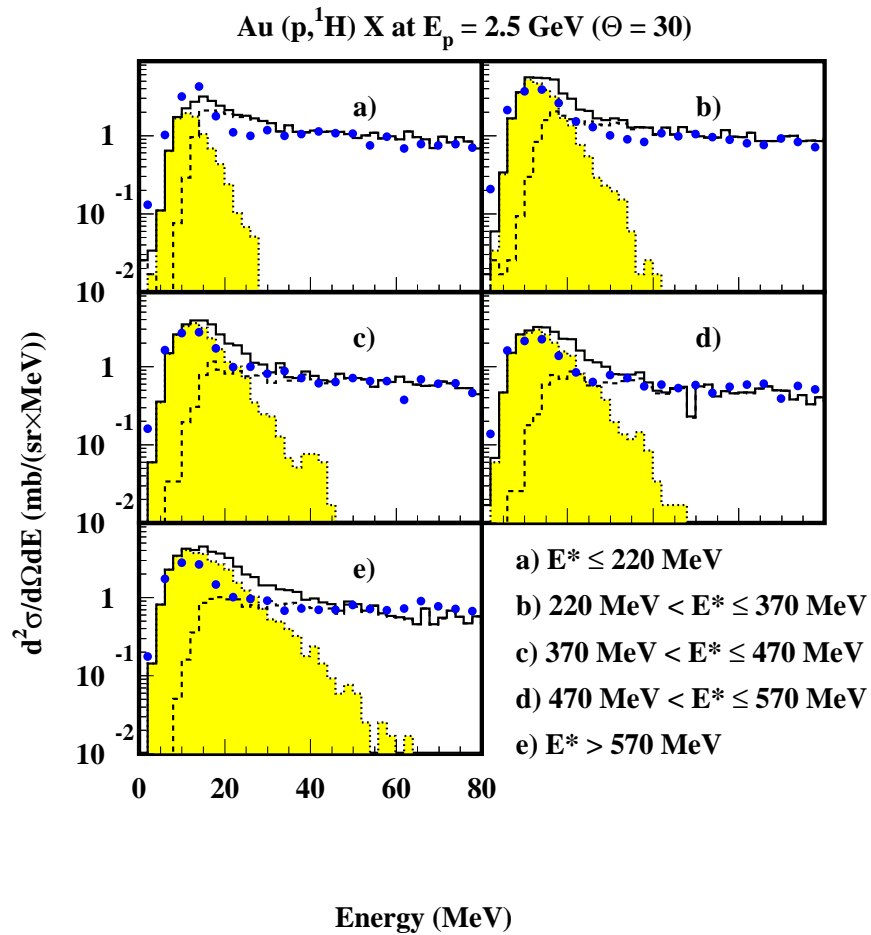


FIG. 7.3 – Spectres en énergie des protons à 30° pour différentes tranches en énergie d'excitation (indiquées sur la figure). Les données expérimentales (symboles) sont comparées aux résultats du code INCL2.0 (histogrammes en tirets), du code GEMINI (histogrammes en grisés) et de la somme des deux (histogrammes en traits pleins).

La rupture de pente au voisinage de 25 MeV (déjà constatée sur la fig. 6.16) liée à la superposition de deux contributions se trouve amplifiée par rapport aux mesures à 150° . Ceci est bien mis en évidence par la simulation où l'on voit très nettement que cette rupture intervient lorsque les deux contributions sont d'intensité équivalente. De façon générale, l'allure des spectres est bien reproduite là où chacune des contributions domine largement l'autre, c'est à dire en dessous de 10-15 MeV pour l'évaporation et au-dessus de 40 MeV pour la cascade. Mais la superposition des deux contributions surestime de presque un facteur 2 la production de protons dans la zone intermédiaire.

Cette mise en défaut du modèle de cascade n'est pas tellement surprenante sachant que celui-ci est appliqué en dehors de ses limites de validité. En effet, en dessous de 100 MeV, les particules n'ont plus une longueur d'onde associée faible par rapport aux distances nucléon-nucléon dans le noyau. Le traitement du processus de thermalisation qui conduit à l'équilibre et qui permet de décrire l'évaporation ne peut plus être décrit par un modèle classique comme INC mais doit alors être traité par un modèle quantique ou semi-classique. L'étude préliminaire [Cug 97a] d'un modèle en trois étapes, faisant intervenir le modèle de prééquilibre de Mashnik et al., montre que l'introduction de cette phase intermédiaire, permettant un traitement semi-classique de la mise à l'équilibre, n'apporte pas d'améliorations notables aux résultats du modèle en deux étapes. Le seul avantage d'une telle description est de pouvoir produire des particules composites.

On peut donc considérer qu'une description en deux étapes reste valide même en dehors des conditions d'application du code INCL2.0. Il faut ajouter, que dans la même référence, il est montré qu'une prise en compte des sections efficaces de diffusion élastique dans le milieu, permet de réduire de presque un facteur 2 la partie du spectre de neutrons en dessous de 100 MeV dans la réaction $p(800 \text{ MeV})+\text{Pb}$.

Nous devons préciser également que, dans l'hypothèse de coalescence, une partie de ces nucléons de basse énergie servent à "construire" des particules composites, comme nous allons voir dans la section qui suit.

7.2 Développement d'une extension "coalescence" au code INCL2.0

Dans les réactions d'ions lourds, il est coutume d'expliquer la formation de particules composites légères par un processus de coalescence dont la description est basée sur le modèle empirique de Butler et Pearson [But 61]. Ce modèle, simple, a été développé pour expliquer la formation des deutérons dans les collisions proton-noyaux. L'hypothèse sous-jacente du modèle est que les paires proton-neutron interagissent avec le potentiel optique nucléaire ce qui, avec l'interaction proton-neutron, leur permet de former un état lié: le deutéron. Le modèle relie la densité des deutérons dans l'espace des moments (d^3N_d/dK^3) à la densité des protons (d^3N_p/dk^3) et des neutrons (d^3N_n/dk^3) dans l'espace des moments à un moment égal par nucléon ($K = 2k$) et dans leur état final d'interaction. Ce modèle a été étendu par Schwarzschild et Zupanchic [Sch 63] pour un composite de masse A quelconque.

La relation relativiste entre les densités peut s'écrire :

$$\gamma \frac{d^3 N_A}{dK^3} = B_A \left(\gamma \frac{d^3 N_p}{dk^3} \right)^Z \left(\gamma \frac{d^3 N_n}{dk^3} \right)^N \quad (7.1)$$

où

$$B_A = \left(\frac{2s_A + 1}{2^A} \right) \frac{1}{N!} \frac{1}{Z!} (R_{np})^N \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3 \right)^{A-1} \quad (7.2)$$

S_A est le spin du cluster de masse A , N et Z le nombre de neutrons et de protons du composite et $R_{np} = (N_p + N_T)/(Z_p + Z_T)$ où les indices p et T signifient respectivement projectile et cible. Le modèle dépend d'un paramètre phénoménologique p_0 qui définit le rayon de coalescence c'est à dire le moment relatif maximal entre deux particules pour former un composite. Cependant, dans ce modèle, ce paramètre ne doit pas changer avec la nature du système qui collisionne, ni avec l'énergie du faisceau.

Cette image simple a été utilisée pour décrire la production de noyaux légers dans les collisions d'ions lourds à grandes énergies [Nag 81] et les collisions proton-noyau à hautes énergies [Boz 78], [Cro 75], [Gib 78].

7.2.1 Motivations de notre approche

Le modèle de coalescence décrit précédemment fait appel à la connaissance de la densité des nucléons, dans l'espace des moments, dans l'état final d'interaction. La détermination de celle-ci peut être effectuée expérimentalement en mesurant les distributions en moment des nucléons ou bien à partir de la densité finale donnée par un modèle de transport.

Le modèle simple de coalescence ne tient pas compte des "corrélations" d'espace des nucléons dans le noyau provoquées par une éventuelle modification de la densité. Dans ce sens, la production de particules composites peut être utilisée comme une sonde de la densité du noyau lors d'une réaction nucléaire [Nag 96], [Mat 97].

Cette considération nous a amené à suivre l'approche utilisée par [Bal 94] et [Nag 96] pour décrire l'abondance d'hypernoyaux et de deutérons, respectivement, dans les collisions d'ions lourds relativistes. Cette approche consiste à considérer toutes les paires proton-neutron qui peuvent être formées dans un noyau dont l'évolution dans l'espace de phase est décrite par un code de transport.

7.2.2 Description de l'extension "coalescence" de INCL2.0

Dans notre approche, l'évolution dans l'espace de phase des nucléons dans le noyau est décrite par le code INCL2.0. A chaque pas en temps t , les positions et les moments des nucléons sont calculés. Les particules composites sont formées proches de la surface du noyau après la dernière interaction d'au moins un des partenaires. La formation d'un composite de N nucléons est simultanée et se fait par une procédure de clusterisation basée sur une interaction à deux corps.

La procédure de clusterisation utilisée est décrite ci-dessous :

1. Pour chaque nucléon i susceptible de s'échapper du noyau, on considère toutes les liaisons possibles avec les autres nucléons j du noyau. Cette condition implique de traiter le processus de coalescence à la surface du noyau. En effet, pour qu'un tel événement soit traité, il faut que le temps nécessaire au nucléon pour atteindre la surface du noyau soit inférieur au temps de collision moyen. D'autre part, cela implique également que le nucléon, qu'il sorte libre ou lié, a déjà subi sa dernière interaction.
2. Les liaisons sont du type nucléon-N nucléons et définies par un critère qui sera décrit par la suite. Lorsqu'un composite est formé, on lui associe les caractéristiques du centre de masse des N nucléons. L'énergie de liaison est retirée de l'énergie totale du système composé sans modification du moment. C'est une violation de la conservation du moment que l'on néglige compte tenu des faibles énergies de liaison des particules légères comparées aux énergies mises en jeu.
3. On vérifie que la particule composite ainsi créée est liée (pas de diprotons ou dineutrons) et si oui alors elle subira le même traitement aléatoire qu'un nucléon pour s'échapper du noyau (voir Chapitre 5). La masse et la charge figurant dans la probabilité de transmission (eq. 5.1) sont remplacées par la masse et la charge du composite.
4. Lorsque le composite de masse A s'échappe, les nucléons le composant sont soustraits de la cascade, et le potentiel AV_0 soustrait de l'énergie cinétique du composite. Si le composite ne peut s'échapper, on considère que celui-ci n'a jamais existé et les nucléons le constituant retrouvent leur indépendance. Le nucléon i est alors obligatoirement réfléchi. Il faut noter que cette façon de procéder introduit dans le noyau une interaction à N-corps qui tend à limiter l'émission de nucléons de basse énergie comme nous verrons dans la suite.

Cette façon de procéder dans la constitution des composites, proche de la surface et après la dernière interaction, semble justifiée pour les particules les moins liées et en particulier les deutérons ($E_{liaison} = 2.2$ MeV) qui pourraient difficilement survivre s'ils étaient eux-mêmes ultérieurement impliqués dans des chocs avec les nucléons du noyau. Pour des particules plus lourdes et plus liées comme ${}^4\text{He}$ ($E_{liaison} = 28.29$ MeV) cette condition paraît moins justifiée comme nous le verrons dans la suite.

7.2.3 Choix des critères de formation des composites

Nous avons défini deux critères pour la formation des composites : un critère qui prend en compte explicitement la taille du composite et le moment relatif des nucléons (1), et un critère relatif à l'énergie de liaison du composite définie classiquement (2).

Il faut préciser que les composites sont bâtis par une succession d'étapes (au niveau de l'algorithme) faisant toujours intervenir une relation (1 nucléon) + (N nucléons) où N est le nombre de nucléons formant le "pré-composite", mais que le processus de coalescence est simultané.

Critère (1)

Dans notre procédure de clusterisation, le deutéron est le premier élément formé. Il est donc important que le critère qui agit sur l'espace de phase de la paire proton-neutron vérifie les propriétés du deutéron et de l'interaction nucléon-nucléon.

Pour chaque événement INCL2.0 où un nucléon i peut sortir, on calcule la distance relative $r_{ij} = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$ et le moment relatif $p_{ij} = \frac{1}{2} |\vec{p}_i - \vec{p}_j|$ de la paire (i, j) où j est n'importe quel autre nucléon complémentaire du noyau. Un critère simple de coalescence consiste à définir deux paramètres Δr_0 et Δp_0 [Bal 94] agissant séparément dans l'espace des positions et dans l'espace des moments. La condition pour former un deutéron peut alors s'écrire

$$p_{ij} \leq \Delta p_0, r_{ij} \leq \Delta r_0 \quad (7.3)$$

Cependant cette condition n'explore qu'une partie finie de l'espace de phase du deutéron. Compte tenu de la forme du potentiel nucléon-nucléon qui présente une partie répulsive en dessous de 1 fm, le critère défini par

$$r_{ij} \times p_{ij} \leq \Delta r_0 \times \Delta p_0 \text{ avec } r_{ij} > 1 \text{ fm} \quad (7.4)$$

semble plus approprié pour tenir compte de l'extension spatiale du deutéron.

Ce critère se généralise pour n'importe quelle paire (N, j) où N désigne le composite formé à l'étape précédente de la procédure de clusterisation. Il suffit de remplacer \vec{r}_i et \vec{p}_i par \vec{R}_N et \vec{P}_N , la position et le moment du centre de masse du composite N . On obtient alors :

$$R_{Nj} = \left| \vec{R}_N - \vec{r}_j \right| \quad (7.5)$$

et

$$P_{Nj} = \left| \frac{m_j}{M_N + m_j} \vec{P}_N - \frac{M_N}{M_N + m_j} \vec{p}_j \right| \quad (7.6)$$

où M_N et m_j sont respectivement les masses du composite N et du nucléon j .

On peut alors définir pour chaque processus de capture un rayon de coalescence dans l'espace de phase

$$\mathfrak{S}_0(N, j) = \Delta r_0(N, j) \times \Delta p_0(N, j) \quad (7.7)$$

et une condition de formation :

$$R_{Nj} \times P_{Nj} \leq \mathfrak{S}_0(N, j) \text{ et } R_{Nj} > 1 \text{ fm} \quad (7.8)$$

Dans ce modèle, les paramètres $\Delta r_0(N, j)$ et $\Delta p_0(N, j)$ sont ajustés de façon à reproduire les données expérimentales.

Critère (2)

En alternative au critère décrit précédemment, nous avons essayé un critère basé sur la définition classique de l'énergie de liaison entre deux particules en interaction. Ce critère s'inspire du travail de Garcia et al. [Gar 94] qui ont développé un code classique de formation de fragments dans un noyau chaud.

L'énergie de liaison entre deux objets en interaction peut être définie par :

$$B_{i,j} = \frac{(p_{ij})^2}{2\mu} + V_C(r_{ij}) + V_N(r_{ij}) \quad (7.9)$$

et la condition de liaison des deux particules :

$$B_{i,j} \leq 0 \quad (7.10)$$

Dans l'équation 7.9 $\mu = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$ est la masse réduite, V_C le potentiel coulombien entre deux charges ponctuelles

$$V_C = 1.44 \frac{Z_i Z_j}{r_{ij}} \quad (7.11)$$

et V_N le potentiel nucléaire type Yukawa

$$V_N = -V_0 \frac{\exp(-r_{ij}/r_0)}{r_{ij}} \quad (7.12)$$

où V_0 désigne la profondeur du puits et r_0 la portée de l'interaction (1.24 fm). Dans la référence [Gar 94] V_0 , qui est le seul paramètre ajustable du modèle, est fixé à 55 MeV de façon à conserver la stabilité du noyau.

L'énergie de liaison peut se généraliser pour l'interaction de N nucléons avec un nucléon j :

$$B_{N,j} = \frac{(P_{Nj})^2}{2\mu} + \sum_{i \in N} V_C(r_{ij}) + V_N(r_{ij}) \quad (7.13)$$

avec la condition de liaison du composite :

$$B_{N,j} \leq 0 \quad (7.14)$$

7.3 Résultats et discussions

Les spectres de protons et de composites produits par INCL2.0 après avoir implémenté l'extension "coalescence" sont comparés, dans cette section, aux spectres expérimentaux pour les deux modèles de coalescence présentés précédemment.

Réaction	Δr_0	Δp_0
p+n→d	4.2 fm	160 MeV/c
d+n→t, d+p→ ³ He	3.50	180
t+p→ ⁴ He, ³ He+n→ ⁴ He	3.0	200

TAB. 7.1 – Paramètres ajustés pour les processus de coalescence indiqués.

7.3.1 Ajustement des paramètres du modèle (1)

Les paramètres (Δr_0 et Δp_0) du modèle (1) ont été ajustés pour reproduire les rapports isotopiques p/d/t/³He/⁴He des particules “directes” (tab. 6.4). Les résultats des ajustements sont indiqués dans le tableau 7.1 pour les processus associés. Le choix de séparer ces deux paramètres plutôt que de considérer un seul paramètre (rayon de coalescence) émane de la volonté de choisir des valeurs raisonnables pour la formation des composites. C'est pourquoi nous avons fixé $\Delta r_0(N)$ comme étant le rayon moyen du composite N . Seul $\Delta p_0(N)$ est ajusté et en bon accord avec un moment de Fermi.

Les valeurs choisies pour la formation du deutéron ($\Delta r_0 = 4.2$ fm, $\Delta p_0 = 160$ MeV/c et $\mathfrak{F}_0 = 672$ fm.MeV/c) sont en bon accord avec les valeurs données dans les références [Nag 96] ($\Delta r_0 = 4.2$ fm, $\Delta p_0 = 150$ MeV/c) et [Bal 94] ($\Delta r_0 = 3.0$ fm, $\Delta p_0 = 110$ MeV/c) et les caractéristiques du deutéron.

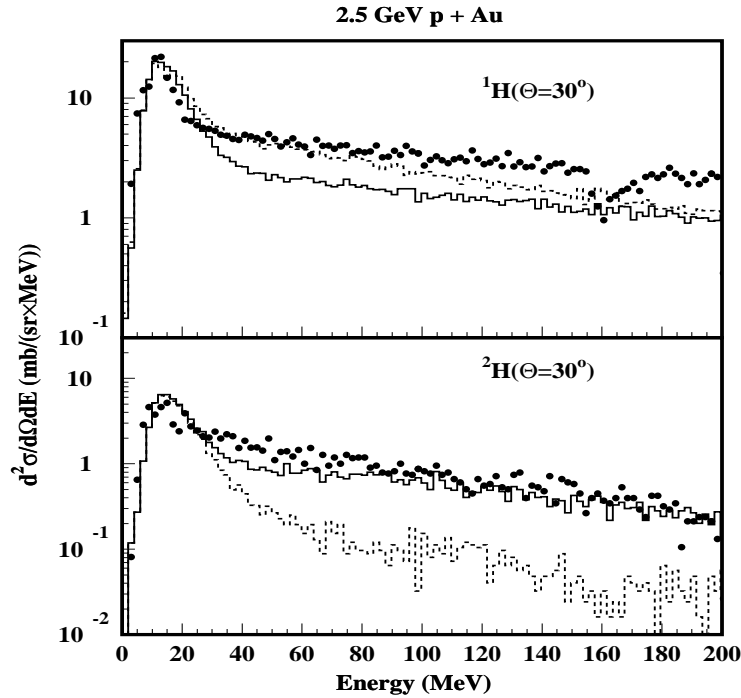


FIG. 7.4 – Spectres en énergie de p et d mesurés à 30° (symboles) et comparés aux résultats de l'extension coalescence de INCL2.0 pour les deux critères définis dans la section 7.2.3.

7.3.2 Comparaison des deux approches avec les spectres expérimentaux

Les figures 7.4 à 7.6 montrent les spectres en énergie des isotopes d'H et d'He, calculés avec le modèle de coalescence (1) + GEMINI (histogrammes pleins) et le modèle de coalescence (2) + GEMINI (histogrammes en tirets), et la comparaison avec les spectres expérimentaux (symboles) mesurés à 30° .

Globalement, le modèle (1) reproduit mieux les données expérimentales que le modèle (2). Ce dernier sous-estime, en effet, largement la production des particules composites directes. Nous nous contenterons donc dans la suite de décrire l'accord théorie-expérience avec le modèle (1).

L'accord est le meilleur pour les spectres de tritons et d' ^3He (fig. 7.5) qui sont parfaitement reproduits par ce modèle. Il est à noter que pour ces particules, les paramètres de formation sont les mêmes et ne tiennent pas compte de la répulsion coulombienne entre les deux protons dans le cas de ^3He .

La partie haute énergie du spectre de deutérons (fig. 7.4) est également bien reproduite par la simulation alors que la partie basse énergie est un peu sous-estimée. Les deutérons de basse énergie servent, en effet, à la formation de particules plus massives, ^3H , ^3He ,

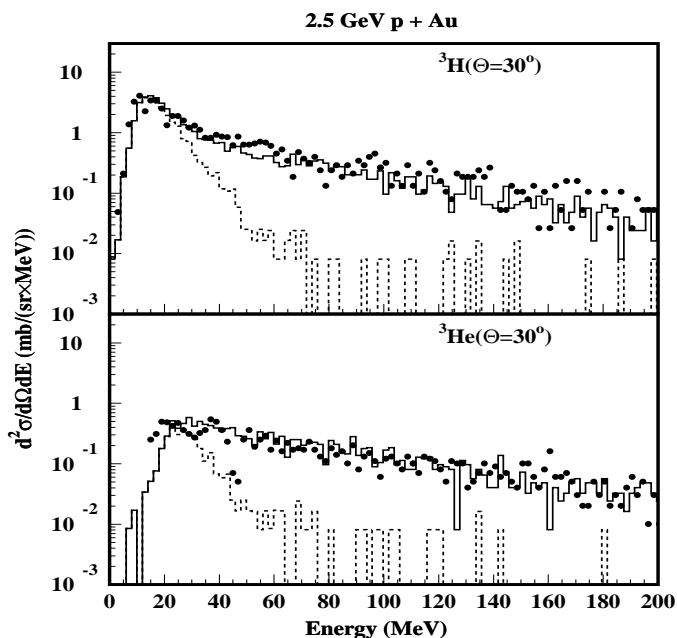


FIG. 7.5 – Spectres en énergie de t et ^3He mesurés à 30° (symboles) et comparés aux résultats de l'extension coalescence de INCL2.0 pour les deux critères définis dans la section 7.2.3.

Le spectre de protons est largement déplété à basse énergie par rapport à ce qu'il était en absence de coalescence et peu ou pas touché à haute énergie. La réduction du nombre de protons à basse énergie tend à ramener la pente du spectre calculé voisine de la pente

du spectre expérimental. Elle est due à la conversion d'une partie des protons libres en protons liés sous forme de composites qui s'échappent du noyau ou qui restent "piégés" dans le noyau.

En revanche, la production d' ${}^4\text{He}$ (fig. 7.6) est clairement sous-estimée par le calcul. Avec les paramètres choisis pour les processus $t + p \rightarrow {}^4\text{He}$ et ${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^4\text{He}$, seulement 10% des α "directs" sont produits. Ceci montre qu'il est très difficile de produire des ${}^4\text{He}$, et des noyaux de masses supérieures, par le seul processus de coalescence de nucléons en surface. Il faut probablement introduire des processus plus complexes faisant intervenir des pré-composites formés plus tôt dans la cascade. Il peut être plus facile, en terme de probabilité de proximité dans l'espace de phase, de produire un ${}^4\text{He}$ par la coalescence de deux pré-composites (${}^2\text{H} + {}^2\text{H}$) que par la coalescence directe de quatre nucléons. Nous n'avons pas testé ces possibilités qui demanderait une évolution notable de notre modèle.

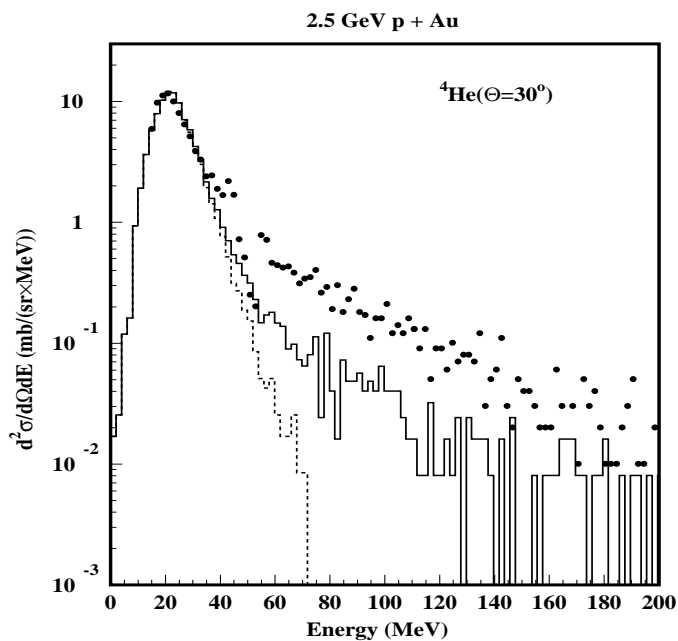


FIG. 7.6 – Spectres en énergie de ${}^4\text{He}$ mesurés à 30° (symboles) et comparés aux résultats de l'extension coalescence de INCL2.0 pour les deux critères définis dans la section 7.2.3.

7.3.3 Evolution des spectres avec l'énergie d'excitation

Une comparaison plus détaillée de la production des composites peut être réalisée selon le développement de la cascade dans le noyau, c'est à dire l'énergie d'excitation.

Nous avons vu dans la section 7.1.1 que l'abondance des particules de prééquilibre augmente jusqu'à environ 400 MeV d'énergie d'excitation pour diminuer ensuite. Il apparaît donc intéressant de suivre comment les spectres en énergie des isotopes évoluent avec l'énergie d'excitation. Ceci est représenté sur les figures 7.7 à 7.11 pour cinq tranches

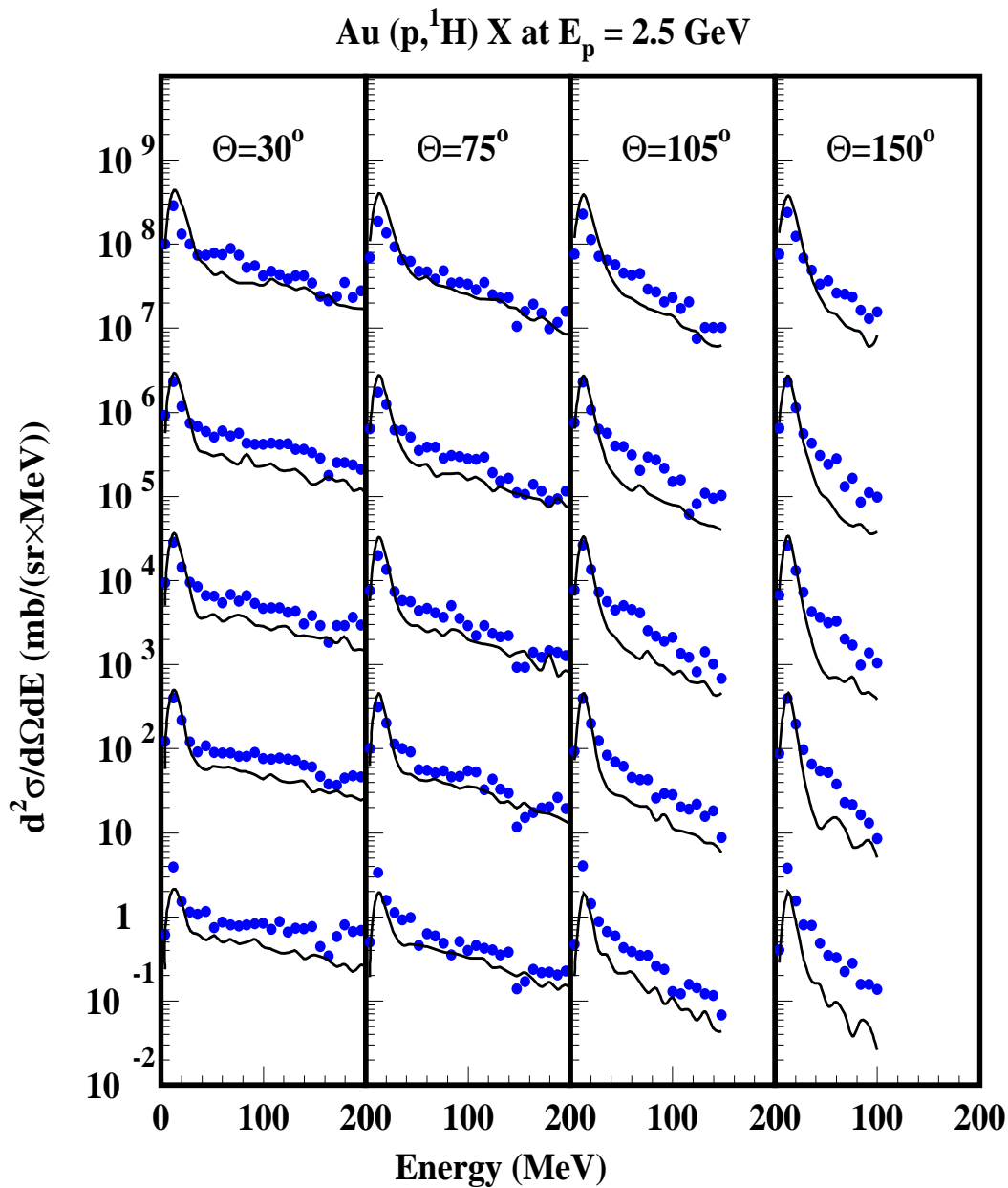


FIG. 7.7 – Sections efficaces doublement différentielles de production de proton mesurées (symboles) et calculées avec INCL2.0+coalescence (courbes) en fonction de l'énergie, pour les angles indiqués et pour différentes tranches en énergie d'excitation (de bas en haut) : 0-220, 220-370, 370-470, 470-570 et >570 MeV. Un facteur 10^i ($i=0, \dots, 4$) est appliqué sur chaque spectre en partant du bas. Les erreurs statistiques sont de l'ordre de grandeur des fluctuations.

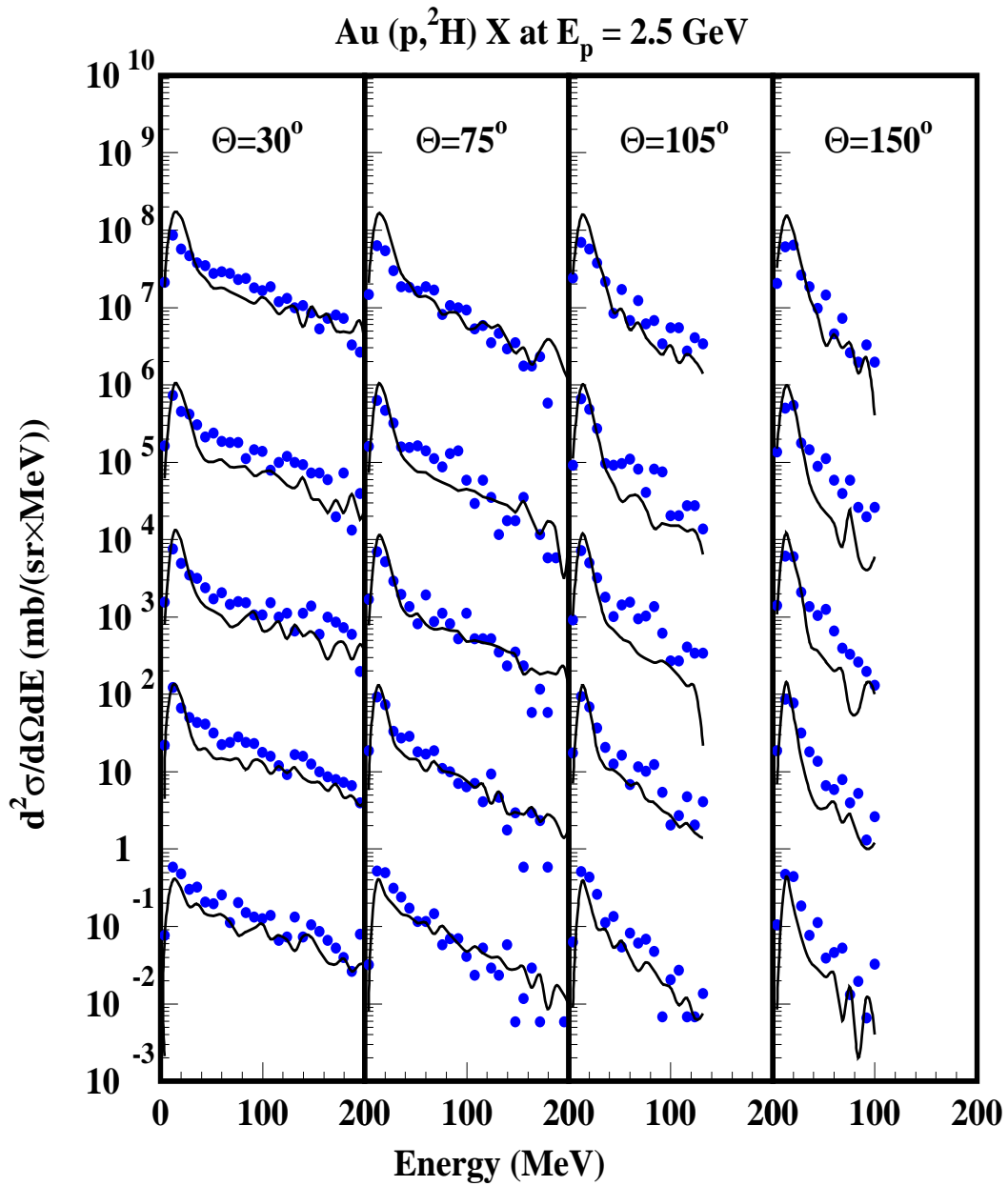


FIG. 7.8 – Même légende que la figure 7.7 pour ${}^2\text{H}$

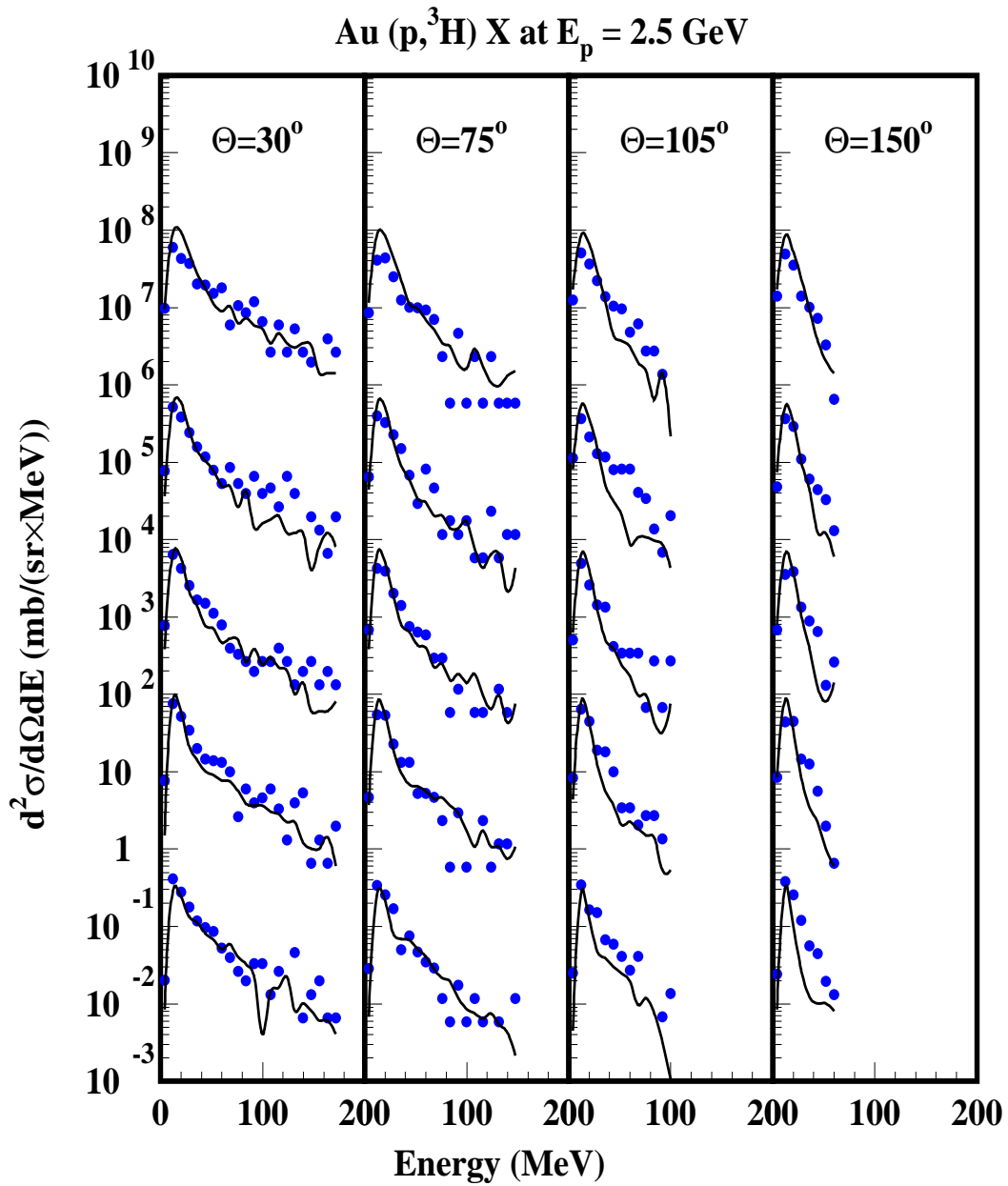


FIG. 7.9 – Même légende que la figure 7.7 pour ${}^3\text{H}$

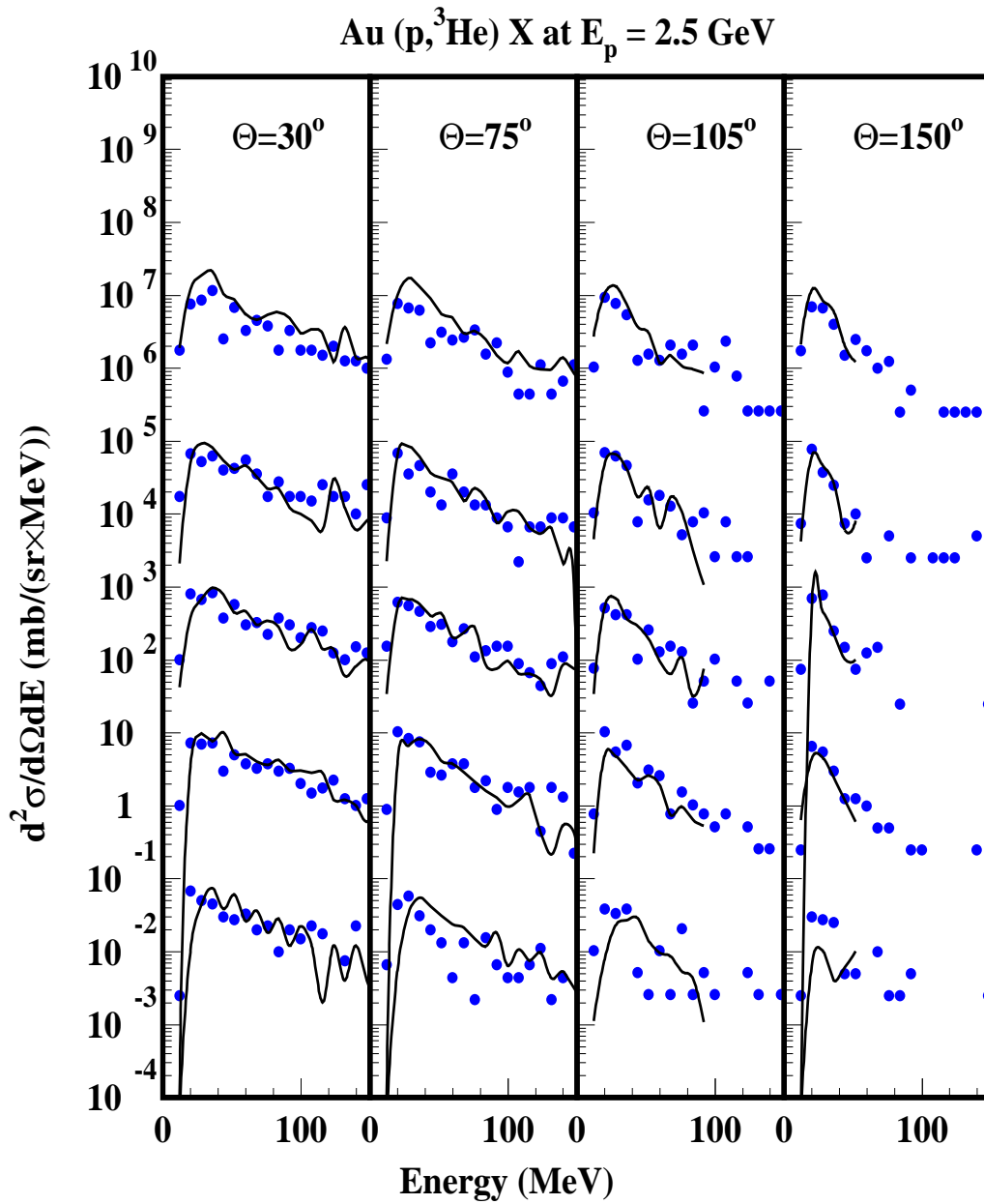


FIG. 7.10 – Même légende que la figure 7.7 pour ^3He

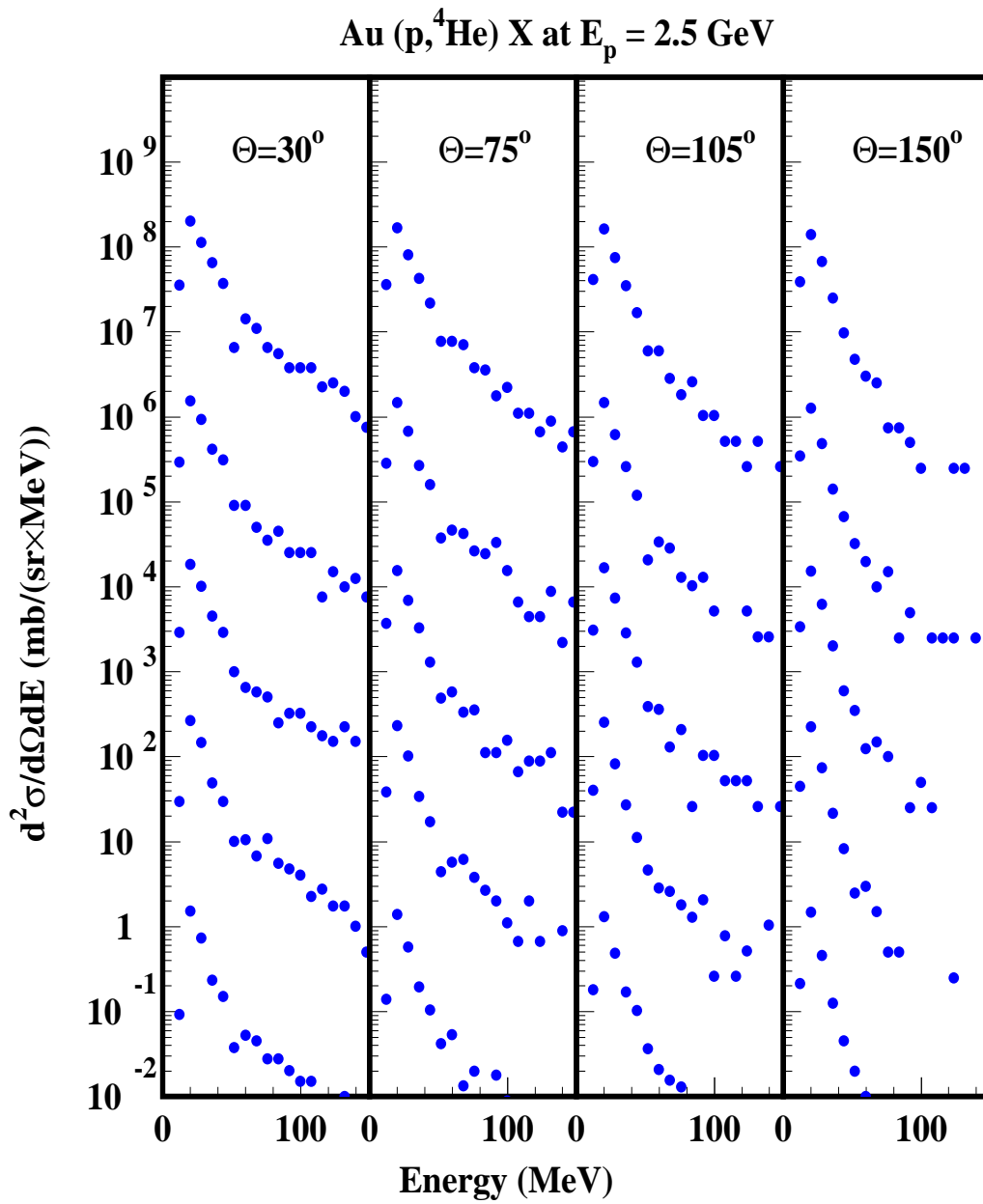


FIG. 7.11 – Même légende que la figure 7.7 pour ^4He (sans les données calculées).

en énergie d'excitation et aux quatre angles de mesure. Les symboles sont les données expérimentales et les courbes les résultats du calcul avec le modèle de coalescence (1) + GEMINI. La simulation pour les ${}^4\text{He}$ n'a pas été incluse par manque de statistique. On observe sur les données expérimentales, que pour toutes les particules composites et tous les angles, la pente des spectres de prééquilibre est quasiment indépendante de l'énergie d'excitation. Cependant, on n'observe pas de changement de pente, à basse énergie d'excitation, comme observé pour les spectres de protons. Cette constatation, confortée par la bonne reproduction des données expérimentales par le modèle (pour $A < 4$), laisse penser que le processus de coalescence est bien adapté pour décrire la formation de ces composites dans la gamme en énergie étudiée (de 0 à 200 MeV) et pour les angles intermédiaires ($30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$).

Il faut remarquer que l'ajout de la coalescence dans INCL2.0 a amélioré l'accord entre les pentes des spectres de protons (comparaison de la fig. 7.7 et de la fig. 7.2), mais que les sections efficaces de production des protons libres sont sous-estimées de presque un facteur 2.

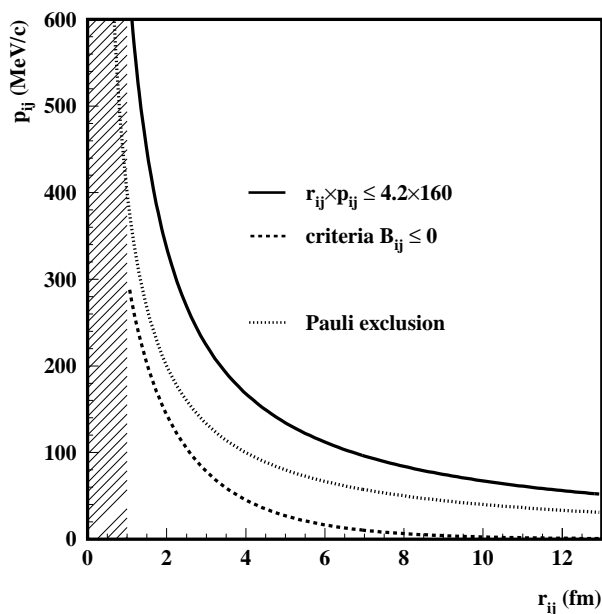


FIG. 7.12 – Représentation dans l'espace de phase des limites supérieures définies par les critères de formation d'un deutéron. Les quantités r_{ij} et p_{ij} sont les distances relatives respectives dans l'espace des positions et des impulsions. La condition d'exclusion de Pauli appliquée dans INCL2.0 est également indiquée (courbe en pointillés) à titre indicatif. La zone hachurée correspond à une répulsion infinie entre les deux nucléons.

7.3.4 Formation des particules composites

La grande différence des résultats obtenus à partir des deux critères de coalescence tient dans la portion d'espace de phase couverte par chacun des deux critères, représentée sur la figure 7.12 pour une paire proton-neutron.

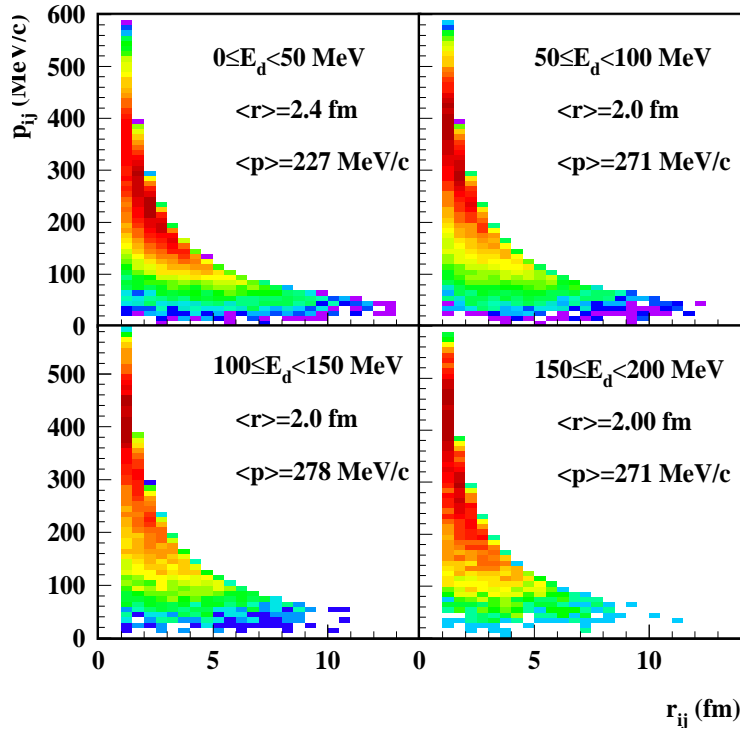


FIG. 7.13 – Corrélations dans l'espace de phase des paires proton-neutron formant un deuteron avec le critère (1) pour différentes tranches en énergie cinétique du deuteron formé.

Le critère (1) (courbe en traits pleins) limite un espace de phase plus important que le critère (2). Les zones d'espace de phase des paires proton-neutron donnant naissance à un deuteron (fig. 7.13) se situent majoritairement au-delà de la zone définie par le critère (2) mais restent circonscrites dans une région qui s'étend jusqu'à 5-6 fm. Les deutérons les plus énergétiques (au-delà de 150 MeV) sont formés par des nucléons proches en position (2 fm en moyenne) avec un moment relatif moyen de l'ordre de 270 MeV/c mais une grande dispersion des moments. Les deutérons de basse énergie sont quant à eux formés à partir de nucléons qui peuvent être beaucoup plus éloignés et une distribution en moment beaucoup plus étroite, centrée au voisinage du moment de Fermi (220 MeV/c). Ces constatations sont valides pour la formation des composites de masses supérieures ($A=3,4$).

7.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié pour la première fois l'émission de particules composites de pré-équilibre (ou "directes") émises dans une réaction de spallation en fonction du dépôt d'énergie dans le noyau. L'étude des spectres de protons directs, en fonction de ce paramètre, a permis de valider le code de cascade INCL2.0 et l'utilisation d'un modèle en deux étapes. Cette étude a aussi permis de mettre clairement en évidence certaines insuffisances dans la version 2.0 de INCL (palliées dans la version INCL3.0), comme la diffusivité du noyau.

Dans le cadre de cette approche en deux étapes, nous avons implémenté la coalescence dans le code INCL2.0 permettant ainsi de produire des particules composites de pré-équilibre. La description du processus de cascade développée dans le code INCL2.0, où tous les nucléons du noyau sont suivis dans le temps, est bien adaptée à cette approche de coalescence. Cependant elle ne pourrait être utilisée avec la description employée dans les codes de type Bertini où seuls les nucléons ayant interagis sont suivis dans le temps.

Deux approches ont été utilisées pour définir la coalescence des nucléons à la surface du noyau : une approche avec des paramètres d'espace de phase ajustés de façon à reproduire les rapports isotopiques expérimentaux et une approche basée sur une conception classique de l'énergie de liaison. Cette dernière approche a donné des résultats peu satisfaisants du fait de conditions trop restrictives sur la portion d'espace de phase disponible.

Le modèle INCL2.0+coalescence(1)+GEMINI ainsi constitué permet de reproduire de manière satisfaisante, avec des paramètres tout à fait réalistes, les spectres expérimentaux des particules composites ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$. Ces paramètres ne devraient pas être dépendants de l'énergie de la particule incidente et quant à la dépendance avec la masse du noyau cible, elle mériterait d'être étudiée.

L'approche "coalescence" semble donc bien adaptée pour décrire la formation des composites dans la gamme en énergie considérée (de 0 à 200 MeV) et aux angles intermédiaires. Elle a cependant tendance à détériorer la qualité de la représentation des spectres de protons du point de vue des sections efficaces.

Nous avons vu qu'une approche aussi simple ne permettait pas de reproduire de façon suffisante les composites de masses $A \geq 4$, pour lesquels des processus plus complexes devraient être pris en compte comme la coalescence de composites entre eux.

Un développement quantique de cette approche pour les deutérons a déjà été développé par Gyulassy et Frankel [Gyu 83]. Ce développement utilise la représentation de Wigner de la densité pour relier l'opérateur quantique de densité aux variables d'espace et de moment du modèle stochastique.

Il faut ajouter que ce modèle de coalescence semble inadapté pour produire des particules composites de grandes énergies aux angles avant où l'on s'attend plutôt à observer des contributions liées aux diffusions quasi-élastiques (QE) et quasi-inélastiques (QI) du proton incident sur des "clusters" préexistants dans le noyau cible (modèle de "knock-out" [Boa 79]). Des mesures complémentaires sur la production de composites aux angles inférieures à 30° seraient nécessaires et d'autres approches faisant intervenir des quasi-composites dans le noyau peut être envisagées.

Deuxième partie

Production de neutrons en cibles épaisses

Chapitre 8

Introduction

La première partie de cet exposé a été dédiée à la description du processus élémentaire de spallation pour la réaction 2.5 GeV p+Au. Cette étude et les résultats des codes de simulation montrent que :

- une partie de l'énergie cinétique du proton incident (au maximum 30%) peut être convertie sous forme d'énergie thermalisée,
- l'émission de neutrons représente environ 80% de l'émission totale de particules légères pour des noyaux lourds,
- environ 70% de ces neutrons sont d'origine évaporative.

L'efficacité de "conversion" de l'énergie incidente en neutrons peut être accrue en augmentant l'épaisseur de la cible. Cette dernière a pour conséquence d'accroître la probabilité de réaction de la particule incidente, et d'augmenter le nombre de réactions secondaires dans la cible (cascade inter-nucléaire). C'est sur ce principe que sont basées toutes les installations de sources de spallation existantes ou en projet visant à produire un flux intense de neutrons.

La deuxième partie de cet exposé décrit l'étude systématique réalisée sur la production de neutrons dans une large gamme en énergie (0.4 et 2.5 GeV) pour trois matériaux non fissiles (Pb, Hg et le W) et pour diverses géométries de cibles cylindriques [Let 00]. L'objectif de cette étude est d'apporter un grand nombre de mesures permettant à la fois d'explorer le processus de spallation en cibles épaisses (développement de la cascade inter-nucléaire) et d'apporter des données de validation pour les codes de transport avec de nouvelles contraintes: les distributions de multiplicité de neutrons et les sections efficaces de réaction.

Dans ce chapitre introductif, nous décrirons sommairement les différents projets de sources intenses de neutrons ou utilisant les sources intenses de neutrons (réacteurs hybrides et transmutation-incinération, faisceaux radioactifs). Les deux chapitres suivants seront consacrés aux aspects expérimentaux (Chapitre 9) et aux résultats de l'étude (Chapitre 10).

8.1 Les sources intenses de neutrons

En dehors des sources “naturelles” de neutrons, on peut distinguer 2 types de sources “artificielles” intenses de neutrons : les réacteurs nucléaires et les sources de spallation.

Les réacteurs nucléaires

A l’heure actuelle la plupart des sources de neutrons à haut flux qui existent dans le monde sont des réacteurs nucléaires principalement dédiés à la recherche. Les neutrons sont produits lors de la fission de l’élément combustible (U, Pu, Np, ...) induite par la capture d’un neutron (typiquement un noyau d’ ^{235}U produit en moyenne 2.4 neutrons). Sur les 2.4 neutrons produits, un seul est requis pour maintenir le fonctionnement du réacteur et un seul est disponible pour alimenter la source (environ 0.4 sont capturés par les éléments de structure et les fragments de fission).

Selon le type de réacteur, à neutrons thermiques ou à neutrons rapides, les neutrons produits lors de la fission doivent être plus ou moins ralentis par un modérateur. La gamme en énergie des neutrons disponibles est large (des neutrons ultra-froids aux neutrons rapides), mais principalement dominée par les neutrons thermiques. Pour des réacteurs de recherche spécialement dédiés, ces neutrons permettent par diffraction sur la matière d’apporter des informations sur la structure de cette matière.

Les flux neutroniques des réacteurs sont très grands : 10^{15} neutrons/cm²/s pour un réacteur continu comme l’ILL à Grenoble et 10^{16} n/cm²/s dans le pic pour un réacteur pulsé comme IBR-2 à Dubna avec une fréquence de 5 Hz. Mais les limites d’intensité sont pratiquement atteintes à cause des densités caloriques dégagées au niveau du coeur (environ 150-200 MeV dissipé pour un neutron utilisable). Comme nous le verrons ultérieurement, le dégagement thermique pour un neutron produit par spallation peut être bien moindre (30 MeV).

Les sources de spallation

Depuis 10-20 ans, un certain nombre de sources de neutrons utilisant les réactions de spallation ont été développées. On peut citer en exemple ISIS (Rutherford Appleton Laboratory), LANSCE (Los Alamos Laboratory), SINC (Paul Scherrer Institute), dont les caractéristiques principales sont résumées dans le tableau 8.1.

Les flux figurant dans le tableau 8.1 sont les flux actuellement disponibles et sont bien inférieurs aux flux issus d’un réacteur. Cependant il est prévu un certain nombre d’améliorations permettant un gain de 3.75 sur le flux pour SINC et un gain compris entre 5 et 20 (selon l’utilisation) pour ISIS.

Le principal avantage de ces sources par rapport aux réacteurs nucléaires est de produire un faisceau pulsé de neutrons (50 Hz avec un pulse de 1 μs) permettant de réaliser des études de cinétique. La technique de temps de vol permet d’utiliser les neutrons dans une large gamme de longueurs d’onde (spectre blanc).

Sources de spallation et laboratoires	Cible	Energie	Flux ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	Puissance
ISIS - Rutherford Appleton Laboratory (UK)	^{238}U ou Ta	800 MeV	$4.5 \cdot 10^{15}$	160 kW
SINQ - Paul Scherrer Institut (Sch)	Zr	570 MeV	$2.5 \cdot 10^{13}$	2 MW
LANSCE - Los Alamos National Laboratory (USA)	W	800 MeV	$1 \cdot 10^{15}$?

TAB. 8.1 – *Caractéristiques de quelques sources actuelles de neutrons générés par spallation. Les flux indiqués correspondent aux flux de neutrons thermiques dans la pulsation.*

Un exemple de spectre d'énergie de neutrons sortant d'une cible de spallation est représenté sur la figure 8.1 pour une cible de 60×20 cm de Pb bombardée par un faisceau de proton de 800 MeV (tiré de la référence [Ara 99]). Pour les angles avant, une composante à haute énergie (au delà de 10 MeV) persiste mais celle-ci diminue avec l'angle d'émission. Les neutrons de grande énergie peuvent être ralentis par un modérateur afin de réduire cette composante haute énergie.

Il faut ajouter que lors de la cascade intra-nucléaire des pions, kaons, muons et neutrinos de décroissance sont produits.

8.2 Les projets de sources intenses de neutrons de seconde génération

La diffusion des neutrons est une technique d'analyse de la structure des matériaux non destructive et très puissante mais aujourd'hui limitée par l'intensité des sources de neutrons actuelles. Il est donc apparu nécessaire de construire de nouvelles sources de neutrons intenses essentiellement comme sonde d'analyse complémentaire à la sonde électromagnétique. Les domaines concernés par l'utilisation de ces sources intenses de neutrons sont aussi variés que la physique des particules, la physique des semi-conducteurs, la biologie, la médecine, etc... ([ESS]).

Trois grands projets sont en cours de recherche et développement dans le monde pour construire les sources de neutrons de seconde génération. Il s'agit du projet européen "European Spallation Source" [ESS], du projet américain "Spallation Neutron Source" [SNS], et du projet japonais "Neutron Science Project" [Nag 99]. Le tableau 8.2 résume les grandes caractéristiques de ces projets.

Le projet japonais est un peu à part des deux autres car il est inclu dans un projet plus vaste nommé "Joint Project" visant à utiliser un faisceau de 3 GeV pour la production de neutrons et de faisceaux radioactifs et un faisceau de 50 GeV pour la production d'hypernoyaux, de mésons et de neutrinos. Les valeurs données dans le tab. 8.2, pour le projet NSP, correspondent à la première phase du projet. Il est prévu, dans la deuxième phase,

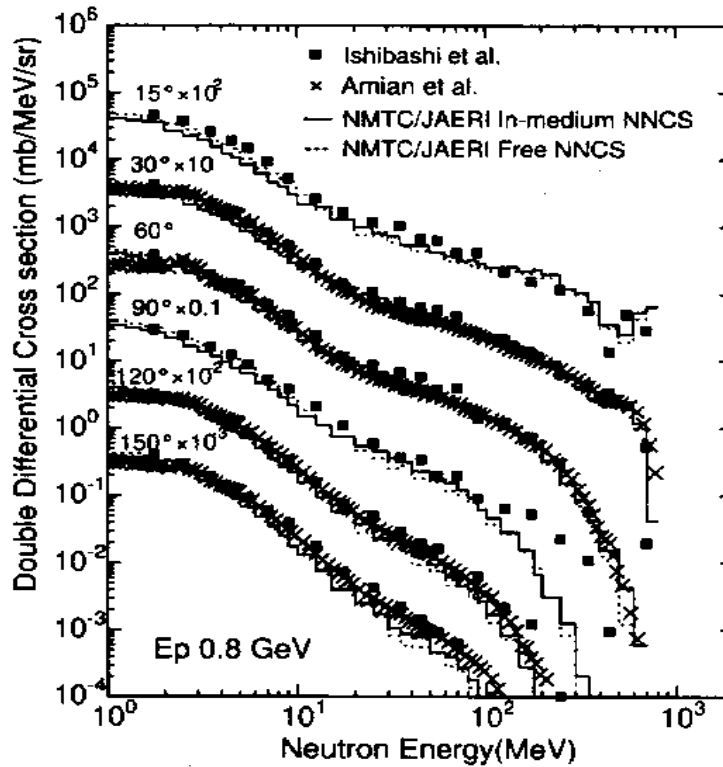


FIG. 8.1 – Sections efficaces doublement différentielles des neutrons sortant d'une cible de spallation de Pb (60×20 cm) à 6 angles différents, bombardée par un faisceau de proton de 800 MeV [Ara 99].

Projet	Cible	E_p (GeV)	Puissance	Fréquence	Flux de neutrons
ESS	Hg	1.33	5 MW	50 Hz	$1-2 \cdot 10^{17} \text{ n/cm}^2/\text{s}$
SNS	Hg	1.0	2 MW	60 Hz	$5 \cdot 10^{15}$
NSP	à définir	3	1 MW	25 Hz	à définir

TAB. 8.2 – Principales caractéristiques des projets de sources intenses de neutrons : la nature de la cible, l'énergie E_p du faisceau, la puissance déposée dans la cible, la fréquence de la pulsation et le flux de neutrons dans le pulse.

de monter la puissance à 5 MW.

8.3 Les réacteurs hybrides

Dans les réacteurs nucléaires actuels l'énergie de fission est basée sur une réaction en chaîne dans le coeur du réacteur où un équilibre est établi entre le nombre de neutrons de la génération N_n absorbés et le nombre de neutrons de la génération $n+1$. Le coefficient de criticité défini par le rapport de ces deux nombres ($k = \frac{N_{n+1}}{N_n}$) doit être constant et égal à 1 en régime stationnaire quand on a atteint la puissance recherchée et que l'on souhaite maintenir le fonctionnement à cette puissance. Le réacteur est dit critique et le processus est auto-entretenu. Cependant des fluctuations de la criticité peuvent se produire. Un système de régulation composé d'un matériau absorbant de neutrons permet de réguler le flux de ces particules et d'éviter l'emballement du réacteur.

Le couplage d'une source externe, intense de neutrons, pourrait permettre de contrôler le réacteur en fonctionnement sous-critique voire très sous-critique (k compris entre 0.90 et 0.98). Un tel système hybride devrait permettre une amélioration de l'économie de neutrons permettant d'utiliser l'excès de ceux-ci pour convertir les matériaux fertiles en combustibles nucléaires (projet d'amplificateur d'énergie). Il permettrait aussi la transmutation des éléments radioactifs à vie longue en éléments radioactifs à vie plus courte voire même en des éléments stables (le ^{99}Tc conduisant à des noyaux de Ru stables).

Les neutrons émis par une cible épaisse bombardée par des ions légers très énergétiques (source de spallation) présentent un spectre énergétique (fig. 8.1) proche de celui des neutrons issus d'un réacteur (la majorité des neutrons ont moins de 10 MeV) et pourraient être utilisés dans un tel contexte. On aboutit au concept du réacteur hybride piloté par accélérateur (fig. 8.2)[Bow 92] ou de l'amplificateur d'énergie [Rub 95].

Transmutation et spallation

Le processus de transmutation des déchets de l'industrie nucléaire peut être envisagé en utilisant soit des photons, des neutrons ou des particules chargées (fig. 8.3). L'utilisation des photons et des particules chargées est limitée du fait des sections efficaces faibles et de la barrière coulombienne pour les seconds. Les neutrons de basse énergie sont donc les outils les plus efficaces pour la transmutation des noyaux, d'autant qu'un proton de grande énergie est capable de générer quelques dizaines de neutrons.

La fonction d'une cible de spallation dans un ADS ("Accelerator Driven System") est de "convertir" le plus efficacement l'énergie de la particule incidente en des neutrons de basse énergie.

Quelques projets

La figure 8.4 montre une classification des concepts de systèmes ADS selon le spectre en énergie des neutrons utilisés et leurs objectifs finals. Comme pour les réacteurs, les ADS sont classés selon qu'ils utilisent des neutrons rapides ou des neutrons thermalisés.

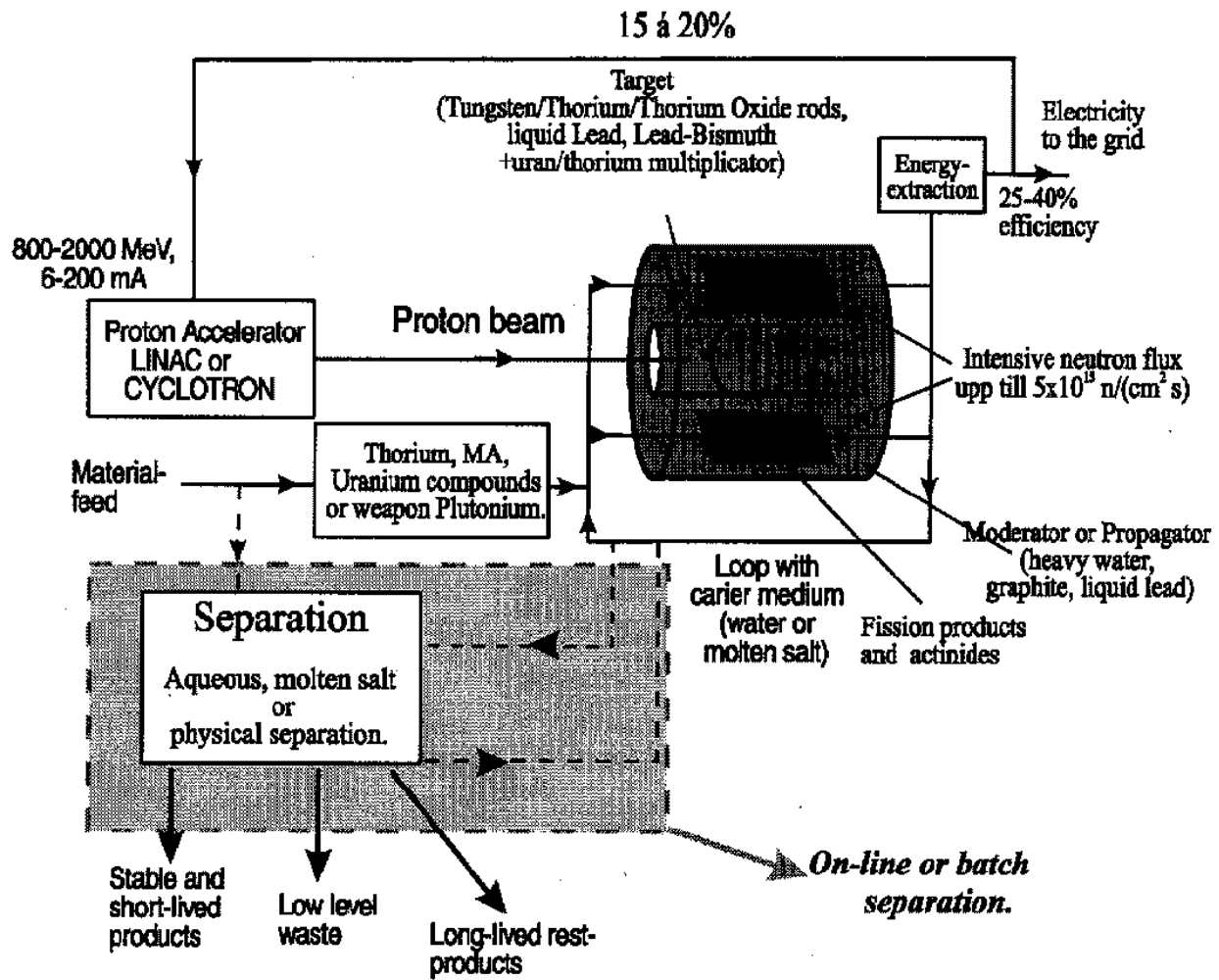


FIG. 8.2 – Schéma générique d'un ADS (extrait de [Gud 96])

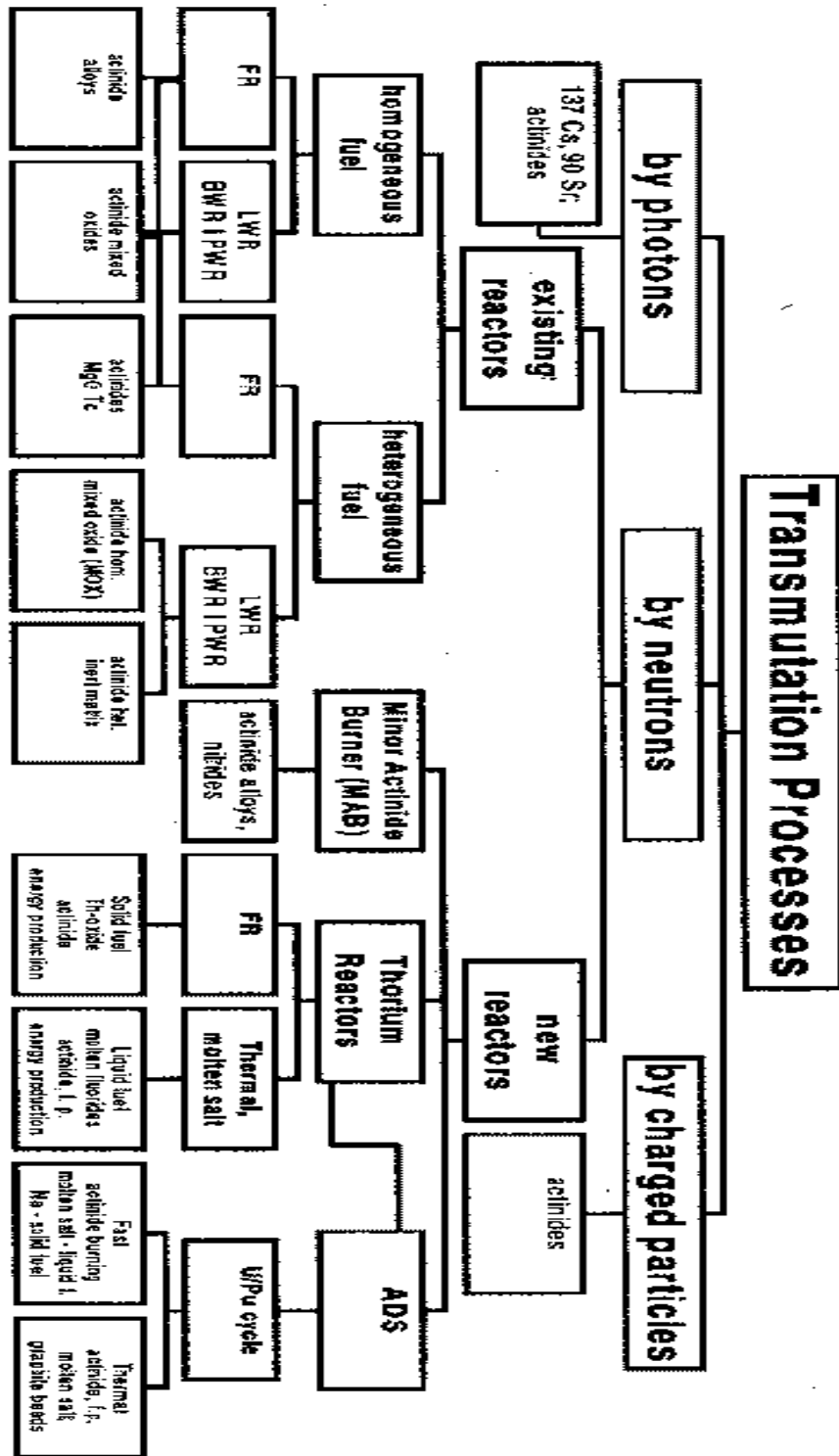


FIG. 8.3 – Classification des processus de transmutation (tiré de la réf. [Gud 96])

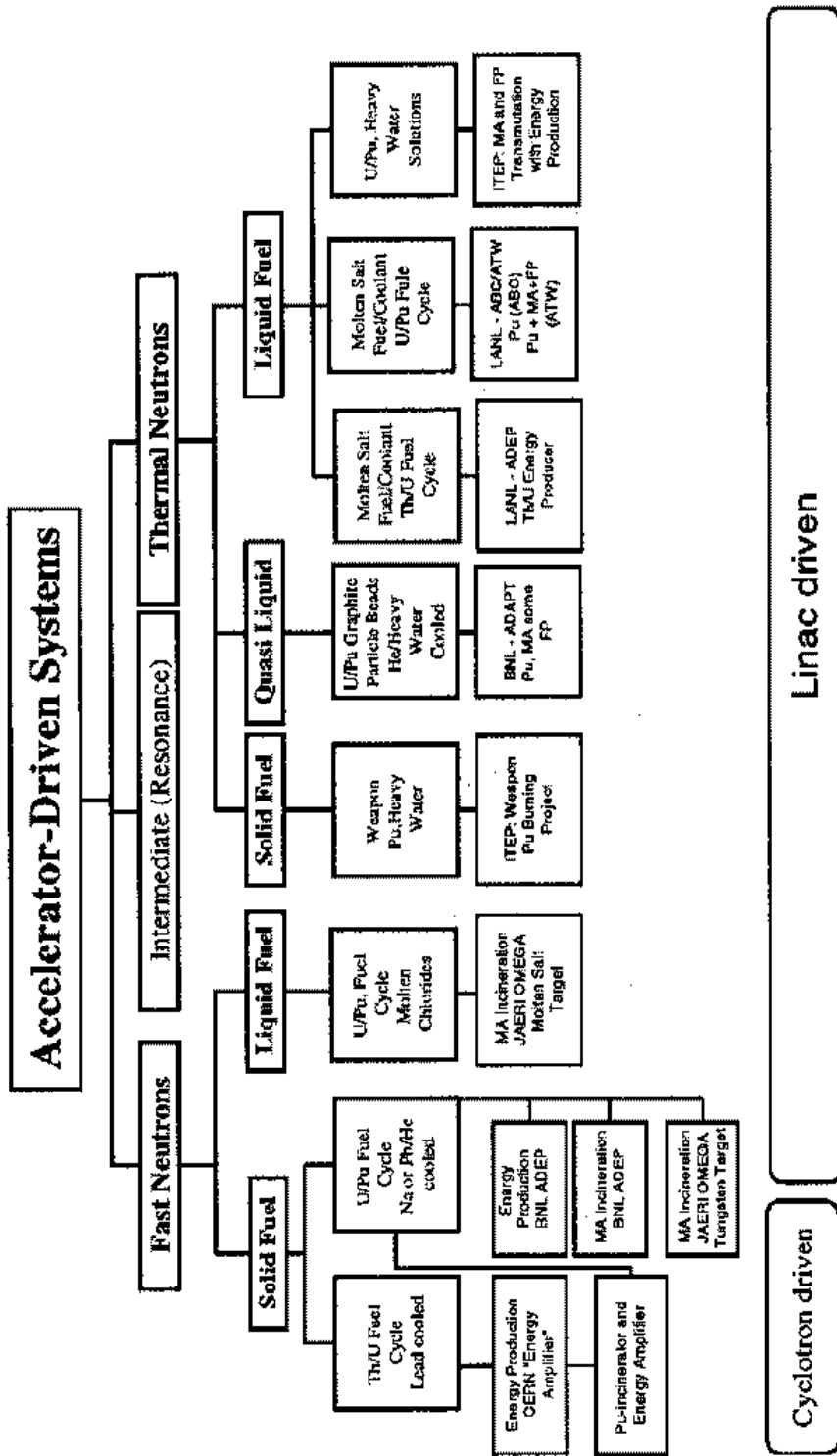


FIG. 8.4 – Classification des concepts d'ADS (extrait de [Gud 96])

L'exploitation de la capture des neutrons dans les résonances est étudiée par le groupe du CERN ([Tar 99]).

8.4 Faisceaux d'ions radioactifs

L'étude des noyaux très exotiques (très éloignés de la vallée de stabilité) requiert la production de faisceaux d'ions radioactifs (RIB) intenses [Egi 97],[Mit 98].

Dans la première génération de RIB les ions radioactifs sont produits par des faisceaux primaires intenses de particules chargées très énergétiques via une réaction de spallation ou de fragmentation du projectile (ions lourds). La première méthode connue sous le nom de méthode ISOL (Isotope Separation On Line) a été utilisée pour la première fois à ISOLDE (1 GeV proton) au CERN et est utilisée entre autre à IGISOL (Jyväskylä). La seconde méthode utilise la fragmentation du projectile sur un noyau cible et est intensivement utilisée à GANIL (spectromètres SISSI et LISE), GSI (spectromètre FRS), RIKEN et MSU. Dans ces deux approches, l'intensité des faisceaux secondaires peut être contrainte par le dépôt de chaleur important, résultant de l'interaction électromagnétique des ions incidents dans la cible.

L'utilisation de flux intenses de neutrons pour induire les réactions de fission sur un matériau fissile devrait permettre une production très efficace de noyaux radioactifs dans la région des produits de fission. On peut citer un projet de RIB de seconde génération utilisant un réacteur thermique comme source de neutrons : FFAM de Munich (en construction). Pour ce projet, les neutrons sont produits par le réacteur à haut flux puis bombardent une petite cible d' ^{235}U placée au coeur du réacteur, d'où sont extraits les produits de fission. L'avantage d'un tel système est que la cible de production de RIB, petite et compacte, est seulement chauffée par l'énergie libérée lors de la fission.

Au lieu de cette production au coeur d'un réacteur, avec tous les problèmes de sécurité que cela peut poser, on peut envisager pour le futur une source neutronique par spallation qui jouerait un rôle équivalent.

Chapitre 9

Aspects expérimentaux

Nous avons réalisé une campagne de mesures systématiques sur la production de neutrons pour trois matériaux (Pb, Hg et W), pour diverses géométries de cibles cylindriques et pour une large gamme en énergie du proton incident (de 0.4 à 2.5 GeV). L'ensemble des combinaisons de géométrie de cible, de nature du matériau et d'énergie de faisceau, représente plus de 300 mesures.

Le dispositif expérimental utilisé est le même que celui décrit au Chapitre 2 avec la BSiB retirée de la chambre à réaction de la BNB. Les aspects expérimentaux ainsi que le traitement des données spécifiques à cette campagne de mesures sont décrits dans ce chapitre.

Il est important de définir les termes qualificatifs de “cible mince” et “cible épaisse”. Ce que dans la suite, et pour ce qui concerne la seule émission neutronique, nous appellerons “cible mince” désigne une cible de quelques g/cm^2 (jusqu'à 1 cm d'épaisseur) dans laquelle la probabilité de réaction est suffisamment faible pour considérer que seule une réaction puisse avoir lieu. Le terme “cible épaisse” désigne une cible dans laquelle une ou plusieurs réactions (l'épaisseur est supérieure à 1 cm) se produisent par le biais des particules rapides issues d'une première interaction.

9.1 Description de l'expérience

L'expérience a eu lieu à COSY (voir section 4.1). Le schéma du dispositif expérimental est représenté sur la figure 9.1. Il diffère très peu du dispositif utilisé pour les cibles minces (voir section 4.2) excepté les détecteurs de particules chargées (BSiB + télescopes) qui ont été enlevés afin de libérer la chambre à réaction et aussi parce que rendus inutiles par l'épaisseur des cibles. En effet, pour leur grande majorité, les énergies des particules chargées ne sont pas suffisantes pour permettre à celles-ci de s'échapper d'une cible épaisse.

Toutes les mesures avec des cibles d'épaisseurs supérieures au mm, ont été réalisées dans l'air, le tuyau d'arrivée du faisceau (provenant de la machine) étant fermé par des feuilles de capton. Ceci a été rendu obligatoire par le grand nombre de mesures à effectuer et la nécessité d'ouvrir la BNB pour varier la géométrie de la cible dans le temps de faisceau

disponible. En moyenne, chaque mesure durait entre 10 et 20 minutes pour une statistique suffisante d'environ 10^4 événements au maximum de la distribution de multiplicité de neutrons.

Nous avons vérifié, en faisant des mesures en absence de cible, que la présence d'air n'altérerait pas la qualité des données pour les cibles épaisses.

9.1.1 Cibles et énergies

Les expériences ont été réalisées sur des cibles chimiquement pures de Pb (99.988%), W (99.98%) et Hg (99.9995%). Ces trois matériaux de numéro atomique proche et élevé W ($Z=73$, $A=180.9$), Hg (80, 200.6) et Pb (82, 207.2) présentent des propriétés semblables, en particulier d'être peu fissiles. Ils sont tous trois susceptibles d'être utilisés comme matériaux pour les cibles des projets de sources de neutrons. Le Hg est un matériau potentiel pour ESS [ESS] et le Pb liquide ou l'eutectique Pb-Bi pour les réacteurs hybrides. Le W est intéressant du fait de sa très grande densité, malheureusement on ne peut l'envisager qu'à l'état solide. Or le choix des matériaux pour les cibles de spallation se tourne vers des matériaux facilement utilisables à l'état liquide pour des questions de tenue mécanique sous l'effet du rayonnement et d'évacuation des flux thermiques déposés dans la cible par le faisceau de proton.

Les énergies de faisceau (entre 0.4 et 2.5 GeV) ont été choisies afin d'encadrer le régime de fonctionnement des projets actuels de source de neutrons (~ 1.33 GeV pour ESS [ESS], 1.0 GeV pour SNS [SNS] et 3.0 GeV pour NSP [Nag 99]). La limite supérieure en énergie a été imposée par l'accélérateur COSY. L'exploration pour des énergies supérieures aurait été souhaitable comme nous verrons au Chapitre 10.

Les cibles étaient placées au centre de la chambre à réaction avec leur axe de symétrie aligné sur l'axe du faisceau. Les éléments de cibles s'emboitant (voir fig. 9.2) et de longueurs différentes pour le Pb et le W ont permis de rassembler des données utiles pour décrire les différentes étapes de la cascade inter-nucléaire (développement longitudinal et radial de la cascade). Le Hg, liquide à température ambiante, était contenu dans des conteneurs cylindriques de 1 mm d'épaisseur en acier inoxydable avec un diamètre fixe de 15 cm.

Des mesures ont aussi été réalisées sur des cibles de faible épaisseur (Pb: 2 mm, Hg: 5 mm, W: 1.12 mm) afin de déterminer les sections efficaces de réaction pour les trois matériaux.

L'ensemble des combinaisons d'énergie de faisceau, de nature de matériau et dimension de la cible est donnée dans le tableau 9.1. Trois diamètres de cible: 8, 12 et 15 cm, ont été explorés pour des longueurs variant de 1 à 35 cm. Cette dernière limite a été fixée par les dimensions de la chambre à réaction (40 cm de diamètre) ne permettant pas d'accueillir des volumes plus élevés.

Il aurait été souhaitable pour les énergies de protons les plus élevées d'explorer des cibles de Pb et Hg plus épaisses. Cependant compte tenu de sa densité plus grande (19.3 g/cm³ au lieu de 13.55 et 11.35 g/cm³ pour le Hg et le Pb, respectivement), l'utilisation du W a permis d'étendre l'étude de l'émission de neutrons en fonction de l'épaisseur de la cible (exprimée en nombre d'atomes par unité de surface).

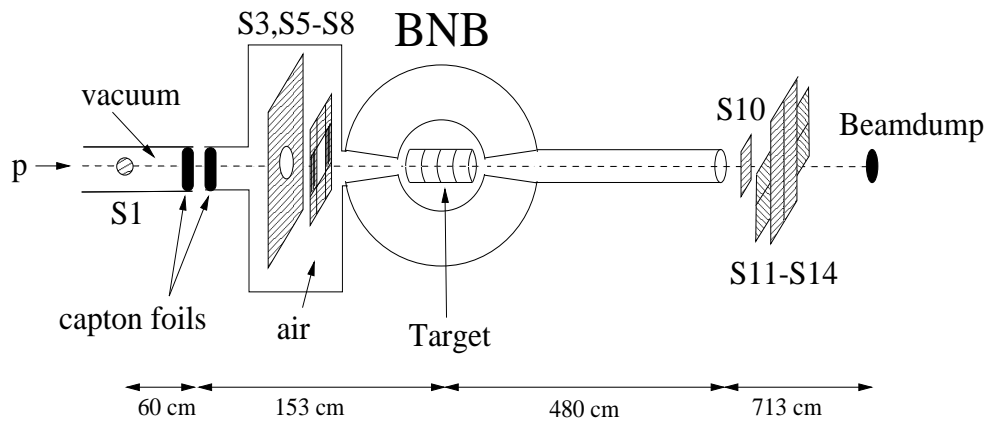


FIG. 9.1 – Schéma du dispositif expérimental (l'échelle n'est pas respectée) montrant la "Berlin Neutron Ball" (BNB) et les scintillateurs plastiques S1, S3, S5-S8, S10, S11-S14.

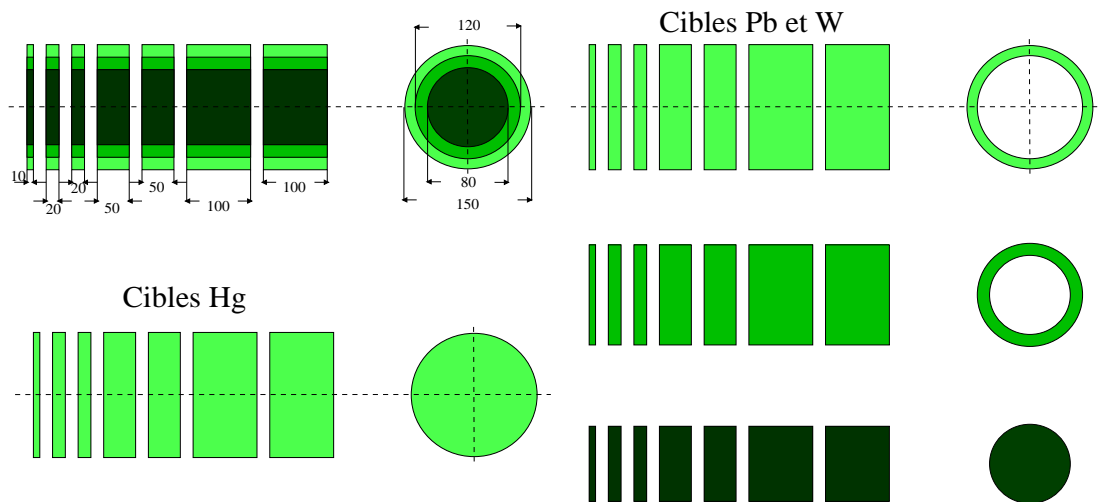


FIG. 9.2 – Schéma représentant la géométrie des cibles utilisées. Trois matériaux Pb, Hg et W, trois diamètres 8, 12 et 15 cm pour le Pb et le W et un seul diamètre de 15 cm pour le Hg, et différentes épaisseurs ont été utilisées. Les cibles sont cylindriques. Les dimensions sont indiquées en mm.

Energie		0.4 GeV	0.8 GeV	1.2 GeV	1.8 GeV	2.5 GeV
Cible	Diamètre	Epaisseur en cm				
Pb	2 cm	0.5	0.2	0.2	0.2	0.2
	15 cm	5,10,20,35	1,2,5,10,15, 20,25,30,35	1,2,3,5,7, 10,12,15, 20,25,30,35	1,2,3,4,5,7,8, 10,12,15, 20,25,30,35	2,5,10,15,20, 25,30,35
	12 cm	35	1,2,5,10,15, 20,25,30,35	35	15,20,25,30, 35,39	35
	8 cm	1,2,35	1,5,10,15,20, 25,35,40	35	0.5,1,5,10,15, 20,25,30,35 40	2,10,20,35
Hg	2 cm			0.5	0.5	0.5
	15 cm	33.7	2,5,10,23, 15.13,20.23, 25.18,30.45, 33.7	2,3,25,5,23,7, 10,23,15,13, 20,23,25,18, 30,45	2,5,10,23, 15,13,20,23, 25,18,30,45, 33,70	5,10,23,15,13, 20,23,25,18, 30,45,33,70
W	2 cm		0.112	0.112	0.112	0.112
	15 cm	10,20,34.75	2,4,5,7,10,15, 20,25,30, 34.75	1,2,5,10,15, 20,25,30, 34.75	1,2,3,4,5,7, 8,10,12,15, 20,24,74,30, 34.49	1,2,3,5,7,10, 15,20,25,30, 34.75
	12 cm	34.75	34.75	5,20,34.75 34.49	20,24,30,	2,34.75
	8 cm	1,2,34.75	0.5,1,2,3,4,5, 7.5,10,15,20, 25,30,34.75	5,20,34.75	0.5,1,2,3,4,5, 7,10,15,20, 25,2,30,2, 34.49	0.5,2,5,10, 15,25,30, 34.75

TAB. 9.1 – Différentes combinaisons de matériaux et de tailles de cible ont été explorées à différentes énergies. Les épaisseurs sont données en cm.

9.1.2 Déclenchements et intensités de faisceau

Deux types de déclenchements ont été utilisés selon l'épaisseur de la cible :

- déclenchement “exclusif” par la détection d’une réaction dans la cible, pour des cibles dont l’épaisseur est inférieure à 5 cm,
- déclenchement “inclusif”, pour des cibles dont l’épaisseur est supérieure à 5 cm.

Le déclenchement “exclusif” sur une réaction a été nécessaire du fait de la grande intensité de faisceau (de l’ordre de 10^4 à 10^5 p/s) employée, pour les mesures dans lesquelles la probabilité de réaction était relativement faible. Dans ce cas, le déclenchement de l’acquisition n’a lieu que si le signal provenant de S1 est en coïncidence avec un signal prompt de la BNB, généré par l’émission de particules lors d’une réaction dans la cible (voir section 2.1 et Chapitre 4).

Pour des épaisseurs de cibles inférieures à 5 cm, les distributions de neutrons ne sont pas affectées par cette condition. Cependant, pour des épaisseurs plus importantes, la fig. 9.3 montre qu’un certain nombre d’événements à basse multiplicité sont perdus dans le spectre exclusif ($S1 \cap \text{Prompt}_{BNB}$), correspondant à deux épaisseurs de cible (10 et 35 cm). Ces événements, associés à peu de neutrons, correspondent à des réactions très peu dissipatives pour lesquels la lumière générée dans la BNB n’est pas suffisante pour dépasser le seuil de 2 MeVee et conduit à une perte de l’information. On voit effectivement que lorsque le diamètre de la cible diminue (de 15 cm à 8 cm), une partie de ces événements est retrouvée. La perte est d’autant plus importante que l’énergie du faisceau est petite comme le montre la comparaison des distributions à 400 et 800 MeV, et comme cela a déjà été signalé à plus basse énergie dans la référence [Lot 98].

C’est pourquoi, pour les cibles dont l’épaisseur est supérieure à 5cm, nous avons utilisé un déclenchement “inclusif” (S1 déclenche seul) dont l’avantage est d’offrir une double mesure :

- mesure inclusive (normalisation au nombre de protons incidents)
- mesure exclusive en sélectionnant hors ligne les événements associés à au moins une réaction.

Le déclenchement “inclusif” en cibles épaisses a été permis grâce à l’augmentation de la probabilité de réaction avec l’épaisseur de cible (voir section 10.1) qui autorise de réduire d’autant l’intensité du faisceau et de conserver un temps mort proche de 10%. Typiquement, les intensités de faisceau utilisées sont indiquées dans le tab. 9.2, allant de 200 p/s pour une cible de 35 cm à 1000 p/s pour une cible de 5 cm d’épaisseur.

9.2 Corrections sur les mesures

A la section 2.1.3 et à la section 4.3.1, nous avons vu que l’on pouvait distinguer deux sources de bruit dans la mesure des multiplicités de neutrons : le bruit de fond non corrélé

Épaisseur des cibles	mm	1 cm	10 cm	20 cm	35 cm
	2.10^4	3000	800	400	200

TAB. 9.2 – Intensités indicatives de faisceau utilisées selon l'épaisseur de la cible. Les intensités sont données en particules par seconde (pps).

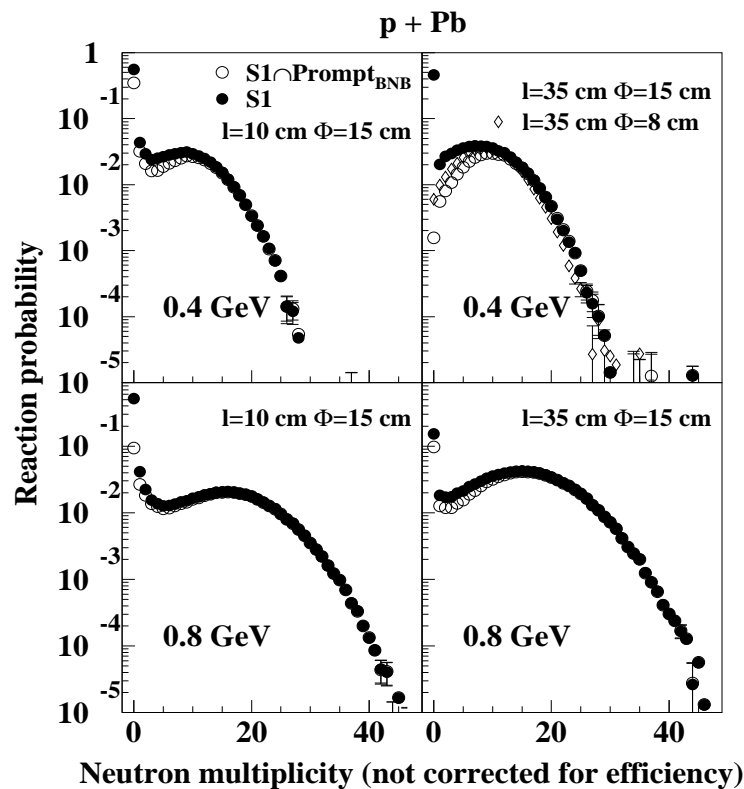


FIG. 9.3 – Distributions de multiplicité de neutrons (non corrigées de l'efficacité du détecteur) mesurées avec le déclenchement inclusif (symboles noirs) et exclusif (symboles ouverts) pour des énergies de proton de 0.4 (panneau supérieur) et 0.8 GeV (panneau inférieur). Tous les points réfèrent à une cible de 15 cm de diamètre sauf les diamants qui correspondent à une cible de 8 cm de diamètre. Les longueurs (l) sont indiquées sur les figures.

(mesuré en présence de faisceau et en absence de cible) et le bruit de fond corrélé (mesuré en présence de faisceau et de cible mais de façon aléatoire en temps).

Les résultats expérimentaux sont corrigés du premier bruit de fond, par soustraction, et du second par déconvolution. De plus, nous allons voir que l'augmentation de l'épaisseur de la cible nécessite une correction supplémentaire sur le signal prompt.

9.2.1 Nombre de réactions

Une réaction nucléaire dans la cible est signée par la présence d'un signal prompt dans la BNB en coïncidence avec un signal dans S1 (présence d'un proton incident). Nous avons défini à la section 4.3.1 la manière de sélectionner une réaction en considérant les événements localisés dans le pic du spectre de temps de vol entre le scintillateur S1 et un signal prompt de la BNB. Cette procédure utilisée avec des cibles très minces reste valide pour les cibles épaisses moyennant quelques corrections supplémentaires liées à la présence de matière qui tend à modifier l'origine du signal prompt de la BNB.

Commentaires sur le temps de vol S1-BNB

La répartition des événements selon le temps de vol entre S1 et BNB (TOF_{S1-BNB}) et la multiplicité de neutrons est montrée sur la fig. 9.4 pour une mesure sans cible (mais en présence d'air) et pour trois épaisseurs de cibles (2, 10 et 35 cm). Les mesures figurent pour les cinq énergies de faisceau (de 0.4 à 2.5 GeV).

En l'absence de cible, on observe que le bruit de fond corrélé au faisceau (région des réactions dans les mesures sans cible) est amplifié, par rapport à celui observé au Chapitre 4 pour des mesures sous vide (fig. 4.5). Cette amplification est liée à la présence de cibles secondaires (Capton + air) sur le parcours du faisceau. La distribution de multiplicité de neutrons associée à ce bruit de fond non corrélé s'élargit avec l'énergie du faisceau : la multiplicité moyenne passe de 0.8 à 1.8 unités avec un faisceau de 0.4 et 2.5 GeV, respectivement.

En présence d'une cible, on observe que la répartition en temps des événements évolue avec l'épaisseur de la cible et l'énergie du faisceau. Un élargissement très net des distributions vers les temps longs apparaît lorsque l'épaisseur de cible augmente. Cet élargissement est surtout visible à basse énergie de faisceau et est associé à une multiplicité moyenne d'environ 10 neutrons. Cet élargissement se comprend par la nature du signal prompt et du déclenchement de la BNB. En effet, le signal prompt correspondant à des événements pour lesquels l'essentiel de l'émission se fait sous forme de neutrons est essentiellement généré par le ralentissement des neutrons. Ce processus est un processus relativement lent comparé au dépôt d'énergie par une particule chargée. Le temps de collection de la quantité de lumière suffisante pour dépasser le seuil de détection (2 MeVee) est d'autant plus grand que l'énergie des neutrons est petite et la multiplicité réduite. C'est pourquoi cet élargissement est moins prononcé lorsque l'énergie du faisceau augmente car alors apparaissent deux facteurs : la multiplicité de neutrons augmente et le proton incident est suffisamment énergétique pour traverser la cible, après un certain nombre de diffusions ("leading particle"),

pénétrer dans la BNB et générer le signal prompt.

La conclusion de cette étude est que la lumière prompte en cibles épaisses est essentiellement générée par la “leading particle” et/ou les grandes multiplicités de neutrons.

Les barres verticales indiquent les fenêtres en temps définies pour sélectionner une réaction. Le temps minimum est fixé de façon à rejeter les événements qui se produisent en amont de la cible. Ces événements sont très peu nombreux. Le temps maximum est fixé lorsque les contributions provenant de la réaction dans la cible et des réactions secondaires induites en aval de la cible sont d'intensités voisines (ce qui correspond à une rupture de pente sur le spectre temps de vol).

Simulation réalisée pour corriger des diffusions multiples

Si la traversée d'une cible de quelques mg/cm^2 est peu perturbatrice pour le faisceau, ce n'est plus le cas pour une cible plus épaisse dans laquelle intervient un processus de diffusions multiples. Le proton peut alors être suffisamment dévié dans la cible, sans aucune interaction nucléaire, pour pénétrer dans la BNB et générer un signal prompt. Les parois de la BNB et le liquide scintillant servant alors de cibles secondaires, un certain nombre de neutrons peuvent être également générés. Il est alors impossible, expérimentalement, de distinguer ces événements des événements pour lesquels une réaction, accompagnée de l'émission de peu de neutrons, a eu lieu dans la cible, entraînant un déclenchement de la BNB par la “leading particle”.

La proportion de ces événements a été évaluée à l'aide d'une simulation Monte-Carlo.

Les diffusions multiples dans la matière sont une succession de diffusions à petits angles d'origines principalement coulombiennes. La distribution de ces diffusions coulombiennes est bien reproduite par la description de Molière qui correspond grossièrement à une distribution gaussienne pour les petits angles inférieurs à une valeur θ_0 :

$$P(\theta)d\theta = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} e^{-\frac{\theta^2}{\theta_0^2}} d\theta \quad (9.1)$$

Une bonne estimation du rms de la distribution est donnée par la formule empirique proposée par Lynch et Dahl [Lyn 91].

$$\theta_0^2 = \frac{\chi_c^2}{1 + F^2} \left[\frac{1 + v}{v} \ln(1 + v) - 1 \right] \quad (9.2)$$

où

$$v = 0.5 \frac{\Omega}{1 - F}$$

$$\Omega = \chi_c^2 / \chi_a^2$$

$$\chi_c^2 = 0.157z \left(\frac{Z(Z+1)}{A} \right) \frac{x}{p^2 \beta^2}$$

$$\chi_a^2 = 2.007 \cdot 10^{-5} Z^{2/3} [1 + 3.34(Zz\alpha/\beta)^2] / p^2$$

Les variables p , x , z , Z , A , sont respectivement le moment (MeV/c), la longueur (g/cm^2), la charge de la particule, le numéro atomique et la masse molaire du matériaux traversé et $\alpha = 1/137$ la constante de structure fine.

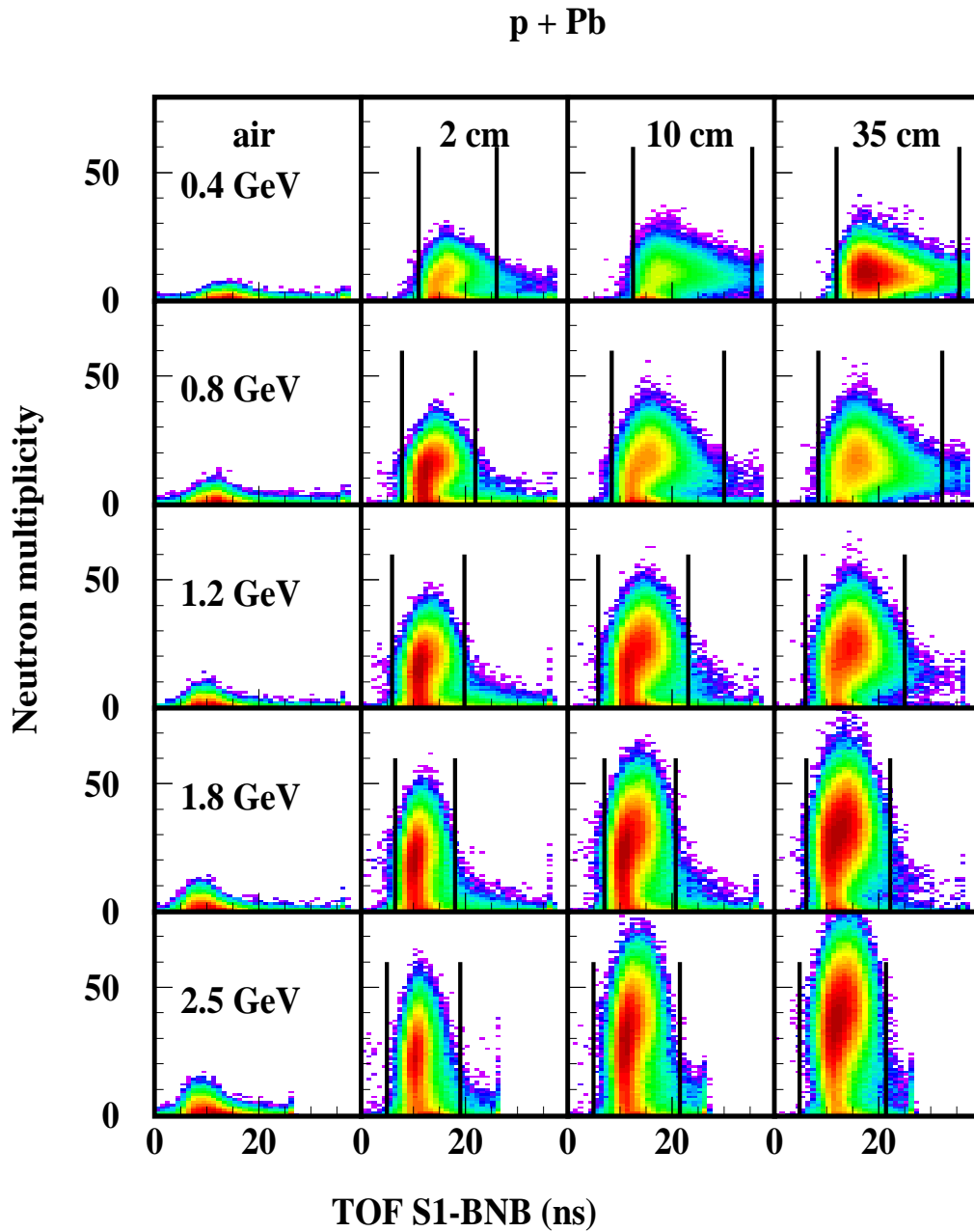


FIG. 9.4 – Distribution de la multiplicité de neutrons mesurée selon le temps de vol entre S1 et BNB. Les mesures sont présentées pour les 5 énergies de faisceau, 3 épaisseurs de cible de Pb (2, 10, 35 cm) et pour chaque énergie une mesure en l'absence de cible (air). Les cibles font 15 cm de diamètre.

Le paramètre F représente la fraction de la distribution de Molière et est pris égal à 0.99. Le paramètre Ω peut être interprété comme le nombre moyen de diffusions. Pour $0.90 < F < 0.995$ et $10 < \Omega < 10^8$ l'accord avec la théorie de Molière est meilleur que 2%.

Nous avons réalisé une simulation Monte Carlo basée sur cette formule afin de calculer l'angle de diffusion du projectile après traversée de la cible et d'estimer la proportion d'événements de diffusion multiple sans interaction dans la cible. La procédure utilisée dans la simulation est décrite ci-dessous :

1. la particule incidente est positionnée à l'entrée de la BNB. Ses coordonnées dans le plan (XY), perpendiculaire à l'axe du faisceau, sont tirées aléatoirement parmi deux distributions gaussiennes indépendantes dont les caractéristiques sont celles du faisceau (voir ci-dessous). L'angle d'émission sur chaque axe est lui aussi extrait d'un tirage aléatoire parmi deux distributions gaussiennes indépendantes (émittances différentes en X et en Y).
2. La propagation du proton est réalisée dans l'air et dans la cible sur toute la longueur de la BNB. A chaque pas en temps, l'énergie perdue par ralentissement électronique dans l'air ou dans la cible ainsi que la probabilité de réaction nucléaire dans la cible sont calculées. La probabilité de réaction nucléaire est tirée selon une loi exponentielle définie pour une profondeur L de matériau par :

$$P_{\text{reac}}(L) = 1 - \exp\left(-\rho \int_0^L \frac{d\sigma}{dE} \frac{dE}{dx} dx\right) \quad (9.3)$$

3. Si le proton subit une réaction inélastique il n'est plus suivi dans la simulation et on considère qu'il a donné lieu à un signal prompt marquant une réaction.
4. Dans le cas contraire, lorsque le proton atteint le rayon de 20 cm (chambre à réaction) et si sa direction intercepte le cône de sortie, on considère qu'il a pénétré dans la BNB en donnant naissance à un signal prompt. Ce signal est attribué à un événement de diffusions multiples.

La proportion d'événements parasites est déduite du rapport du nombre de signaux prompts qui ne sont pas liés à une réaction, sur le nombre de signaux prompts liés à une réaction.

Il faut remarquer que cette simulation utilise la probabilité de réaction, quantité que l'on cherche à mesurer. Celle-ci sera donc déterminée de manière itérative. Compte tenu de la précision recherchée, une seule itération est nécessaire.

Une telle simulation dépend sensiblement de l'émittance du faisceau qui comme nous le verrons dans la suite n'est pas connue avec une grande précision. Il n'y avait donc pas lieu de raffiner outre mesure cette simulation.

Faisceaulogie

Dans cette simulation la connaissance de l'alignement du faisceau ainsi que son extension spatiale (divergence ou convergence) est importante car le taux de particules pénétrant dans la BNB en est dépendant.

L'extension spatiale du faisceau qui se présente à l'entrée de la BNB est considéré comme pouvant être représenté par deux distributions gaussiennes indépendantes dirigées sur deux axes X et Y, perpendiculaires à l'axe du faisceau.

Les caractéristiques de ces deux gaussiennes (moyenne et variance, tab. 9.3) sont estimées en comptant le nombre de protons ayant touchés les véto S5-S8, dont la position par rapport à l'axe est connue, sur le nombre de protons incidents (donné par S1).

Energie	X				Y			
	\bar{X}	σ_x	$\bar{\theta}_x$	σ_θ	\bar{Y}	σ_y	$\bar{\theta}_y$	σ_θ
0.4 GeV	0.5	1.9	0.83	0.23	0.04	1.9	0	0.23
0.8	0.7	2.0	0.83	0.23	-0.07	1.9	0	0.23
1.2	0.6	2.0	0.83	0.23	0.1	1.9	0	0.23
1.8	0.7	1.9	0.83	0.23	-0.04	1.6	0	0.23
2.5	-4	1.0	1.15	0.23	-0.3	1.7	0	0.23

TAB. 9.3 – *Caractéristiques moyennes du faisceau à l'entrée de la BNB déduites des scintillateurs véto S5-S8 et du scintillateur de normalisation S10: positions moyennes de l'axe et largeurs du faisceau (\bar{X} , \bar{Y} et σ_x , σ_y) données en mm, angles moyens de divergence par rapport à l'axe de la BNB et largeurs de divergence ($\bar{\theta}_x$, $\bar{\theta}_y$ et σ_θ) donnés en degrés.*

Afin de tenir compte d'une certaine divergence propre du faisceau et consécutive à son ralentissement dans S1 et dans le capton, deux angles sont eux aussi tirés aléatoirement de deux distributions gaussiennes indépendantes. Les caractéristiques de ces deux distributions sont plus difficiles à contraindre que les premières notamment la variance. Cependant on peut poser des limites sur les valeurs en veillant à ce que la transmission du faisceau en l'absence de cible soit celle donnée expérimentalement. Celle-ci est mesurée en comptant le nombre de protons ayant touché le scintillateur S10 (situé à 5,50 m des véto) sur le nombre de protons vus par le scintillateur S1 et est proche de 100%. Les valeurs retenues considèrent une variance de 0.23 degrés pour les deux distributions, un alignement de l'axe du faisceau avec l'axe de la BNB dans le plan (YZ) et un léger désalignement de 1.15 degrés dans le plan (XZ) à 2.5 GeV et 0.83 degrés pour les autres énergies (tab. 9.3). Ce désalignement a été confirmé par l'expérience ultérieure réalisée en cible mince (première partie de cet exposé) où S1 a été déplacé d'une dizaine de mètres en amont de la BNB.

Ainsi les huit paramètres libres de la simulation sont contraints expérimentalement et les valeurs moyennes sont données dans le tableau 9.3.

Résultats

La figure 9.5 représente le pourcentage de protons incidents pénétrant dans la BNB, suite à des diffusions multiples, sur l'ensemble des événements donnant lieu à un signal prompt, en fonction de l'épaisseur de la cible et de l'énergie de la particule incidente pour le Pb et le W. Il faut noter que dans la simulation nous avons fait l'approximation que tous les protons pénétrant dans la BNB donnent un signal prompt et que toutes les réactions

nucléaires dans la cible donnent aussi un signal prompt, ce qui est une bonne approximation comme nous le verrons par la suite.

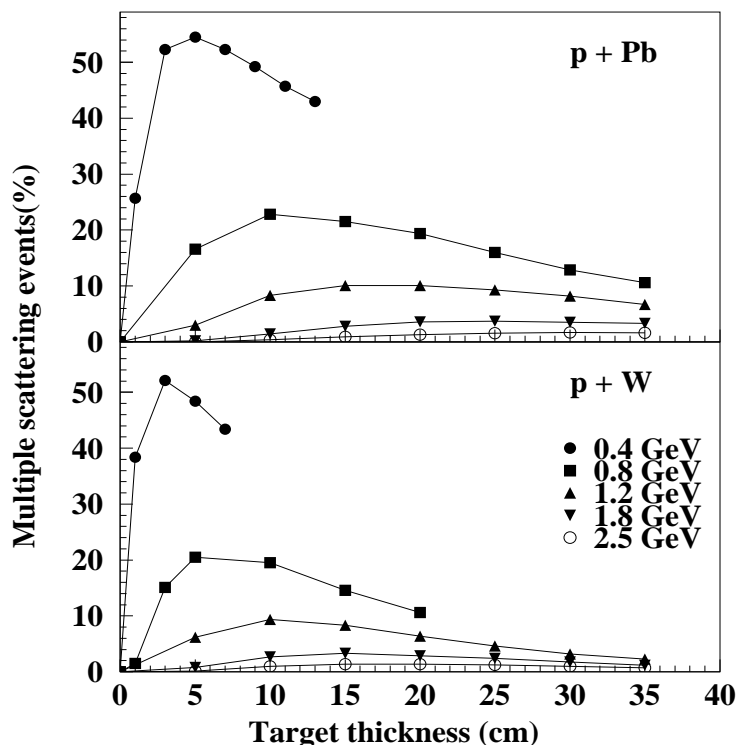


FIG. 9.5 – Pourcentage d'événements liés à des diffusions multiples sans réaction nucléaire dans la cible sur l'ensemble des événements pénétrant dans la BNB.

Nous voyons que pour les faibles énergies le pourcentage de ce type d'événements est élevé pour les cibles de 5-10 cm et atteint alors plus de 50% à 0.4 GeV et plus de 20% à 0.8 GeV. C'est pour cette raison que nous avons décidé de ne pas traiter ultérieurement les mesures à 400 et 800 MeV en ce qui concerne les probabilités de réaction et quand le proton n'est pas arrêté électroniquement dans la cible. Seules les mesures pour les énergies supérieures à 1 GeV ont été corrigées, la correction étant alors inférieure à 10%. Pour les deux énergies 0.4 et 0.8 GeV seules les données pour lesquelles le faisceau est arrêté dans la cible seront présentées.

9.2.2 Corrections des distributions de multiplicité de neutrons

Les distributions de multiplicité de neutrons mesurées sont entachées d'un certain nombre de contributions supplémentaires à la réaction dans la cible.

La première contribution a pour origine le bruit de fond, les rayonnements cosmiques et les doubles réactions (induites par deux protons successivement) dans la cible. Les pro-

tections ainsi que les corrections nécessitées par cette contribution ont été décrites à la section 2.1.3.

La seconde contribution est quant à elle reliée au faisceau et aux réactions parasites induites par celui-ci soit avant soit après la cible. Pour les cibles minces, où la diffusion multiple est négligeable, une mesure du nombre de neutrons produits en l'absence de cible permet de corriger les distributions neutroniques. Cependant lorsque les diffusions multiples se développent la probabilité que le faisceau soit suffisamment dévié pour induire des réactions dans le liquide scintillant augmente. Il faut alors apporter une correction supplémentaire que nous allons détailler ci-dessous. Il faut noter que les neutrons parasites peuvent être négligés devant le nombre important de neutrons produits dans la cible lorsque l'on cherche à exprimer le nombre moyen de neutrons émis par proton incident.

Résumé sur l'obtention des distributions de neutrons

Les distributions de multiplicité de neutrons inclusives et exclusives sont obtenues après un certain nombre de corrections. Nous résumons ci-dessous les différentes étapes des corrections :

1. Chaque mesure de multiplicité de neutrons est "protégée" par "hardware" des doubles réactions et particules incidentes hors axe par des "vétos" (section 2.1.3).
2. Les distributions de neutrons sont déconvoluées du bruit de fond corrélé selon la procédure vue à la section 2.1.3. La distribution de neutrons correspondant au bruit de fond est mesurée dans une seconde porte ouverte $400 \mu\text{s}$ après la première.
3. Les réactions sont sélectionnées en appliquant une fenêtre sur les spectres temps de vol entre un signal dans S1 et un signal prompt dans la BNB (voir section 9.2.1).
4. Le bruit non corrélé est mesuré sans cible (mais en présence du porte cible ou du conteneur vide pour la cible de Hg ou en présence d'air).
5. Pour les cibles minces (moins de 1 cm), la distribution finale est obtenue par soustraction des distributions de multiplicité de neutrons mesurées puis décorrélées avec cible et sans cible après normalisation de cette dernière sur le bruit de fond non corrélé du spectre de temps de vol S1-BNB de la mesure avec cible.
6. Pour les cibles plus épaisses, le nombre de neutrons parasites est évalué par une simulation Monte-Carlo que nous allons décrire ci-dessous. La distribution finale est obtenue comme au point 5 avec en plus la soustraction de ces neutrons parasites.

Le cas du Hg est un peu plus délicat à traiter, pour les cibles moyennement épaisses, car la contribution des conteneurs en acier de 1mm d'épaisseur à la production de neutrons, ne peut être simplement soustraite. Nous avons estimé la contribution de ce matériau ajouté en utilisant un assemblage de Pb et de fines plaques de Fe (d'épaisseurs similaires à celles utilisées pour les conteneurs de Hg) exposé à un faisceau de protons de 1.2 GeV. La

comparaison avec les résultats pour la même épaisseur de Pb pur montre un écart de 0.4% sur la multiplicité moyenne de neutrons. Nous pouvons donc négliger l'effet des conteneurs.

Pour les mesures inclusives où seul le nombre de neutrons produits par proton incident est déterminé, les neutrons parasites générés dans le scintillateur ne biaisent que très peu le résultat du fait de leur faible multiplicité comparée à celles des neutrons produits dans la cible. C'est pourquoi les mesures inclusives ne sont pas corrigées de ces événements.

Evaluation du nombre de neutrons parasites

Les événements parasites induits par les diffusions multiples du faisceau dans la cible sont associés à une faible multiplicité de neutrons provenant de l'interaction du proton diffusé soit sur un noyau de Fe composant l'enveloppe de la BNB, soit sur un noyau de C composant le scintillateur liquide.

La distribution neutronique de ces événements a été évaluée par soustraction des multiplicités mesurées pour deux positions de cibles distinctes (fig. 9.6). Ceci a été fait à deux énergies, 1.2 et 2.5 GeV, avec une épaisseur de cible de 5 et 10 cm respectivement.

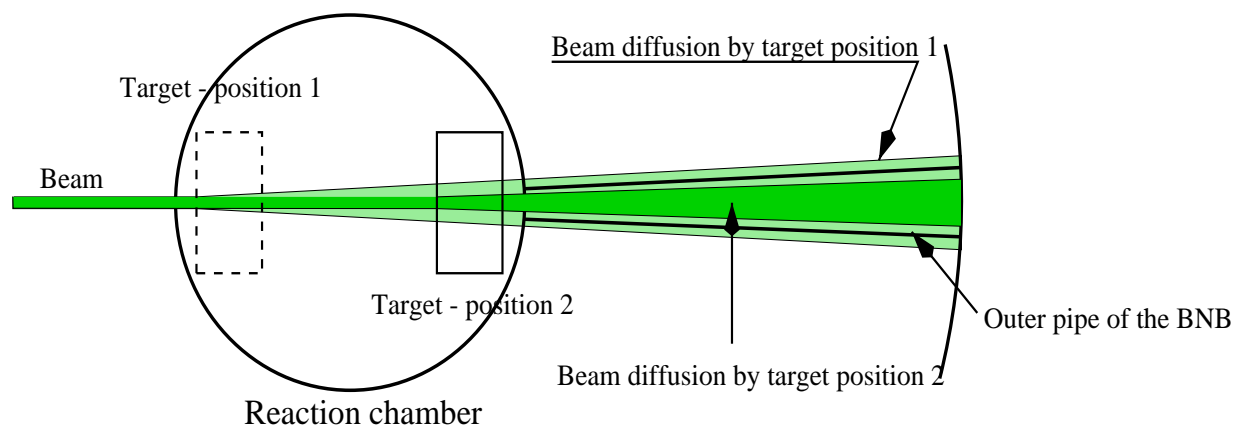


FIG. 9.6 – Schéma des positions de cible et de la diffusion multiple (les zones ombrées représentent l'enveloppe du faisceau).

On considère que la mesure pour la position 2 n'est pas entachée d'événements parasites et que la distribution de neutrons de ces événements ne dépend pas de l'épaisseur de la cible. Les distributions ainsi déduites sont représentées sur la fig. 9.7 pour une cible de Pb à 1.2 et 2.5 GeV, et peuvent être paramétrées par une exponentielle pour les multiplicités supérieures à 0. Les valeurs des paramètres sont données sur les figures. Le nombre de neutrons produits dans ces réactions parasites est faible (en moyenne 1.2 et 4.3 neutrons pour 1.2 et 2.5 GeV, respectivement).

Nous avons extrapolé une distribution de neutrons parasites à 1.8 GeV pour laquelle nous n'avons pas de mesures pour deux positions de cible.

Ces distributions, pondérées par leur abondance relative, sont ensuite soustraites des distributions de multiplicité de neutrons expérimentales. Ce qui ajoute une erreur supplémentaire pour les faibles multiplicités.

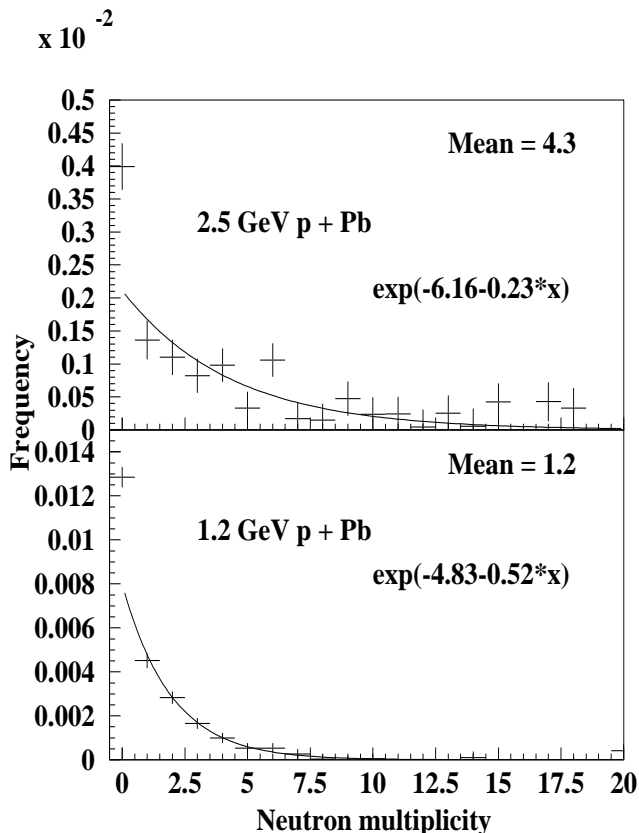


FIG. 9.7 – Multiplicités neutroniques associées aux événements parasites pour 1.2 et 2.5 GeV. Les lignes représentent un ajustement des distributions par une fonction exponentielle dont les valeurs figurent dans les panneaux.

9.3 Correction de l'efficacité de détection des neutrons

Nous avons vu à la section 2.1.3 que l'efficacité de détection des neutrons dépend de l'énergie du neutron et est de l'ordre de 80% pour des énergies inférieures à 10 MeV et qu'elle décroît très rapidement au fur et à mesure que l'énergie croît.

L'énergie des neutrons n'étant pas mesurée par notre dispositif, la correction du facteur d'efficacité événement par événement est impossible. Par contre les distributions peuvent être corrigées en moyenne.

Pour ce faire nous avons utilisé le code HERMES [Clo 88] (voir annexe C) pour calculer les distributions en énergie cinétique des neutrons quittant la cible. Ces distributions sont filtrées par l'efficacité de la BNB en fonction de l'énergie cinétique du neutron. Les efficacités moyennes déduites par cette procédure sont représentés figure 9.8 selon la nature et l'épaisseur de la cible (diamètre 15 cm) et l'énergie du faisceau.

L'efficacité de détection est d'autant meilleure que la cible est plus épaisse car le spectre en énergie se modifie avec l'épaisseur : les neutrons subissent un ralentissement dans la cible, et les neutrons les plus énergétiques sont sujets à des réactions secondaires dans la cible.

Globalement, l'efficacité est supérieure à 70%, ce qui fait de la BNB, et plus généralement de ce type de détecteurs, un excellent outil pour étudier la production de neutrons. Les techniques de temps de vol présentent quant à elles une efficacité plus réduite [Led 99] du fait de la faible épaisseur du liquide scintillant et des seuils de détection en énergie voisins de 1-2 MeV.

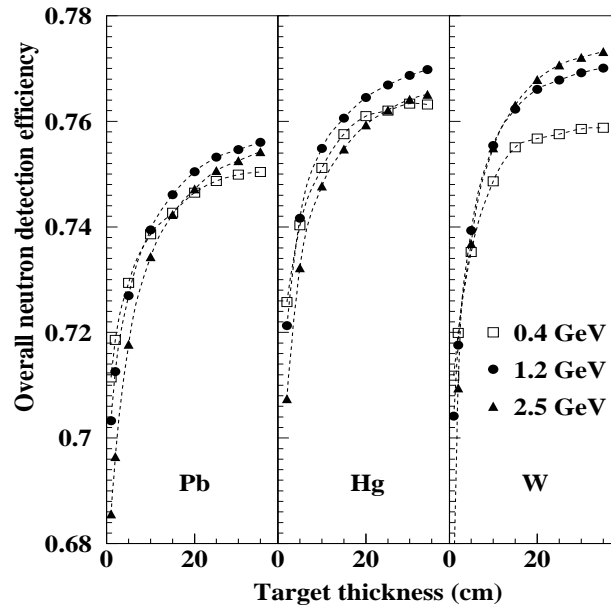


FIG. 9.8 – Efficacité de détection simulée pour différentes conditions expérimentales.

Chapitre 10

Discussion des résultats

Les résultats de l'étude systématique visant à décrire la production de neutrons en fonction de différents paramètres : l'énergie du faisceau, la géométrie et le matériau de la cible, sont discutés dans ce chapitre. Cette étude, réalisée pour des énergies de faisceau encadrant le régime de fonctionnement d'une source de spallation (autour de 1 GeV), permet à la fois d'explorer le processus de spallation en cible épaisse (développement de la cascade inter-nucléaire) et d'apporter des données de validation pour les codes de transport avec de nouvelles contraintes : les distributions de multiplicité de neutrons et les sections efficaces.

Nous commencerons notre discussion par une étude qualitative de la quantité de lumière prompte générée dans la BNB par l'ensemble des particules libérées de la cible, en fonction de la multiplicité de neutrons émis.

Ensuite, nous discuterons de l'évolution des deux facteurs qui contribuent à la production de neutrons : la probabilité de réaction et le nombre moyen de neutrons produit par réaction, en fonction des différents paramètres. L'étude séparée de ces deux facteurs est rendue possible grâce à notre dispositif expérimental qui permet de mesurer à la fois la probabilité de réaction et le nombre de neutrons émis par réactions (mesures exclusives).

Finalement, nous discuterons de la prédominance de l'un ou de l'autre de ces facteurs, de la production de neutrons et de l'économie de neutrons.

10.1 Discussion sur le signal prompt

L'un des problèmes majeurs pour la construction de sources de spallation est de déterminer la manière la plus efficace de "convertir" l'énergie du faisceau incident en neutrons. Or nous avons vu dans la première partie de ce rapport qu'une fraction non négligeable de l'énergie sortait de la cible sous forme de protons, pions et particules composites (d, t,...).

Bien que notre dispositif expérimental ne soit pas adapté, dans le cas des mesures en cibles épaisses, à la mesure de ces particules, nous pouvons tout de même suivre les caractéristiques principales de l'émission de celles-ci selon l'énergie du faisceau et l'épaisseur de la cible. Pour ce faire nous pouvons utiliser le signal prompt de la BNB qui est généré

par une somme des contributions de toutes les particules libérées de la cible et susceptibles de générer un signal dans la BNB (section 2.1).

La figure 10.1 montre la distribution des événements selon la multiplicité de neutrons mesurée (non corrigée de l'efficacité) et la lumière prompte générée pour trois énergies de faisceau 0.8, 1.2 et 2.5 GeV et une cible de Pb de diamètre 15 cm et trois épaisseurs 2, 10 et 35 cm. Il faut noter que les neutrons détectés par la BNB sont essentiellement des neutrons évaporés avec des énergies inférieures à 10 MeV (voir section 6.1) .

Une anticorrélation très nette sur le bord supérieur de la distribution apparaît entre la multiplicité de neutrons et la quantité de lumière prompte. Cette anticorrélation est due aux particules de grandes énergies, baryons et mésons, qui s'échappent de la cible et qui génèrent plus de lumière (principalement par ralentissement électronique pour les particules chargées) que les neutrons évaporés ne peuvent le faire (voir section 6.1). Moins ces particules perdent d'énergie dans la cible par réactions nucléaires et moins de neutrons peuvent être produits. L'énergie emportée par ces particules est une énergie perdue pour la production de neutrons.

Lorsque l'épaisseur de cible augmente, la conversion devient plus efficace car la probabilité de réaction nucléaire est accrue.

En augmentant l'épaisseur, la conversion se fait de plus en plus au profit des neutrons et des γ qui deviennent les principaux générateurs du signal prompt. Les deux subissent une réduction de leur énergie dans la cible et la production de lumière générée dans le scintillateur diminue compte tenu du large facteur de "quenching" des neutrons pour la production de lumière dans un scintillateur (0.3 MeVee pour un neutron de 2 MeV).

A multiplicité neutronique constante, il faut remarquer l'augmentation de lumière produite avec un faisceau de 2.5 GeV par rapport à celle produite avec un faisceau de 0.8 GeV. Cette augmentation est liée à la plus grande énergie disponible des particules échappées de la cible.

Propriété de blindage des matériaux

La connaissance des taux de production des radiations parasites (γ , π , p, d, t, ^4He , ...) accompagnant la production de neutrons est un facteur qui doit être pris en compte dans le choix des options pour les cibles car ces radiations peuvent entraîner des dommages dans les matériaux entourant la cible (fenêtre, modérateur).

De manière, encore une fois, purement qualitative (la discrimination entre les différentes composantes des radiations ne pouvant être faite) le signal prompt permet d'approcher une étude comparative entre les trois matériaux. La figure 10.2 montre la distribution des événements en fonction de la lumière prompte et de la multiplicité de neutrons mesurée pour des cibles de W (diamètre: 8 et 15 cm) et de Pb (diamètre: 15 cm) de 35 cm de longueur.

Il apparaît que pour une production voisine de neutrons, la quantité de lumière générée par les particules sortant d'une cible de W de 8 cm de diamètre est à peu près équivalente à celle générée par les particules sortant d'une cible de Pb de 15 cm de diamètre.

Cependant une augmentation du diamètre de la cible de W conduit à une réduction

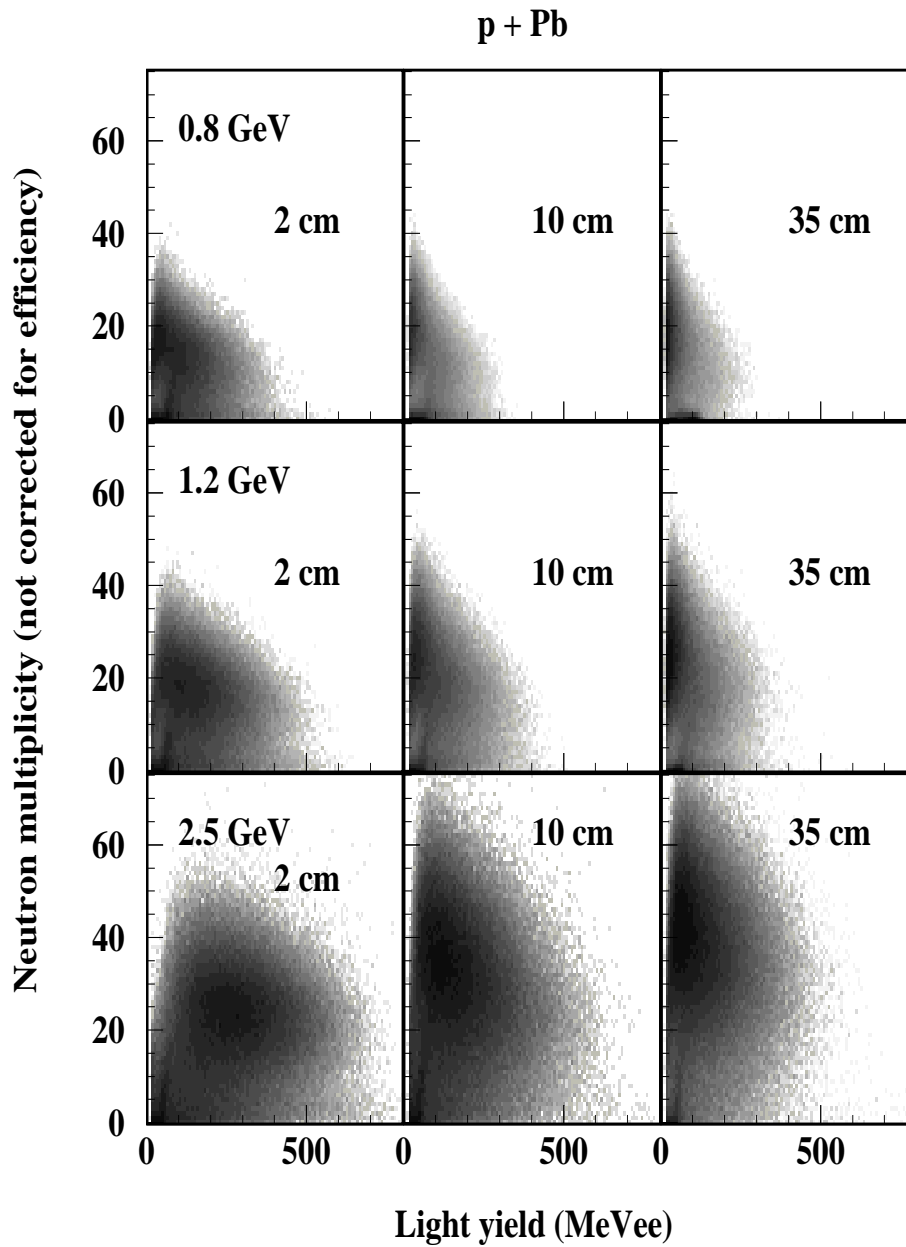


FIG. 10.1 – *Distribution des événements en fonction de la lumière prompte (MeVee) et de la multiplicité de neutrons mesurée dans l'interaction de protons de 0.8, 1.2 et 2.5 GeV sur des cibles de Pb de 2, 10 et 35 cm.*

de la lumière prompte d'environ 100 MeVee. L'effet de blindage contre les rayonnements parasites pour les matériaux entourant la cible dépend clairement de la nature du matériau, de son diamètre et de sa densité.

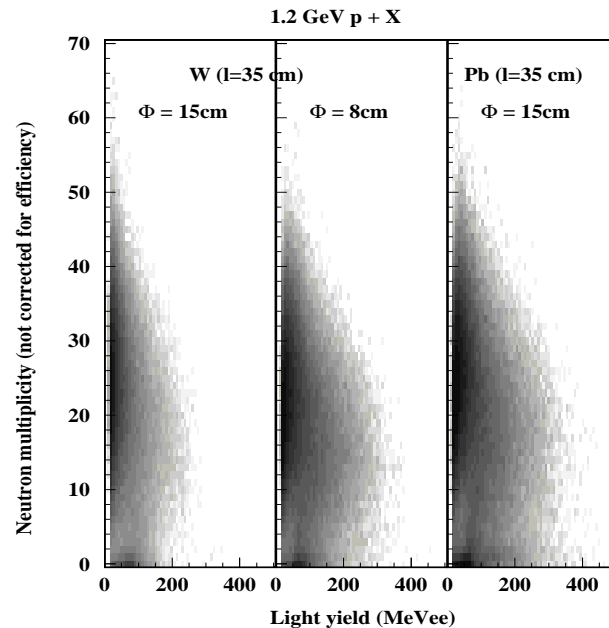


FIG. 10.2 – Distributions des événements en fonction de la lumière prompte et de la multiplicité de neutrons mesurée pour un faisceau de 1.2 GeV sur une cible de W et de Pb. Les cibles mesurent 35 cm de longueur et ont un diamètre de 8 et 15 cm pour le W et de seulement 15 cm pour le Pb.

Conclusion sur la lumière prompte

L'intérêt d'une telle discussion a été de montrer expérimentalement le degré de conversion de l'énergie du proton incident en neutrons et les propriétés "naturelles" de blindage des matériaux contre les radiations parasites accompagnant la production de neutrons. Il est bien évident que cette discussion est purement qualitative et que des mesures plus spécifiques des particules quittant une cible épaisse devraient être réalisées afin de discriminer les contributions de chacun et en particulier de mesurer la nature, l'abondance et les distributions angulaires des particules chargées de hautes énergies, des particules neutres et des γ .

Ce travail expérimental n'étant pas encore réalisé, on pourrait néanmoins dès maintenant effectuer un travail de simulation en tenant compte de la génération de lumière à partir des différentes particules émises. L'intégrale de cette quantité pourrait être comparée aux données expérimentales. Une ébauche a été réalisée en cible mince (section 6.1), cependant, ce travail a été confié à d'autres membres de notre collaboration.

10.2 Sections efficaces et longueurs d'interactions

Les sections efficaces de réaction sont généralement mesurées par atténuation [Men 71], en mesurant le rapport des flux sortant et entrant, avec des seuils en inélasticité de l'ordre de quelques MeV. Le signal prompt de la BNB est induit par l'ensemble des particules sortant de la cible après réaction. Ce signal peut être mis à profit pour déterminer la probabilité de réaction avec un seuil minimal d'inélasticité de l'ordre de 2 MeVee.

Les mesures à la fois avec des cibles très minces, où seule une réaction est possible (pas de cascade inter-nucléaire), et des cibles très épaisses, ont permis de déterminer les probabilités de réaction dans les trois matériaux, sur toute la gamme en énergie, en fonction de l'épaisseur du matériau traversé. Pour une cible épaisse la notion de section efficace perd de son sens, on raisonne alors plutôt en terme de probabilité de réaction.

	L_{int}	σ_{int}	σ_{reac}	σ_{HERMES}
Seuil à 2 MeVee				
Pb	18.00 ± 0.3 cm	1.69 ± 0.03 b	1.71 ± 0.14 b	1.73 b
Hg	15.06 ± 0.4	1.64 ± 0.05	1.57 ± 0.26	1.71
W	10.84 ± 0.2	1.46 ± 0.03	1.49 ± 0.17	1.62
Seuil à 8 MeVee				
Pb	18.38 ± 0.3	1.65 ± 0.03	1.58 ± 0.03	
Hg	15.39 ± 0.3	1.60 ± 0.03	1.44 ± 0.13	
W	11.18 ± 0.2	1.41 ± 0.03	1.35 ± 0.07	

TAB. 10.1 – Longueurs d'interaction (L_{int}) et sections efficaces de réaction déduites de la probabilité de survie (σ_{int}) (fig. 10.3) et déduites de la mesure directe à partir des cibles minces (σ_{reac}), données pour deux seuils de détection en lumière. Les sections efficaces géométriques utilisées dans HERMES σ_{HERMES} sont également indiquées ($\sigma_{HERMES} = \pi(r_0 A^{1/3})^2$ avec $r_0 = 1.26 fm$).

Probabilité de réaction

La probabilité de survie ($1 - P_{reac}$) mesurée pour différentes épaisseurs de cibles (diamètre de 15 cm) est représentée sur la figure 10.3, pour des cibles de Pb, de Hg et de W. Les symboles pleins et ouverts correspondent, respectivement, aux mesures à 1.2 et 2.5 GeV.

La décroissance logarithmique en fonction de l'épaisseur indique une section efficace de réaction constante pour les trois cibles à 2.5 GeV. En effet pour une section efficace de réaction qui n'est pas dépendante de l'énergie, la probabilité de survie en fonction de l'épaisseur de matériau traversé s'écrit :

$$1 - P_{reac} = \exp(-L/L_{int}) \quad (10.1)$$

où L désigne l'épaisseur de la cible et L_{int} la longueur d'interaction.

A 1.2 GeV, les points correspondant à la cible de Pb présentent encore une décroissance constante, mais à cette même énergie, une déviation par rapport à la droite apparaît pour le W à partir de 15 cm. Cet effet est dû à l'absorption dans la cible de W des particules qui génèrent le signal lumineux prompt (fig. 10.2). Une diminution du diamètre de la cible de W de 15 à 8 cm (triangles pleins inversés) permet en effet de retrouver pratiquement la dépendance linéaire. Un tel effet semble aussi apparaître pour le Hg mais avec une intensité moindre dû à une densité plus faible que celle du W et donc à un moindre effet d'absorption.

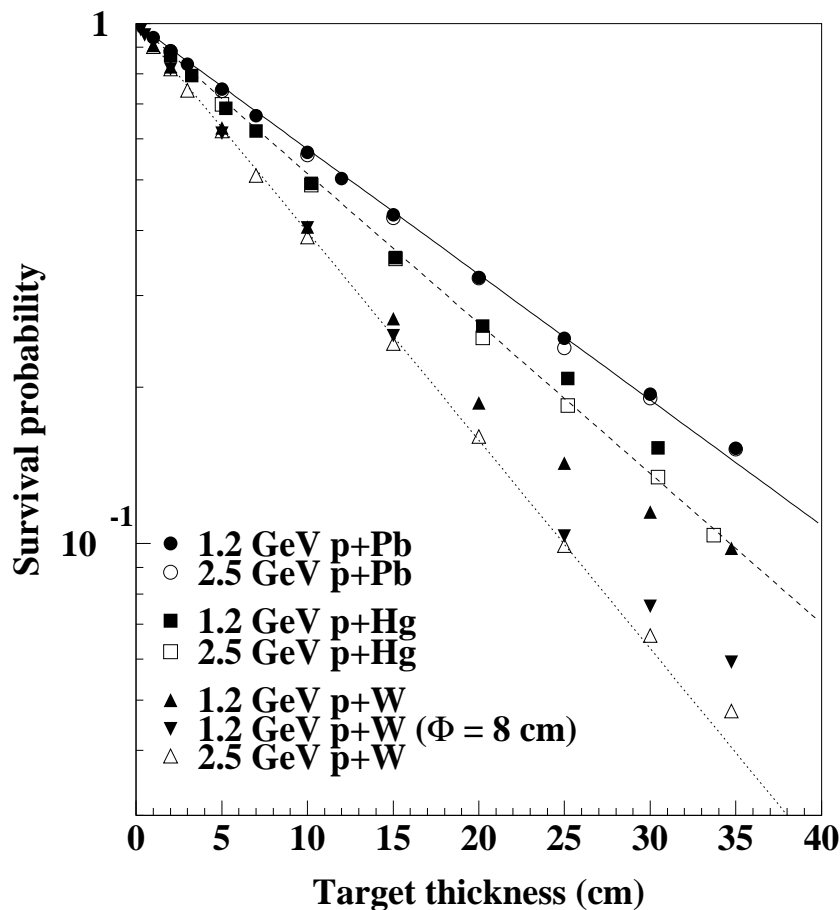


FIG. 10.3 – Probabilité de survie de la particule incidente en fonction de l'épaisseur de la cible pour 1.2 et 2.5 GeV et les cibles de Pb, Hg et W. Pour chaque cible, la ligne (pleine, en tirés et en pointillés pour le Pb, le Hg et le W respectivement) représente le meilleur ajustement par une fonction exponentielle obtenue sur les mesures à 2.5 GeV. Les incertitudes statistiques sont incluses dans la taille des symboles. Toutes les données sont relatives à des cibles de 15 cm de diamètre sauf pour celle mentionnée à $\Phi = 8$ cm.

Les longueurs d'interaction déduites de la pente, à 2.5 GeV, et les sections efficaces extraites (par la relation $L_{reac} = 1/(\sigma_{reac}\rho)$ où ρ est la densité volumique d'atomes) sont

données dans le tableau 10.1. Ces valeurs sont comparées aux valeurs moyennées sur les mesures à 0.8, 1.2, 1.8 et 2.5 GeV sur des cibles de quelques g/cm², suffisamment minces pour négliger les cascades inter-nucléaires. Les mesures sont données pour deux seuils en inélasticité de 2 et 8 MeVee exprimés en termes de lumière collectée dans le signal prompt de la BNB.

Un bon accord est observé entre les sections efficaces déduites de la longueur d'interaction et mesurées en cibles minces bien que ces dernières soient systématiquement inférieures de 4% avec un seuil à 8 MeVee. Dans une mesure précédente à 1.2 GeV sur une cible de Pb [Pie 97], la section efficace déduite de la longueur d'interaction était de 1.65 b en bon accord avec la valeur obtenue dans l'expérience présente.

L'effet du seuil de détection sur la mesure des sections efficaces est clairement visible dans le tableau 10.1. Ces mesures, avec un seuil d'inélasticité de 2 MeVee, sont en bon accord avec celles extraites d'autres études [Wel 96] et avec les sections efficaces géométriques ($\sigma = \pi(r_0 A^{1/3})^2$ avec $r_0 = 1.26$ fm) utilisées dans HERMES. Ceci a été confirmé, plus récemment, par des mesures de sections efficaces [Her 00] avec des cibles de quelques g/cm² réalisées avec le même dispositif sur une gamme de noyau s'étendant de l'Al à l'U pour une gamme en énergie comprise entre 800 et 2500 MeV.

La différence systématique entre σ_{reac} et σ_{int} pour le Hg est liée à des inhomogénéités d'épaisseur des cellules minces contenant le Hg liquide.

Dans la suite, tous les résultats des mesures sont présentés pour un seuil en inélasticité de 2 MeVee.

10.3 Distributions en multiplicité de neutrons

L'allure de la distribution de multiplicité de neutrons issus d'une réaction sur un noyau a déjà été discutée à la section 6.1. On peut rappeler que la forme caractéristique de la distribution est dominée par une allure gaussienne à laquelle vient s'ajouter une composante à faible multiplicité que l'on relie aux collisions très peu dissipatives pour lesquelles peu de neutrons sont émis.

Pour illustration, la fig. 10.4 montre l'évolution de cette distribution pour trois énergies 0.8, 1.2 et 2.5 GeV et trois cibles (Pb, Hg et W) d'épaisseurs respectives 2.0, 5.0 et 1.12 mm. Les distributions sont corrigées du bruit de fond corrélé et non corrélé mais ne sont pas corrigées de l'efficacité. Cette dernière étant dépendante de l'énergie des neutrons émis, il vaut mieux appliquer un filtrage simulant les effets détection aux résultats des modèles (l'énergie de chaque neutron étant connue) puis comparer aux valeurs expérimentales. Les erreurs statistiques sont inférieures à la taille des symboles.

On observe une augmentation de la multiplicité de neutrons, d'environ 8 unités, lorsque l'énergie de faisceau augmente de 0.8 à 2.5 GeV, comme déjà montré par Ledoux et al. [Led 98]. Cet accroissement reflète le plus grand dépôt d'énergie pour des protons plus énergétiques. Les distributions de neutrons pour Pb ($Z=82$, $A=207.2$) et Hg ($Z=80$, $A=200.59$) sont très proches tandis que le nombre moyen de neutrons émis par le W ($Z=74$, $A=183.84$) est inférieur de 1 à 2 unités. Cette différence reflète l'effet du champ coulombien qui favo-

rise d'autant plus l'émission de neutrons, au détriment de l'émission de particules chargées, que la charge de l'émetteur est élevée et sans doute aussi un effet de dépôt d'énergie qui augmente avec la taille du noyau. Cette conclusion est en accord avec ce qui a été obtenu sur une gamme en Z complète de noyaux par Enke et al. [Enk 99] et Pienkowski et al. [Pie 97].

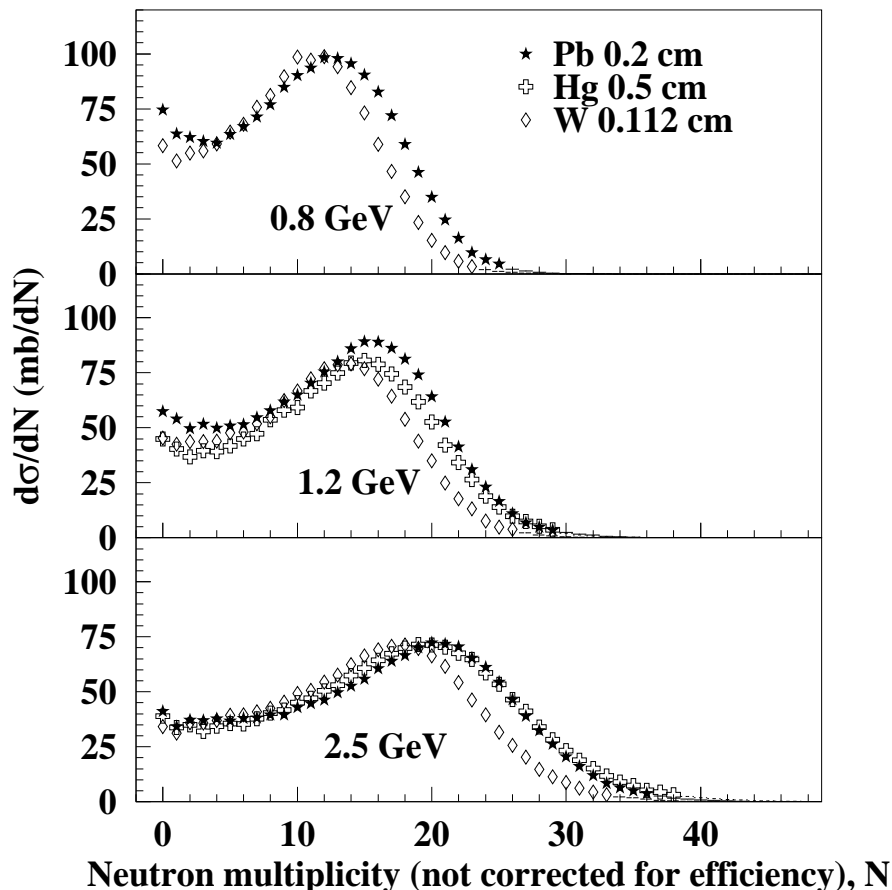


FIG. 10.4 – Sections efficaces différentielles (en mb) en fonction de la multiplicité de neutrons mesurées en cible mince. Les erreurs statistiques sont inférieures à la taille des symboles.

L'évolution des probabilités de réaction différentielles exprimées en fonction de la multiplicité de neutrons est montrée sur la figure 10.5 en fonction de l'épaisseur de cible et de l'énergie de faisceau. Les distributions sont données pour une cible de Pb de 15 cm de diamètre et de 2, 15 et 30 cm d'épaisseur, et des énergies de projectile de 1.2, 1.8 et 2.5 GeV. Les valeurs données dans chaque panneau indiquent la multiplicité moyenne. Les distributions sont corrigées du bruit de fond corrélé et non corrélé mais pas de l'efficacité.

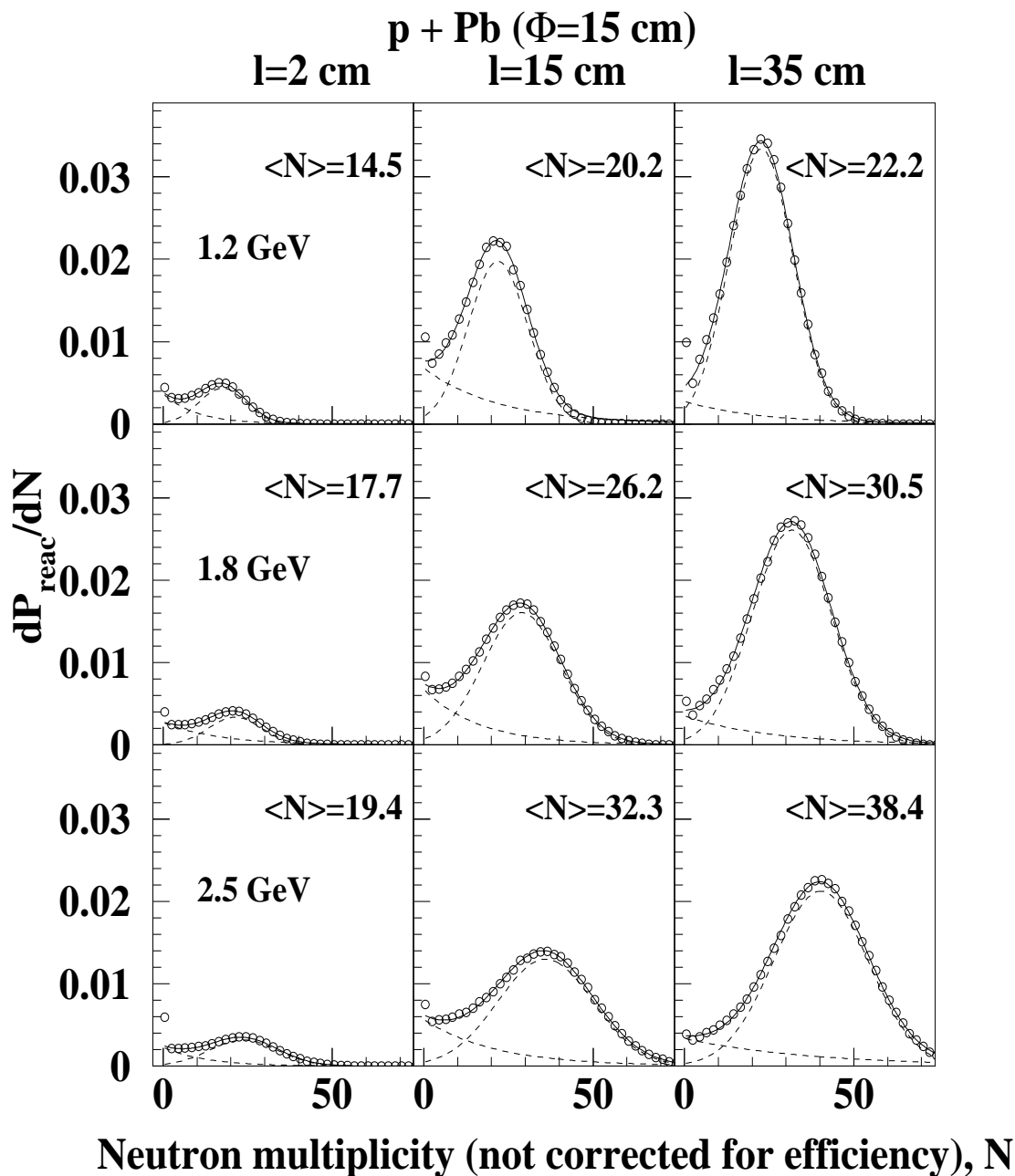


FIG. 10.5 – Probabilité de réaction différentielle en fonction de la multiplicité de neutrons pour trois énergies de bombardement : 1.2, 1.8 et 2.5 GeV et trois épaisseurs : 2, 15 et 35 cm. Les données sont ajustées par une fonction exponentielle et une fonction gaussienne (lignes en tirets) et leur somme (ligne pleine). La valeur moyenne ($\langle N \rangle$) de chaque distribution est donnée dans chacun des panneaux.

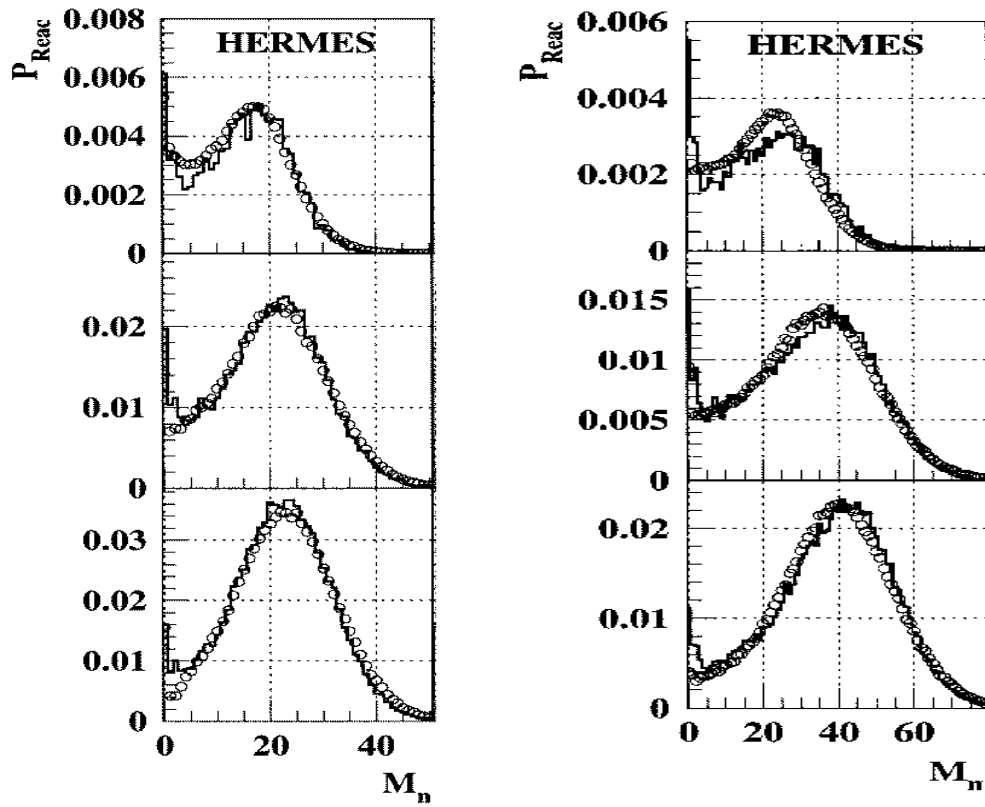


FIG. 10.6 – Comparaison des distributions expérimentales de multiplicité de neutrons (symboles) avec les résultats du code HERMES (histogrammes) pour une cible de Pb de 15 cm de diamètre et trois épaisseurs de cible (2, 15, 35cm de haut en bas). L'énergie du faisceau vaut 1.2 GeV (à gauche) et 2.5 GeV (à droite). Extrait de la référence [Gol 00].

Nous avons également joint les résultats d'une paramétrisation définie par Hilscher et al. [Hil 98] se composant d'une contribution exponentielle et d'une contribution gaussienne :

$$\frac{d\sigma}{dn} = \frac{S_E}{T_n} \exp\left(\frac{-M_n}{T_n}\right) + \frac{S_G}{s\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(M_n - M_n^{max})^2}{2s^2}\right) \quad (10.2)$$

Chacune des composantes (tirets) et la somme des deux (traits pleins) figurent dans chaque panneau. Le canal 0 neutron de la distribution souffre de grandes incertitudes (procédure de déconvolution, soustraction des événements parasites) c'est pourquoi les ajustements ne tiennent pas compte de cette multiplicité. Les valeurs résultantes de l'ajustement sont listées dans le tableau A.1 de l'annexe A et comparées avec les deux premiers moments des distributions (Mean et RMS).

On observe qu'une augmentation de l'épaisseur de cible conduit à la fois à une augmentation de la probabilité de réaction et une sensible évolution de la forme des distributions. Cette dernière est une conséquence du développement de la cascade inter-nucléaire dans la cible. Alors que pour les cibles minces, les réactions peu dissipatives (accompagnées d'une faible multiplicité de neutrons) participent à environ 30% de la section efficace de production des neutrons, cette composante se réduit notablement avec l'épaisseur de la cible. Ainsi pour une cible de 35 cm, la valeur moyenne de la distribution et la valeur la plus probable (maximum de la gaussienne) sont quasiment confondues (voir tab. A.1). La génération de réactions secondaires dans la cible a pour effet de diminuer les événements à faible multiplicité et d'augmenter la multiplicité moyenne de façon notable.

Ce dernier effet est d'autant plus appréciable que l'énergie incidente est grande. Ainsi à 2.5 GeV il y a pratiquement un doublement de la multiplicité moyenne de neutrons dû à la cascade inter-nucléaire.

Une comparaison ([Gol 00]) des distributions expérimentales de multiplicité de neutrons avec les résultats du code HERMES (HETC+MORSE, après avoir tenu compte de la réponse du détecteur), à 1.2 et 2.5 GeV, sur une cible de Pb de 15 cm de diamètre et pour trois épaisseurs de cible (fig. 10.6), montre une bonne reproduction des mesures aussi bien en valeurs absolues que pour la forme des distributions.

10.4 Etude de la cascade inter-nucléaire

Le développement de la cascade inter-nucléaire dans la cible dépend de l'énergie du proton incident, de la nature du matériau et de la géométrie de la cible. Le gain de neutrons étant en partie relié aux réactions secondaires, l'étude de l'effet amplificateur du milieu selon ces paramètres se révèle utile pour déterminer les caractéristiques de la cible de spallation.

L'ensemble des valeurs moyennes des multiplicités de neutrons mesurées par réaction (N_n/r) en fonction de l'énergie du projectile, de l'épaisseur de la cible et de la nature du matériau est représenté fig. 10.7. A 0.4 et 0.8 GeV, les données expérimentales n'ayant pu être corrigées des diffusions multiples, seules les données pour lesquelles le faisceau est arrêté dans la cible sont incluses. Les valeurs moyennes sont corrigées de l'efficacité de détection.

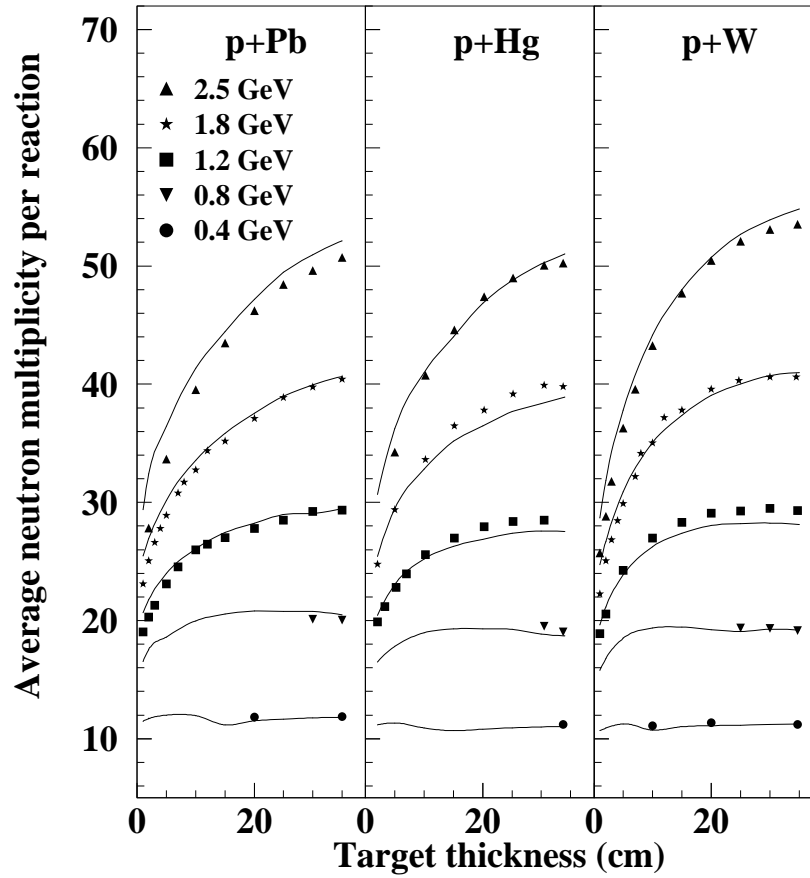


FIG. 10.7 – Multiplicité moyenne de neutrons par réaction nucléaire en fonction de l'épaisseur de la cible, de l'énergie du faisceau pour le Pb, le Hg et le W. Les données sont complètement corrigées et données pour un diamètre de cible de 15 cm. Les lignes pleines sont le résultat des calculs avec HERMES.

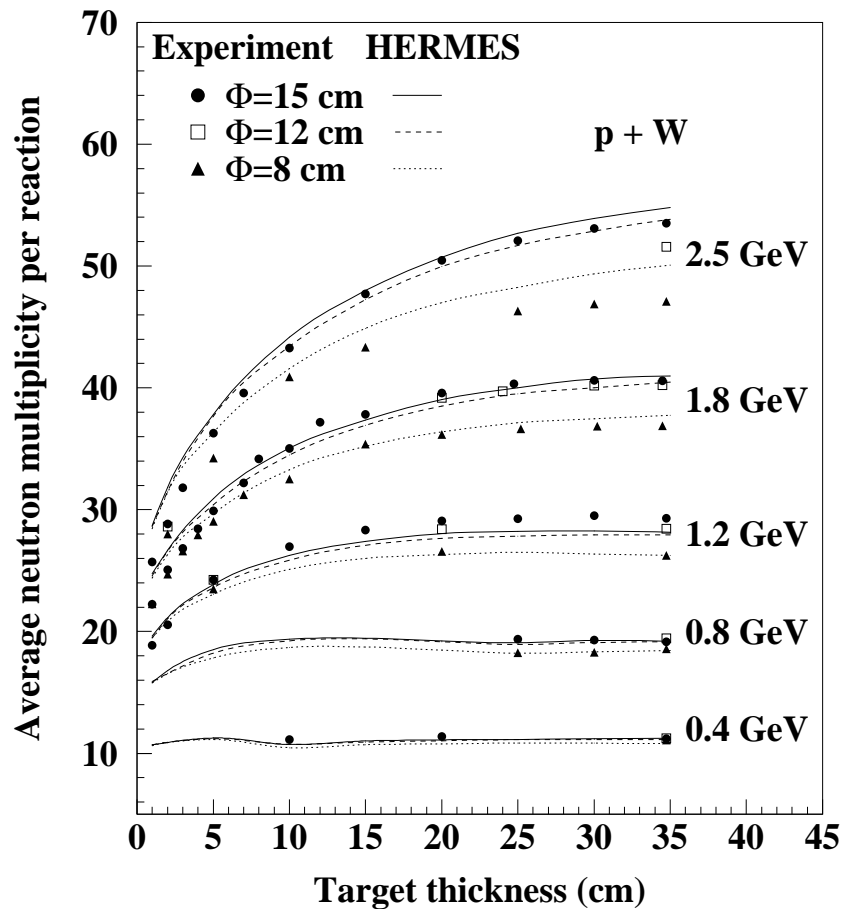


FIG. 10.8 – Multiplicité moyenne de neutrons par réaction nucléaire en fonction de l'épaisseur de la cible et de l'énergie pour une cible de W de 15 (points), 12 (carrés ouverts) et 8 cm (triangles pleins) de diamètre. Les données expérimentales sont totalement corrigées. Les lignes correspondent aux résultats des simulations réalisées avec HERMES.

L'augmentation du nombre de neutrons avec l'énergie et l'épaisseur de la cible est très nette pour les trois matériaux : 53 neutrons sont produits en moyenne par réaction dans 35 cm de W avec un faisceau de 2.5 GeV à comparer à 11 neutrons produits dans quelques cm de W avec un faisceau de 0.4 GeV. Comme nous avons vu à la section précédente, une augmentation de l'énergie du proton incident se traduit par une augmentation de l'énergie d'excitation du premier noyau touché (réaction primaire) et d'un développement des réactions secondaires lié aux particules directes très énergétiques émises lors de la première cascade intra-nucléaire. Dans une cible de 1 cm d'épaisseur, où l'on peut considérer en première approximation que seule une réaction a lieu, cette augmentation n'est pas linéaire avec l'énergie incidente et se traduit par un gain de 2.5 entre 0.4 et 2.5 GeV. Cette non linéarité est due à deux raisons : premièrement, l'échauffement du noyau ne croît pas linéairement avec l'énergie incidente et deuxièmement, plus un noyau est excité et plus la fraction de particules chargées émises devient importante.

Lorsque l'épaisseur augmente un régime de saturation apparaît pour les plus basses énergies alors que l'accroissement continue pour les hautes énergies. Les valeurs de transition sont autour de 800 MeV pour 35 cm de Pb et de Hg, et 1.2 GeV pour 35 cm de W. Ce régime de saturation est atteint lorsque le faisceau est suffisamment ralenti voire arrêté dans la cible par interaction électronique avec les électrons du milieu, pour que l'énergie disponible ne soit plus suffisante pour produire des neutrons. Typiquement, pour un proton de 800 MeV, la distance d'arrêt est de 40, 34 et 23 cm dans une cible de Pb, Hg et W, respectivement (tab. 10.2). Il faut noter que dans tous les cas, le régime de saturation est atteint quelques cm avant la valeur d'arrêt donnée (tab. 10.2) car les réactions les plus en profondeur, dans la cible, sont moins énergétiques.

Energie	0.4 GeV	0.8 GeV	1.2 GeV	1.8 GeV	2.5 GeV
Pb	14	40	70	115	170
Hg	12	34	58	96	141
W	8	23	39	66	97

TAB. 10.2 – *Parcours des protons (exprimé en cm) tel qu'il serait en l'absence de réaction nucléaire en fonction de l'énergie et du matériau.*

Ceci montre que le pouvoir d'arrêt électronique est un facteur limitatif, à basse énergie, quant à la production de neutrons, comme déjà mentionné dans la réf. [Lot 98]. C'est aussi un facteur limitatif quant à la tenue de la cible puisqu'une fraction très importante de l'énergie incidente est perdue sous forme de chaleur. A plus hautes énergies incidentes, l'effet du pouvoir d'arrêt par réactions nucléaires devient dominant.

Cette contrainte de l'échauffement de la cible est une contrainte forte car elle nécessite un dispositif de refroidissement efficace. Typiquement pour un projet comme ESS la puissance limite supportée par la cible devra être de 5 MW. Dans les projets de faisceaux radioactifs, la puissance maximale est plutôt de l'ordre du kW ou de la dizaine de kW.

La nature du matériau a aussi une influence sur la production de neutrons : le W est plus prolifique en neutrons que le Pb ou le Hg en cible épaisse. Ceci peut paraître surprenant

car nous avons vu à la section précédente que la production élémentaire de neutrons est plus favorable sur un noyau de Pb ou de Hg que sur un noyau de W. Cet inversement de tendance s'explique par la différence de densité entre le Pb et le W ($\rho_W/\rho_{Pb} = 1.70$) qui permet à la cascade inter-nucléaire de se développer plus efficacement dans le W que dans le Pb pour un même volume de cible. Ceci fait du W une cible plus compacte que le Pb. Cette différence est moins visible entre le Pb et le Hg du fait de densités proches ($\rho_{Hg}/\rho_{Pb} = 1.19$).

L'influence du diamètre est montrée fig. 10.8 pour une cible de W. Pour un proton de 2.5 GeV, le régime de saturation, visible à basse énergie, n'est pas atteint pour une cible de 15 cm de diamètre. Ceci suggère que le développement optimal de la cascade n'est pas atteint à cette énergie et pour ce diamètre. Le diamètre joue aussi un rôle limitatif pour la production de neutrons dans la mesure où il limite l'extension radiale de la cascade inter-nucléaire.

Les données expérimentales ont été comparées aux résultats du code HERMES (voir Annexe C) calculés avec le même ensemble de paramètres d'entrée pour toutes les cibles et énergies de faisceau. Dans cette simulation, le paramètre de densité de niveaux était défini par $a = \frac{A}{8}(1 + 1.5\frac{(A-2Z)^2}{A^2})$ et la fission permise. Globalement l'accord est satisfaisant.

Ce point mérite une discussion, car nous avons vu dans la première partie de ce rapport, que la description du processus de spallation dans le noyau utilisé dans le code HERMES n'était pas très réaliste : l'énergie d'excitation est surestimée et les barrières coulombiennes sont très sous-estimées [Her 00]. La conséquence de ces deux effets couplés, montrée dans Enke et al. [Enk 99], se traduit par une augmentation de l'émission de particules chargées alors que l'émission de neutrons est peu affectée.

On a ainsi l'exemple d'une excellente reproduction de données neutroniques par un modèle dont les insuffisances en ce qui concerne le traitement des particules chargées sont aujourd'hui connues grâce à des mesures exclusives à la fois sur les neutrons et les particules chargées.

10.5 Production de neutrons

D'un point de vue purement neutronique, la quantité la plus importante pour la construction des futures sources de neutrons, est le flux de neutrons quittant la cible (production de neutrons). Cependant, il faut noter que les exigences sur la production de neutrons ne sont pas les mêmes pour une source pulsée de neutrons ou pour une alimentation continue d'un réacteur hybride. Dans le premier cas, il est important d'avoir des flux très intenses de neutrons passant la surface de la cible (luminosité de la cible) proche de laquelle se trouve le modérateur. Dans le second cas, pour la transmutation ou les réacteurs pilotés par accélérateur, tous les neutrons produits par la cible sont d'intérêt pour évaluer l'économie de tels systèmes.

Il est donc important d'évaluer la production totale de neutrons mais aussi la production différenciée de neutrons selon l'axe du faisceau (profondeur) et l'axe perpendiculaire. La connaissance de la distribution axiale (premier et deuxième moments) des neutrons émis est

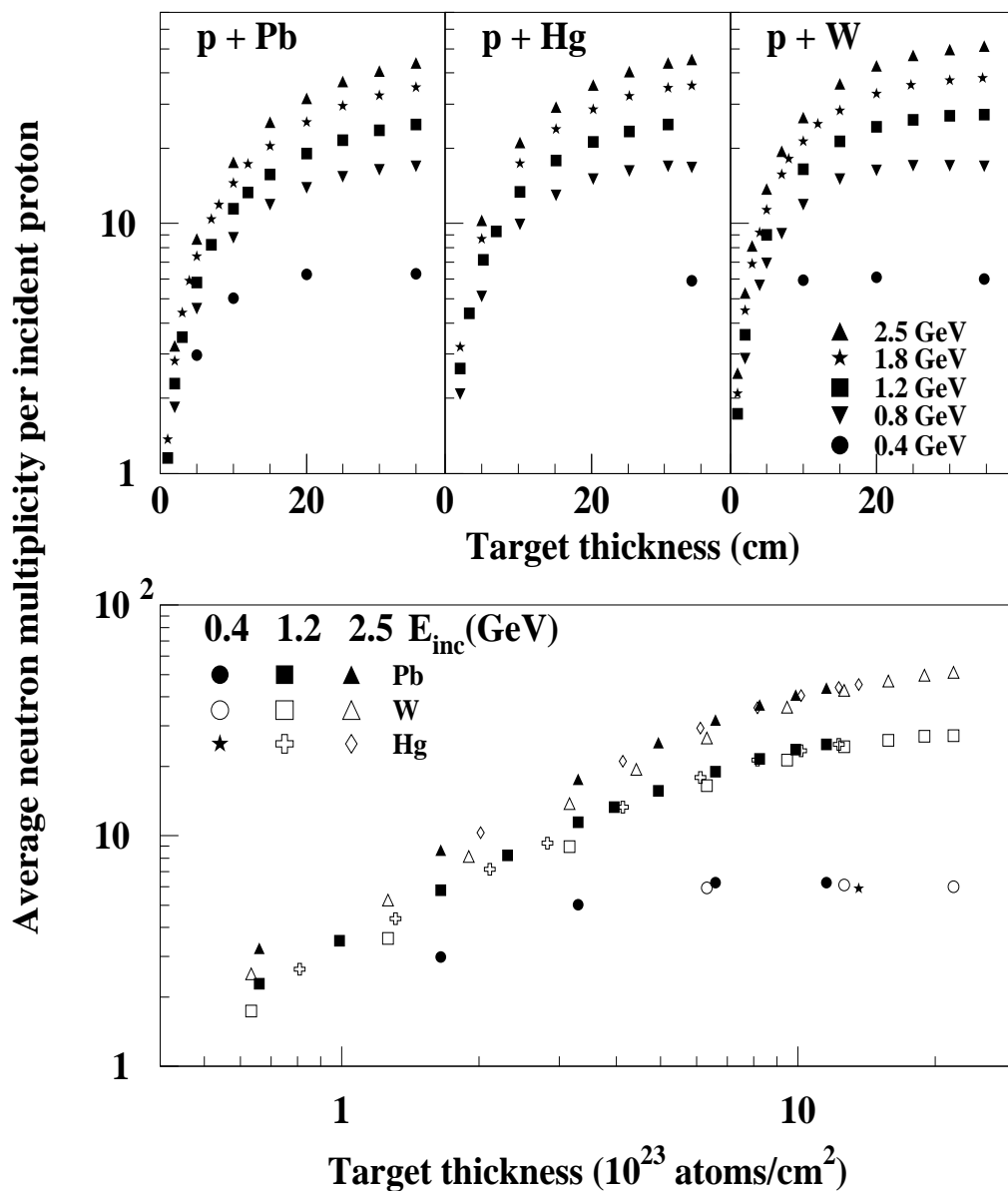


FIG. 10.9 – *Haut*: Multiplicité moyenne de neutrons par proton incident en fonction de l'épaisseur de la cible, de l'énergie du faisceau pour le Pb, le Hg et le W. Les données sont complètement corrigées et sont données pour une cible de 15 cm de diamètre. L'épaisseur est exprimée soit en cm (panneau du haut) soit en unité de 10^{23} atomes/cm².

importante car le maximum de flux détermine la position du modérateur pour les sources pulsées de neutrons.

Pour une production voulue de neutrons, on peut estimer le coût de production des neutrons, en fonction de l'énergie et de l'intensité de faisceau. Cette quantité est un paramètre important pour des applications industrielles (transmutation des déchets, amplificateur d'énergie, ...).

10.5.1 Production totale de neutrons

La production de neutrons quittant la cible peut être exprimée par le nombre moyen de neutrons mesurés par proton incident (N_n/p) (mesures inclusives). Cette quantité est représentée fig. 10.9 pour les trois matériaux et les 5 énergies en fonction de l'épaisseur exprimée soit en cm (panneaux du haut), soit en nombre d'atomes par cm^2 (panneau du bas). L'avantage de cette dernière représentation est de s'affranchir de la densité des matériaux et donc de pouvoir comparer directement la production de neutrons pour les trois matériaux. Ceci n'est pas tout à fait exact car il faudrait avoir le même diamètre en nombre d'atomes par cm^2 afin de réellement pouvoir faire cette comparaison.

La production de neutrons dépend de deux facteurs : la probabilité de réaction et le nombre moyen de neutrons produit par réaction (cascade inter-nucléaire). L'évolution de N_n/p en fonction des différents paramètres d'entrée (fig. 10.9 panneaux du haut) reflète l'évolution de ces deux facteurs. Une simple comparaison du nombre moyen de neutrons mesurés par proton (N_n/p) et du nombre moyen de neutrons mesurés par réaction (N_n/r - fig. 10.7) montre que la probabilité de réaction est le facteur dominant pour le gain en neutrons pour des épaisseurs de cible inférieures à 2 ou 3 longueurs d'interaction. Pour cette longueur, la probabilité qu'une réaction ait lieu dans la cible est d'environ 95%. Au-delà de cette longueur, le gain en neutrons est essentiellement dominé par le développement des réactions secondaires. Ceci est surtout visible à haute énergie où le faisceau n'est pas arrêté dans la cible. Dans ce cas seulement, un accroissement du volume de la cible peut être favorable au gain de neutrons.

On observe que si le W est plus prolifique que le Pb ou le Hg pour la même quantité de matière exprimée en cm, ce n'est plus tout à fait le cas lorsque la quantité de matière est exprimée en nombre d'atomes/ cm^2 (fig. 10.9 panneau du bas). Exprimées sous cette forme les différences de production de neutrons entre les trois matériaux reflètent les différences constatées sur les productions élémentaires (fig. 10.4).

La conclusion est que la production de neutrons pour des matériaux lourds et peu fissiles dans cette tranche de Z (de Z=74 à Z=82), est très peu sensible au Z du noyau. La production est surtout sensible à l'énergie disponible. Pour des noyaux plus lourds et fissiles comme U ([Hil 98]), le nombre de neutrons produits est environ 50% supérieur à celui produit par le Pb. Les neutrons supplémentaires proviennent alors essentiellement des réactions de fission.

10.5.2 Production différentielle des neutrons

Différentiation longitudinale

La différenciation longitudinale est obtenue simplement par soustraction des multiplicités moyennes de neutrons émis (N_n/p) pour deux épaisseurs de cible très voisines et un même diamètre (15 cm). La distribution obtenue ne peut être identifiée à une distribution axiale car elle ne tient pas compte d'effets d'absorption et de réflexion à partir des sites où des neutrons sont créés. Elle permet, cependant, d'estimer une telle distribution. Elle peut très bien être comparée à des résultats simulés pour lesquels la même procédure de présentation est réalisée.

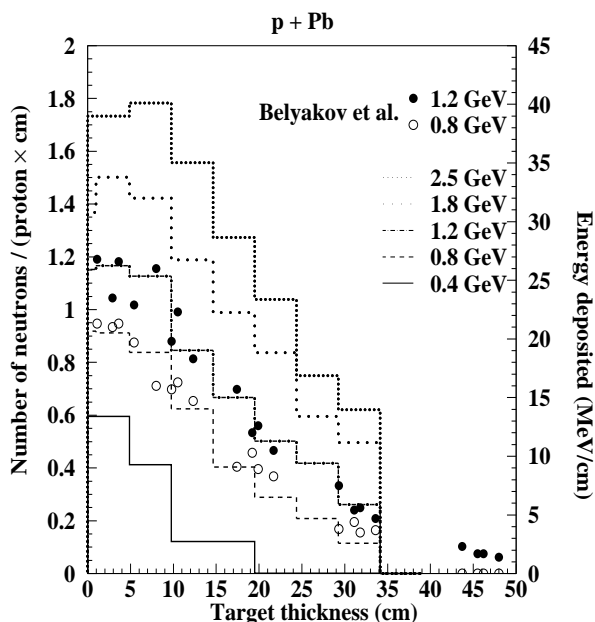


FIG. 10.10 – Distributions longitudinales de la production de neutrons représentées pour des protons incidents de 0.4, 0.8, 1.2, 1.8 et 2.5 GeV sur une cible de Pb (histogrammes et échelle de gauche). Les symboles superposés sont des mesures de l'énergie déposée par un proton incident de 0.8 (symboles ouverts) et 1.2 GeV (symboles pleins) [Bel 90] pour une cible de Pb de diamètre 10 cm (échelle de droite).

La figure 10.10 représente la variation longitudinale de N_n/p pour une cible de Pb, en fonction de l'épaisseur de la cible et de l'énergie du faisceau incident. On observe que le maximum du flux de neutrons est atteint à des épaisseurs de cibles moyennement importantes (en dessous de 10 cm). Au-delà du maximum, l'ajout de matière augmente le nombre de neutrons (fig. 10.9), mais la contribution de cet ajout devient de plus en plus faible.

Il est intéressant de comparer l'évolution de ces distributions en fonction de l'épaisseur avec l'énergie déposée dans la cible (symboles superposés) selon la profondeur de celle-ci.

Les mesures de dépôt d'énergie ont été réalisées à l'aide de thermocouples placés dans une cible de Pb de 10 cm de diamètre et des faisceaux de protons de 800 et 1200 MeV [Bel 90]. Dans cette référence, il est montré que l'énergie déposée dans la cible est essentiellement due ($\simeq 80\%$) aux particules chargées de hautes énergies ($E > 10$ MeV) qui contribuent au développement de la cascade inter-nucléaire. Les particules chargées évaporées et la cascade électromagnétique ne contribuent qu'à environ 15% et 5%, respectivement. La mesure de l'énergie déposée en fonction de la profondeur est donc un reflet de la conversion de l'énergie cinétique du proton incident en énergie utile pour le développement de la cascade inter-nucléaire et donc pour la production de neutrons.

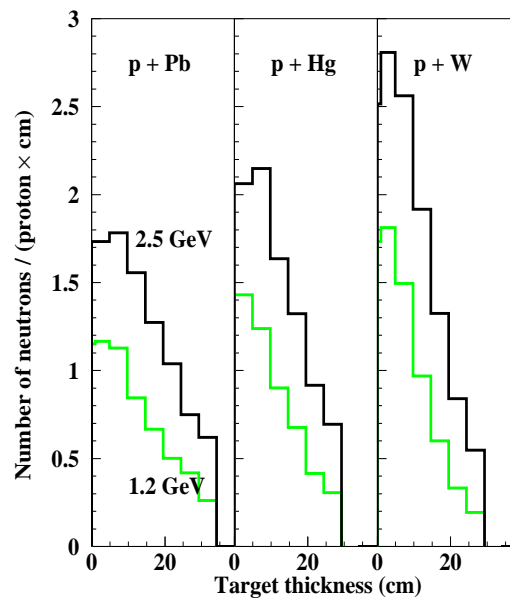


FIG. 10.11 – *Distribution longitudinale de la production de neutrons représentée pour deux énergies 1.2 et 2.5 GeV et pour le Pb, le Hg et le W.*

Les grandes énergies d'excitation atteintes par les noyaux dans les premières collisions conduisent à l'émission d'un grand nombre de neutrons et de particules évaporées. Au fur et à mesure que se développe la cascade, les collisions deviennent de moins en moins violentes, et par conséquent l'émission de neutrons évaporés se fait de plus en plus ténue.

Le maximum des distributions se déplace vers des valeurs plus grandes lorsque l'énergie augmente de 0.4 à 2.5 GeV. Pour des protons de 12 GeV [Ara 99] sur des cibles de Pb de 10 et 20 cm de diamètre, le maximum est situé autour de 15 cm. Ceci montre la croissance de l'extension spatiale de la cascade inter-nucléaire en rapport avec l'augmentation de l'énergie cinétique des particules secondaires.

Si l'énergie incidente tend à augmenter l'extension longitudinale, la densité a comme effet de diminuer cette extension (fig. 10.11). La position du maximum de la distribution pour la cible de W est décalée vers les plus faibles profondeurs par rapport à celle pour

une cible de Pb. La pente de la décroissance en fonction de l'épaisseur est multipliée par un facteur 2. Ceci confirme l'utilisation du W comme une source plus compacte que le Pb.

Différentiation radiale

Une différenciation radiale a été rendue possible grâce à l'utilisation de cibles

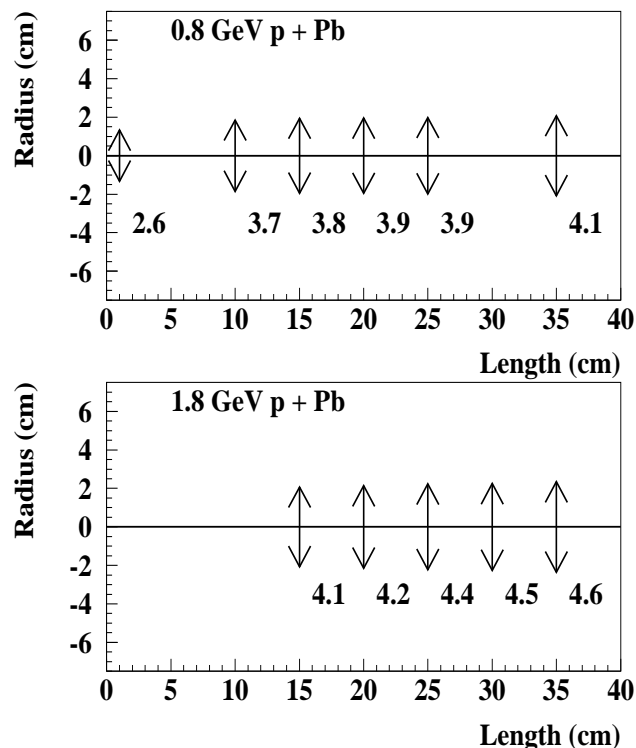


FIG. 10.12 – *Extension radiale de la production de neutrons représentée en fonction de l'épaisseur pour des faisceaux de 0.8 et 1.8 GeV et une cible de Pb. L'extension est déduite d'un ajustement par une gaussienne (voir texte). Les flèches représentent les largeurs à mi-hauteur des distributions et les nombres correspondant exprimés en cm.*

avec trois diamètres différents. Pour exprimer la différenciation radiale, nous avons supposé un développement gaussien de la production de neutrons dans la cible. Pour une épaisseur de cible donnée, le nombre moyen de neutrons par proton incident (N_n/p) s'écrit comme l'intégrale d'une gaussienne sur un rayon r :

$$N_n/p(r) = N_0 \int \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) r dr d\varphi \quad (10.3)$$

$$N_n/p(r) = N_0 2\pi \sigma^2 \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)\right) \quad (10.4)$$

Les valeurs σ et N_0 sont déduites d'un ajustement de N_n/p mesuré aux trois rayons ($r_1=4$ cm, $r_2=6$ cm, $r_3=7.5$ cm).

Les largeurs à mi-hauteur (flèches) de ces distributions gaussiennes sont représentées sur la fig. 10.12 en fonction de l'épaisseur de la cible et pour deux énergies de faisceau : 0.8 et 1.8 GeV. On constate une focalisation très forte, à l'avant, de l'émission de neutrons pour les deux énergies de faisceau (la largeur à mi-hauteur n'évolue que de 10 % entre 15 et 35 cm à 1.8 GeV). Cette focalisation est liée à l'émission anisotrope (focalisée aux angles avant) des particules émises lors de la cascade intra-nucléaire via les réactions (p,p') , (p,n) , (p,xn) , (p,xp') ,...

Il faut aussi remarquer que le développement radial de l'émission neutronique se fait très tôt puisque dès le premier centimètre il a atteint plus de 50 % de sa valeur asymptotique. Ceci justifie pleinement le choix de cibles cylindriques.

Une étude plus détaillée des sections efficaces différentielles des neutrons quittant la cible et des fluences de neutrons à l'intérieur de la cible pourra être trouvée dans les références [Led 99] et [Tar 99].

10.5.3 L'économie des neutrons

Le coût de production des neutrons peut être exprimé comme le nombre moyen de neutrons émis par proton incident et par unité d'énergie du faisceau. L'évolution de cette quantité en fonction de l'énergie du proton est représentée fig. 10.13 pour des cibles de Pb et de W de 35 cm d'épaisseur et 15 cm de diamètre. Nous avons inclus des données mesurées à plus haute énergie avec le même dispositif expérimental au CERN [Hil 98] et à plus basse énergie avec ORION un dispositif voisin à GANIL [Lot 98]. Les données publiées sont corrigées de la même manière de l'efficacité de détection.

Un bon accord est observé entre les nouvelles et les anciennes données bien qu'une différence d'au moins 7% soit observée à 1.2 GeV. Cette différence peut être reliée à une qualité de faisceau et de cible différente. L'ensemble de ces points donne une étude systématique sur le coût de production des neutrons, sur une très large gamme en énergie, réalisée avec une même technique de modération utilisant un liquide scintillant dopé au Gd. Les résultats de la simulation avec HERMES sont indiqués pour une cible de Pb 35×15 cm (courbe pleine) et de 60×20 cm (courbe en pointillés), et pour une cible de W de 35×15 cm (courbe en traits discontinus).

L'évolution du nombre de neutrons présente un maximum autour de 800 MeV pour la cible de Pb tandis que ce maximum est décalé à plus haute énergie pour la cible de W. Le nombre de neutrons produits au voisinage de ce maximum est de 21 et 23 n/p·GeV pour le Pb et le W, respectivement.

Les simulations réalisées avec HERMES sont en accord satisfaisant avec les données expérimentales. Tout en sachant que ce calcul a les faiblesses qui ont déjà été mentionnées (section 9.4), on peut néanmoins utiliser les résultats de ce calcul pour faire quelques prédictions en modifiant l'énergie du faisceau et la taille de la cible très légèrement en

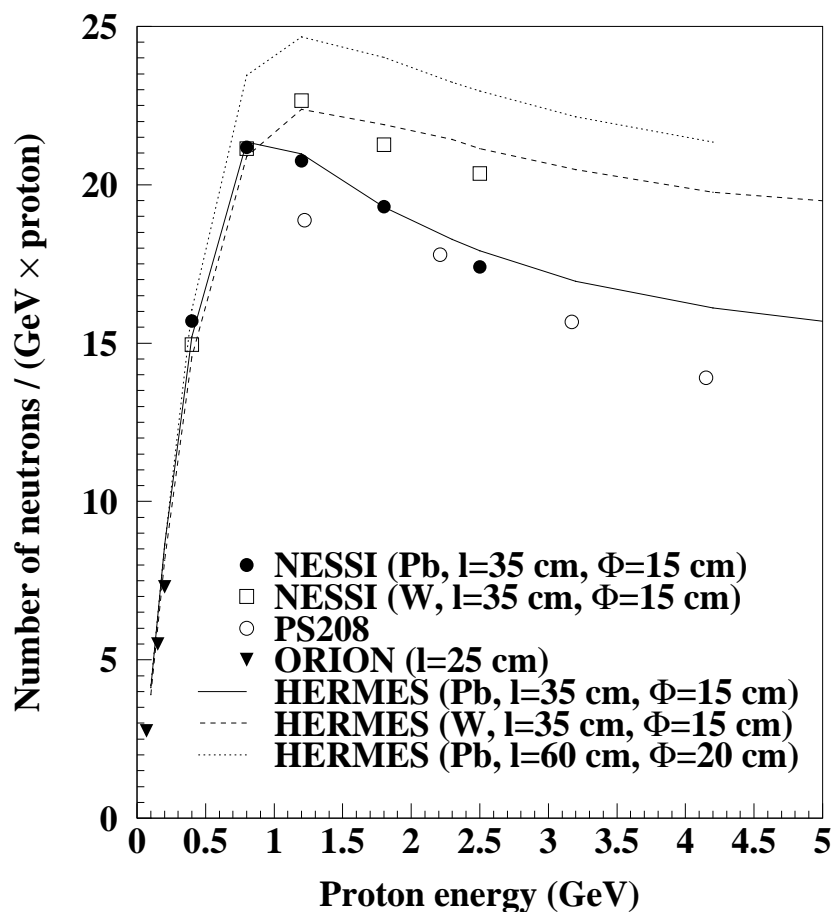


FIG. 10.13 – Multiplicité moyenne de neutrons par unité d'énergie (en GeV) et par proton incident en fonction de l'énergie du faisceau pour une cible de Pb de 35×15 cm (symboles circulaires) et une cible de W de même taille (symboles carrés). Aux données NESSI ont été ajoutées des données à basse énergie (ORION [Lot 98]) et à hautes énergies (PS208 [Hil 98]). Les lignes solides, en pointillés et en tirets sont les résultats du code HERMES pour une cible de Pb de 35×15 cm, 60×20 cm et une cible de W de 35×15 cm, respectivement.

dehors du champ des mesures effectuées. On peut retenir deux effets :

- déjà à 800 MeV, la taille de la cible de Pb (35×15 cm) n'est pas optimisée pour produire le maximum de neutrons et cet effet ne peut que s'accroître à plus haute énergie.
- il semble également qu'en augmentant la taille de la cible la production devienne moins dépendante de l'énergie au-delà du maximum (courbe sensiblement plus plate). Nous savons par ailleurs qu'en augmentant trop l'énergie du faisceau l'effet des "fuites électromagnétiques" (γ , μ) devient de plus en plus sensible.

Tout ceci montre qu'un travail expérimental reste à réaliser en accroissant à la fois les tailles de cibles et les énergies pour mieux maîtriser la connaissance de la production. Il existe bien d'autres données expérimentales [Ara 99], [Vas 90], [Nik 90] mais obtenues par des techniques différentes de mesure.

Une meilleure connaissance de l'économie de neutrons peut avoir des conséquences importantes sur la construction d'un dispositif de production de neutrons à hauts flux. En particulier, si on suppose que le coût de production des neutrons reste à peu près stable sur une large gamme en énergie incidente, alors pour une production de neutrons donnée, l'intensité du faisceau peut être réduite en utilisant des énergies plus élevées. Ce point est important à signaler car on peut ainsi réduire la "charge" sur la fenêtre séparant l'accélérateur de la cible. C'est l'un des principaux problèmes rencontrés pour la construction des ADS ou des sources de neutrons.

10.6 Conclusion

Cette étude a permis de rassembler un certain nombre de données, de manière cohérente entre elles, sur la production de neutrons sur une large gamme en énergie de 400 MeV à 2.5 GeV couvrant le régime de fonctionnement des sources de neutrons en projet, pour des matériaux peu fissiles. Notre dispositif expérimental est apparu parfaitement adapté à ce genre d'étude et a permis d'étudier la production de neutrons en fonction d'un certain nombre de paramètres, en donnant des informations directes à la fois sur la probabilité de réaction et sur les distributions en multiplicité de neutrons.

Il est apparu que si la production de neutrons, dans la première réaction, dépend très peu du matériau et de l'énergie du faisceau, le gain en neutrons, lorsque l'épaisseur de cible augmente, dépend en priorité de la probabilité de réaction et d'une façon moindre d'une meilleure utilisation de l'énergie du proton incident à travers le développement de la cascade. L'effet de celle-ci devient prépondérant au-delà de deux ou trois longueurs d'interaction.

Nous avons vu que l'un des facteurs limitatifs pour le développement de la cascade était, à basse énergie, le pouvoir d'arrêt électronique.

Le flux maximal de neutrons est atteint dans les premiers cm de la cible et l'ajout de matière au-delà de ce maximum prend une part de plus en plus réduite dans la production totale de neutrons.

Le coût en neutrons (exprimé en neutrons/proton·GeV) a été exploré en fonction de l'énergie du proton incident montrant que l'énergie optimale de production des neutrons se situe autour de 1 GeV. A cette énergie, environ 20 neutrons sont produits pour une cible peu fissile comme le Pb avec un dépôt thermique dans la cible que l'on peut estimer à environ 40 MeV par neutron produit (150-200 MeV/neutron pour un réacteur nucléaire).

Il est en outre apparu dans cette étude que le choix d'une cible de spallation (nature, géométrie) ne peut se limiter simplement à des considérations de production de neutrons mais doit aussi tenir compte d'autres paramètres comme l'émission de rayonnements parasites (problème de sûreté).

Finalement les données expérimentales ont été comparées aux résultats du code de calcul HERMES montrant un bon accord entre les deux même si nous savons que le modèle traite mal l'émission de particules chargées pour des raisons identifiées.

Chapitre 11

Conclusions

Grâce aux progrès technologiques des accélérateurs, de nouveaux projets de sources intenses de neutrons utilisant les réactions de spallation ont vu le jour ces dernières années. Le choix des caractéristiques de la cible de spallation, de l'énergie du faisceau de proton et de la nature des matériaux entourant la cible nécessite l'utilisation de codes de simulation aussi fiables et prédictifs que possible. Le développement de ces codes nécessite une extension des données expérimentales disponibles afin d'améliorer notre compréhension du processus de spallation.

C'est dans ce cadre général et en particulier dans celui du projet européen de source de spallation (ESS) et dans celui du projet de recherche français GEDEON qu'a été réalisé le travail présenté dans ce mémoire. Il s'inscrit dans un programme expérimental mené par la collaboration NESSI (Neutron Scintillator and Silicon detector) visant à fournir un certain nombre de données exclusives sur la production de neutrons en cibles minces et épaisses, de particules chargées légères, de fragments de masse intermédiaire et de fragments de fission en cibles minces.

Deux études ont été réalisées : une étude de la réaction de spallation $p+Au$ à 2.5 GeV et une étude de la production neutronique en cibles épaisses avec des protons de 0.4 à 2.5 GeV. Chacune de ces études est d'importance pour la compréhension des processus physiques mis en jeu dans les cibles de spallation et a permis d'apporter des données très contraignantes pour tester les modèles utilisés dans les codes de simulation.

Les deux expériences décrites et étudiées dans ce travail ont été réalisées à l'aide du dispositif expérimental NESSI, auprès de l'accélérateur de protons COSY (Jülich).

Il est apparu que le système de détection utilisé, alliant un détecteur de neutrons de grande efficacité basé sur une technique de modération et dopé au Gd à des détecteurs de particules chargées, est bien adapté à l'étude des processus physiques intervenant dans les cibles de spallation. Les effets de détection qu'implique l'utilisation d'un tel détecteur de neutrons sont relativement bien connus et peuvent être pris en compte dans les simulations.

Le détecteur de neutrons, utilisé dans sa fonction de compteur, permet de mesurer les distributions de multiplicité de neutrons. Cette information, utilisée seule en cibles épaisses apporte des contraintes beaucoup plus fortes que les simples valeurs moyennes pour les modèles de transport. L'information "multiplicité de neutrons", couplée à l'information

“multiplicité de particules chargées légères”, en cibles minces, donne accès, événement par événement à une quantité fondamentale pour l’étude du processus de spallation : l’énergie d’excitation du noyau cible.

Dans la suite, nous résumons les points forts et les résultats des deux études menées dans ce travail de thèse.

Etude de la réaction élémentaire de spallation

Le processus élémentaire de spallation a pu être étudié de façon détaillée grâce à la mesure, à quatre angles, des spectres en énergie des particules chargées (p, d, t, ^3He , ^4He , ^6He , ^6Li , ^7Li), corrélée à la mesure des multiplicités de neutrons et de particules chargées légères. L’ensemble de ces informations ont permis une étude exclusive du processus en fonction du temps et en fonction de l’énergie dissipée dans le noyau cible.

Nous avons vu que les spectres expérimentaux de toutes les particules chargées présentent deux composantes : une composante directe essentiellement focalisée aux angles d’émission avant quasiment indépendante de l’énergie déposée dans le noyau cible, et une composante d’origine évaporative insensible à l’angle d’émission. Cette allure des spectres justifie pleinement l’utilisation d’une description du processus de spallation en deux étapes, modélisées dans notre cas à l’aide du code de cascade intra-nucléaire de Liège (INCL2.0) couplé au code de désexcitation statistique GEMINI.

Lorsque les effets de détection sont pris en compte, les distributions des multiplicités de particules légères sont bien reproduites par la simulation de même que leurs corrélations. Ceci nous a conduit à mettre au point une technique permettant de remonter à la distribution en énergie d’excitation, événement par événement, à partir de la mesure simultanée des multiplicités de neutrons et des multiplicités de particules chargées légères. Nous avons ainsi pu tester les prédictions du code INCL2.0 relatives à la distribution en énergie d’excitation, montrant un bon accord entre les distributions simulées et expérimentales. Ceci confirme les résultats obtenus à plus basse énergie incidente [Enk 99], [Wla 00]. Dans notre étude, nous n’avons malheureusement pas pu tester la partie basse énergie d’excitation ($E^* < 100$ MeV).

Les sections efficaces totales de production des particules légères ont été mesurées pour la réaction étudiée. Nous avons estimé la contribution de l’émission “directe” de particules sur le spectre total d’émission, pour chaque particule légère. Nous avons ainsi pu montrer que l’essentiel des protons et des ^3He ne sont pas d’origine évaporative et que pour les autres particules légères une part relativement importante provient de l’émission “directe”. En particulier, il est apparu qu’environ 38% des ^3H ne sont pas d’origine évaporative. Pour les calculs de radioprotection, il est donc important de tenir compte de l’émission de prééquilibre.

Cette contribution de prééquilibre se manifeste à tous les angles, et il est apparu extrêmement difficile de séparer la composante évaporative de la composante “directe”. Cependant, ^4He n’est “pollué” que d’environ 10% par des émissions “directes” aux angles arrière, ce qui fait de cette particule une très bonne sonde pour tester l’émission à l’équilibre.

Nous avons montré que même aux énergies d’excitation les plus hautes atteintes dans

cette réaction (plus de 600 MeV), l'émission des particules chargées légères peut encore être décrite par un modèle de désexcitation séquentielle qui implique l'atteinte d'un équilibre thermodynamique très rapide (de l'ordre de 22.7 ± 3 fm/c d'après le calcul théorique).

La bonne reproduction de la partie évaporative des spectres par GEMINI montre que l'évaporation, avec le paramètre de densité de niveaux utilisé ($a = A/10$), est correctement traitée par ce code.

Nous avons également étudié l'influence du recul du noyau cible sur les spectres des particules α et son effet sur la détermination de la barrière coulombienne du noyau émetteur. Nous avons ainsi montré qu'il est peu réaliste de considérer une vitesse moyenne de recul car celle-ci est soumise à d'énormes fluctuations comparées à sa valeur moyenne.

L'étude de la partie "directe" des spectres de protons a permis de valider, globalement, le code de cascade INCL2.0. Il est cependant apparu quelques désaccords, à basse énergie d'excitation, entre les résultats du code et les résultats expérimentaux. Ces désaccords sont probablement dus à la description du noyau dans cette version du code, comme un noyau à bord franc. Une version plus récente (INCL3.0) tenant compte de la diffusivité du noyau mériterait d'être testée. Nous avons également constaté qu'il existe une zone aux énergies intermédiaires (entre 10 et 50 MeV) relativement mal reproduite par le couplage des deux modèles. Cette zone correspond à la zone de recouvrement où les contributions de l'émission de particules "directes" et de l'émission de particules évaporées sont comparables. Dans cette gamme en énergie, l'hypothèse de base qui sous-tend le code de cascade intra-nucléaire (longueur d'onde associée aux particules petite par rapport aux distances internucléoniques) n'est pas vérifiée.

La formation des particules composites de grande énergie n'est pas prise en compte dans le code de cascade INCL2.0. Nous avons exploré une approche de coalescence que nous avons inclus dans le code INCL2.0. Le modèle de coalescence utilisé décrit la formation des particules composites dans l'espace de phase de chacune des particules susceptibles de quitter le noyau. Ce modèle utilise un jeu de paramètres défini de façon à reproduire les rapports isotopiques des particules légères mesurés. Cette description permet de reproduire les spectres expérimentaux des particules peu massives ($A < 4$). Mais au delà de cette masse, la formation des particules composites ne peut plus être expliquée par la simple coalescence de nucléons. Il faudrait alors faire appel à un processus plus complexe. L'introduction d'un modèle de coalescence entraîne une diminution des sections efficaces des protons (et certainement aussi des neutrons qui n'ont pas été testés dans ce travail) utilisés pour "construire" les particules composites.

En résumé, nous avons pu montrer que la description de la réaction élémentaire de spallation comme un processus en deux étapes semble réaliste. Nous avons validé les deux codes INCL2.0 et GEMINI. Cependant nous avons vu que la zone de recouvrement énergétique entre les deux étapes est légèrement surestimée et que le modèle INCL2.0 reproduit moins bien les données expérimentales à basse énergie d'excitation car les effets de bord ne sont pas pris en compte dans cette version. L'introduction d'un processus de coalescence, dans le code de cascade, permet de former des particules composites de masse inférieure à quatre, mais au prix d'une détérioration de l'abondance calculée de l'émission de protons.

Production de neutrons en cibles épaisses

Le traitement de la spallation en cibles épaisses utilise la description élémentaire du processus de spallation pour décrire l'interaction d'une particule légère avec cette cible. Les particules rapides générées lors de la cascade intra-nucléaire peuvent à leur tour induire d'autres réactions et ainsi permettre de développer une cascade inter-nucléaire. C'est ainsi que l'on peut "convertir" efficacement l'énergie du proton incident en neutrons "libérés".

Grâce aux deux informations fournies par le détecteur de neutrons, nous avons pu étudier séparément l'évolution des deux grandeurs qui gouvernent la production de neutrons : la probabilité de réaction et le nombre moyen de neutrons par réaction, en fonction de l'énergie du faisceau, de la taille et de la forme de la cible et de la nature du matériau.

Nous avons pu montrer que si la production de neutrons, dans la première réaction, dépend peu du matériau et de l'énergie du faisceau, lorsque l'épaisseur de cible augmente le gain dans la production provient pour une large part de l'augmentation de la probabilité de réaction. Cette augmentation est dominante pour des épaisseurs de cible inférieures à deux ou trois longueurs d'interaction. Au delà de cette longueur, le gain en neutrons provient du développement de la cascade inter-nucléaire.

Nous avons pu montrer que le développement de la cascade inter-nucléaire dépend essentiellement de l'énergie disponible et que les réactions dans lesquelles le plus de neutrons sont générés se produisent à une faible profondeur de cible ($\simeq 10$ cm).

Les distributions en multiplicité de neutrons ainsi que les moyennes ont été comparées aux résultats du code de transport HERMES, montrant un bon accord, bien que les insuffisances du code en ce qui concerne le traitement des particules chargées soient connues. Il faut noter que la description du processus élémentaire de spallation utilisée dans ce code est différente de celle utilisée dans la première partie de cet exposé. Les particules composites de haute énergie ne sont, en particulier, pas prises en compte.

Nous avons pu établir une étude systématique du coût de production des neutrons (exprimé en neutrons/proton·GeV) sur une large gamme en énergie (de 200 MeV à 4.8 GeV) et montrer que celui-ci dépend relativement peu de l'énergie au delà d'une limite de l'ordre de 1 GeV (pour 35×15 cm de Pb) en dessous de laquelle le pouvoir d'arrêt électronique joue un rôle de plus en plus néfaste. Cette faible dépendance à haute énergie peut avoir un impact important sur le choix de l'énergie des protons, pour la construction des sources de spallation, car une augmentation de l'énergie du faisceau peut permettre de réduire la "charge" sur la fenêtre séparant l'accélérateur de la cible en conservant la même production neutronique. La tenue de la fenêtre est en effet l'un des principaux problèmes des systèmes ADS. Il faut cependant signaler qu'une augmentation de l'énergie entraîne une augmentation des coûts d'accélération des protons et également une augmentation des problèmes de radioprotection. Les données présentes doivent être complétées par des données à plus haute énergie et sur cibles plus épaisses afin d'explorer les détails de l'économie de neutrons.

Perspectives

La formation des noyaux “chauds” par les réactions de spallation est aujourd’hui bien comprise et l’ensemble des données accumulées ces dernières années, complétées par celles présentées dans ce travail, s’accordent sur le caractère réaliste du code de cascade intra-nucléaire de J. Cugnon.

Toutefois l’émission de particules composites de prééquilibre et la désexcitation des noyaux “chauds” nécessitent des mesures complémentaires et des affinements théoriques.

Dans ce travail nous avons ouvert une voie d’exploration, pour comprendre la formation des particules composites de prééquilibre à partir des positions relatives des nucléons dans l’espace de phase. Si ce modèle reproduit de manière satisfaisante les sections efficaces des particules de masse 2 et 3, nous avons vu ses limites pour des masses plus élevées. Les études sur l’émission de particules composites aux angles avant, à plus basse énergie incidente, suggèrent des processus de formation différents de la coalescence : diffusions élastiques ou inélastiques du proton incident sur des quasi-composites (partie haute énergie du spectre [Kom 76]) ou formation séquentielle du composite dans le noyau ([Bar 92]). Ces voies méritent d’être explorées tant sur le plan expérimental que théorique.

D’autre part, l’étude de l’émission de prééquilibre à basse énergie incidente devrait apporter des contraintes pour les codes de prééquilibre et des informations très utiles sur la dynamique de la thermalisation du noyau qui est l’un des problèmes, comme nous l’avons vu, du couplage entre la partie INC et la partie statistique. Un gros travail expérimental et théorique est réalisé dans ce sens dans le cadre du programme GEDEON [Aud 99].

La désexcitation des noyaux “chauds” reste un problème entier. Si les codes reproduisent globalement bien l’évaporation (ce que nous avons testé dans ce travail) et la fission symétrique pour les noyaux peu fissiles, l’émission de fragments de masse intermédiaire est relativement mal traitée. Les études exclusives réalisées précédemment sur la fission [Jah 99], [Led 98] montrent qu’il y a une compétition entre évaporation, émission de fragments et fission, à haute énergie d’excitation. Cette compétition conduit à une augmentation de la fissilité, pour les noyaux peu fissiles, et une diminution de la fissilité pour les noyaux fissiles, avec l’énergie d’excitation. L’étude de la dynamique de la fission dans les noyaux “chauds” est d’importance pour la compréhension des phénomènes collectifs dans le noyau, mais aussi pour améliorer la prédiction des codes de désexcitation statistique utilisés dans les codes de transport. En effet, même si avec des cibles peu fissiles comme le Pb et le Hg la probabilité de fission est faible ($\simeq 100$ mb), il est important de pouvoir l’évaluer correctement afin de connaître l’identité des “poisons” éventuels qui peuvent polluer la cible au cours du temps. Cette étude ne peut se faire que de manière exclusive. Un programme expérimental a été proposé à COSY, avec le dispositif NESSI, afin de mesurer tous les produits de la désexcitation : neutrons, particules chargées légères, FMI et fragments de fission.

Pour conclure, le travail exposé dans ce mémoire complète un ensemble d’études réalisées ou en cours de réalisation sur le processus de spallation élémentaire et son développement en cibles épaisses. Des mesures complémentaires sont encore nécessaires mais l’ensemble des mesures existantes permettent déjà de contraindre une partie des modèles

utilisés pour simuler la spallation. Des efforts sont entrepris pour améliorer les prédictions des modèles.

Annexe A

Résultats de l'ajustement des distributions en multiplicités de neutrons

Cette annexe présente les résultats de l'ajustement des distributions de multiplicité de neutrons pour toutes les énergies, épaisseurs de cible et natures de cibles utilisées. L'ajustement est de la forme :

$$\frac{d\sigma}{dn} = \frac{S_E}{T_n} \exp\left(\frac{-M_n}{T_n}\right) + \frac{S_G}{s\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(M_n - M_n^{max})^2}{2s^2}\right) \quad (\text{A.1})$$

TAB. A.1 – Paramètres obtenus par l'ajustement des distributions de multiplicité de neutrons (sans correction d'efficacité) avec la relation donnée par l'eq.A.1. Les valeurs moyennes (Mean) ainsi que les déviations (RMS) des distributions sont également données. La valeur moyenne, une fois corrigée de l'efficacité (Fig. 9.8) conduit aux données montrées fig.10.7 et fig.10.8.

Thickness (cm)	M_n^{max}	s	T_n	$S_G(.10^{-2})$	$S_E(.10^{-2})$	Mean	RMS
Pb - thin targets for respectively 1.2, 1.8, 2.5 GeV							
0.20	15.28	5.25	6.25	0.74	0.32	12.12	7.13
0.20	17.63	5.71	8.25	0.70	0.34	13.35	8.37
0.20	19.95	6.23	10.31	0.67	0.37	13.66	9.95
W - thin targets for respectively 1.2, 1.8, 2.5 GeV							
0.11	13.38	4.97	6.14	0.64	0.24	11.11	6.30
0.11	15.36	5.48	7.54	0.67	0.28	12.12	7.46
0.11	17.34	6.01	8.91	0.69	0.32	12.31	8.86

Hg - thin targets for respectively 1.2, 1.8, 2.5 GeV							
0.50	14.91	5.42	7.30	2.02	0.79	12.33	7.00
0.50	17.67	6.07	8.64	1.93	0.88	13.91	8.42
0.50	19.58	6.93	10.79	2.26	0.99	14.59	9.94
Pb 1.2 GeV $\phi = 8$ cm							
35.00	19.15	8.42	13.53	78.13	7.19	18.40	8.93
Pb 1.2 GeV $\phi = 12$ cm							
35.00	21.08	9.02	14.86	80.32	4.75	20.51	9.43
Pb 1.2 GeV $\phi = 15$ cm							
1.00	16.62	6.21	8.40	3.91	1.94	13.38	8.04
2.00	17.48	6.95	9.28	7.63	3.42	14.45	8.57
3.00	18.31	7.47	10.02	11.24	4.87	15.28	9.06
5.00	19.28	8.34	10.22	18.85	6.05	16.80	9.53
7.00	20.02	8.79	11.57	26.09	7.30	17.96	9.85
10.00	21.10	9.21	11.69	35.45	7.85	19.22	10.18
12.00	21.54	9.31	11.85	40.88	8.33	19.63	10.34
15.00	21.74	9.26	11.65	49.01	7.73	20.15	10.15
20.00	22.11	9.45	12.03	60.24	6.58	20.85	10.20
25.00	22.37	9.40	13.80	68.81	5.78	21.46	10.00
30.00	22.66	9.54	15.59	75.65	4.55	22.05	9.98
35.00	22.70	9.50	15.07	80.37	3.97	22.17	9.86
Pb 1.8 GeV $\phi = 8$ cm							
0.50	18.58	6.59	9.37	1.95	0.87	14.90	8.86
1.00	19.53	7.08	10.86	3.78	1.90	15.72	9.44
5.00	22.85	9.59	12.44	18.83	6.44	19.71	11.24
10.00	24.65	10.51	12.32	35.93	8.23	22.12	11.79
15.00	25.67	10.55	13.15	48.57	9.62	23.38	11.84
20.00	26.21	10.57	14.64	57.48	9.92	24.30	11.76
25.00	26.49	10.55	15.50	65.05	9.76	24.80	11.67
30.00	26.55	10.52	16.88	71.09	9.74	25.14	11.51
35.00	26.51	10.52	17.90	75.82	9.61	25.25	11.45
40.00	26.21	10.71	18.31	81.81	7.34	25.45	11.24
Pb 1.8 GeV $\phi = 12$ cm							
15.00	27.98	11.57	13.94	49.05	8.73	25.77	12.77
20.00	28.77	11.68	13.60	60.35	7.61	27.06	12.66
25.00	29.39	11.45	17.14	66.54	9.16	27.69	12.58
30.00	29.63	11.51	17.19	73.41	7.68	28.30	12.41
35.00	29.73	11.36	19.79	77.18	7.97	28.55	12.25
39.00	29.63	11.36	21.98	80.55	7.38	28.73	12.10

Pb 1.8 GeV $\phi = 15$ cm							
1.00	19.75	7.22	11.85	3.77	1.96	16.04	9.55
2.00	21.07	8.48	12.42	7.65	3.32	17.66	10.43
3.00	22.40	9.19	12.92	11.37	4.85	18.91	11.08
4.00	23.44	9.58	14.42	14.43	6.47	19.92	11.54
5.00	24.22	10.23	13.82	18.38	6.85	20.90	11.93
7.00	25.64	10.97	13.60	25.63	7.98	22.43	12.53
8.00	26.38	11.12	14.30	28.44	8.74	23.21	12.74
10.00	26.98	11.44	13.73	35.02	8.71	24.16	12.83
12.00	28.34	11.62	14.34	39.94	9.62	25.43	13.19
15.00	28.80	11.71	14.48	47.80	9.82	26.20	13.17
20.00	29.99	11.79	14.38	58.67	9.11	27.78	13.13
25.00	31.22	11.87	17.96	64.99	9.91	29.22	13.28
30.00	31.53	11.88	17.64	73.15	8.18	29.98	13.02
35.00	31.68	11.86	19.93	78.44	7.07	30.52	12.71
Pb 2.5 GeV $\phi = 8$ cm							
0.26	20.02	6.72	10.18	0.95	0.40	15.36	9.73
2.00	23.29	9.57	13.11	7.83	3.03	18.97	11.91
10.00	29.53	12.32	15.70	34.69	9.51	25.92	14.29
20.00	32.00	12.54	18.64	56.58	10.98	29.38	14.28
35.00	32.93	12.40	25.20	74.44	11.17	31.33	13.71
Pb 2.5 GeV $\phi = 12$ cm							
35.00	37.28	13.69	20.89	79.55	7.12	35.81	14.82
Pb 2.5 GeV $\phi = 15$ cm							
2.00	23.88	9.98	13.24	7.83	3.08	19.38	12.31
5.00	27.96	12.57	13.96	19.49	5.63	24.16	14.23
10.00	32.76	13.97	15.30	35.25	8.56	29.03	15.77
15.00	35.83	14.18	18.36	46.94	10.53	32.32	16.26
20.00	37.86	14.17	22.44	55.53	12.28	34.63	16.34
25.00	38.93	14.21	23.70	65.81	10.84	36.47	15.99
30.00	39.65	14.23	23.39	71.78	9.47	37.47	15.87
35.00	40.24	14.04	27.48	75.94	9.41	38.40	15.55
W 1.2 GeV $\phi = 8$ cm							
5.00	17.82	8.81	10.57	32.93	4.68	17.19	8.91
20.00	20.01	9.09	21.11	80.12	2.67	19.92	9.13
34.75	19.61	9.13	7.78	93.24	0.00	19.75	8.93
W 1.2 GeV $\phi = 12$ cm							
5.00	18.42	9.31	10.86	32.78	4.61	17.87	9.31
20.00	21.85	9.52	13.33	80.33	1.98	21.60	9.63

34.75	21.68	9.30	19.28	91.45	0.00	21.77	9.14
W 1.2 GeV $\phi = 15$ cm							
1.00	15.11	6.78	8.75	6.83	2.24	13.30	7.68
2.00	16.33	7.86	9.69	13.58	3.80	14.75	8.47
5.00	18.70	9.50	9.70	33.06	4.61	17.93	9.54
10.00	21.29	9.85	10.27	54.29	5.28	20.38	10.18
15.00	22.49	9.63	12.40	67.27	5.30	21.59	10.15
20.00	22.83	9.53	14.22	77.21	3.67	22.27	9.91
25.00	22.75	9.40	28.88	82.64	2.93	22.47	9.67
30.00	22.69	9.40	17.94	88.39	0.00	22.69	9.35
34.75	22.49	9.30	13.26	90.46	0.00	22.56	9.16
W 1.8 GeV $\phi = 8$ cm							
0.26	16.44	5.97	9.05	1.62	0.79	13.16	8.00
0.50	16.81	6.95	9.84	3.39	1.22	14.25	8.43
1.00	17.95	7.95	10.87	6.74	2.43	15.50	9.23
2.00	19.57	9.38	11.80	13.58	3.88	17.54	10.22
3.00	20.89	10.20	12.07	20.17	4.95	19.05	10.86
4.00	22.02	10.66	12.62	26.01	6.16	20.18	11.34
5.00	23.08	10.88	13.85	30.84	7.49	21.18	11.65
7.00	24.18	11.61	11.83	42.95	5.94	22.92	11.96
10.00	25.58	11.37	13.80	52.87	7.90	24.13	12.01
15.00	27.18	11.57	15.20	68.62	5.80	26.44	11.92
20.00	27.87	11.40	17.52	78.06	5.98	27.12	11.83
25.20	27.98	11.26	22.41	84.26	5.05	27.54	11.57
30.20	27.92	11.24	26.98	89.03	4.06	27.74	11.38
34.49	27.84	11.16	31.77	91.64	3.74	27.77	11.25
W 1.8 GeV $\phi = 12$ cm							
20.00	30.71	11.95	18.39	77.73	5.91	29.86	12.53
24.00	31.03	11.76	17.46	84.35	4.48	30.34	12.22
30.00	31.02	11.66	32.27	88.04	4.07	30.76	11.88
34.49	30.95	11.59	25.45	92.11	2.15	30.81	11.66
W 1.8 GeV $\phi = 15$ cm							
1.00	17.55	8.45	9.08	7.36	1.81	15.55	9.24
2.00	19.88	9.66	12.34	13.68	4.07	17.89	10.48
3.00	21.50	10.39	13.54	19.58	6.02	19.37	11.22
4.00	22.89	11.11	12.77	25.83	6.56	20.78	11.83
5.00	24.24	11.42	15.10	30.01	8.22	22.09	12.22
7.00	26.44	11.69	18.07	37.84	11.49	24.01	12.81
8.00	27.28	12.49	13.48	45.97	7.36	25.59	13.12

10.00	28.30	12.12	17.85	51.35	10.06	26.49	12.98
12.00	30.01	12.35	16.59	58.24	9.15	28.22	13.32
15.00	30.46	11.86	22.77	64.67	11.01	28.86	12.89
20.00	31.40	11.70	24.96	75.97	8.57	30.36	12.46
24.74	31.67	11.59	32.38	82.03	7.15	31.04	12.13
30.00	31.61	11.47	33.71	88.13	4.46	31.33	11.76
34.49	31.38	11.33	45.06	92.57	2.28	31.35	11.35

W 2.5 GeV $\phi = 8$ cm

0.26	18.02	6.74	11.63	1.63	0.77	14.00	9.24
0.50	18.71	7.92	11.86	3.35	1.15	15.43	9.80
2.00	22.33	11.20	13.65	13.87	3.68	19.70	12.26
5.00	27.14	13.46	12.46	32.43	5.89	24.86	14.11
10.00	31.60	14.04	15.40	54.04	6.04	30.25	14.58
15.00	34.19	13.73	16.78	67.11	8.01	32.32	14.82
25.00	35.76	13.47	20.06	84.37	5.62	34.74	14.14
30.00	35.86	13.21	31.00	87.40	5.75	35.23	13.72
34.75	35.99	13.15	34.31	89.21	5.57	35.46	13.69

W 2.5 GeV $\phi = 12$ cm

2.00	22.95	11.36	14.20	13.61	4.01	20.23	12.45
34.75	40.25	13.63	33.09	92.01	4.35	39.66	14.16

W 2.5 GeV $\phi = 15$ cm

1.00	20.63	9.44	12.97	6.77	2.41	17.29	11.09
2.00	23.22	11.67	13.53	13.91	3.83	20.46	12.67
3.00	25.43	12.91	14.14	20.26	5.01	22.85	13.68
5.00	29.07	14.42	14.47	31.79	6.12	26.75	15.06
7.00	32.34	14.81	16.10	40.52	8.54	29.46	15.94
10.00	35.71	14.98	18.09	51.30	9.96	32.73	16.53
15.00	39.29	14.64	23.07	64.85	11.37	36.55	16.48
20.00	41.03	14.35	30.04	73.93	10.96	38.96	15.99
25.00	41.95	13.97	29.53	82.25	8.54	40.37	15.40
30.00	42.15	13.85	34.26	87.74	6.32	41.19	14.80
34.75	42.17	13.72	37.72	91.41	4.54	41.56	14.33

Hg 1.2 GeV $\phi = 15$ cm

2.00	16.98	7.25	8.76	9.42	3.57	14.35	8.52
3.25	18.16	7.70	11.49	13.93	6.48	15.47	9.11
5.23	19.42	8.30	12.66	22.20	8.92	16.94	9.64
7.00	19.37	8.80	12.96	30.78	7.08	17.90	9.56
10.23	21.09	8.92	18.11	39.07	11.99	19.33	10.10
15.13	21.87	9.29	15.28	55.29	8.80	20.51	10.18

20.23	22.05	9.46	20.30	67.36	6.64	21.37	9.92
25.18	22.00	9.52	15.52	77.14	1.99	21.78	9.62
30.45	21.86	9.52	4.81	84.76	0.00	21.91	9.41

Hg 1.8 GeV $\phi = 15$ cm

2.00	20.28	8.82	12.65	9.40	3.29	17.66	10.22
5.00	24.11	10.83	14.57	22.96	6.46	21.65	11.99
10.23	27.47	11.76	17.26	41.70	9.34	25.26	12.90
15.13	29.05	12.04	22.90	55.64	9.22	27.64	12.86
20.23	30.26	11.83	23.32	66.08	9.72	28.81	12.81
25.18	30.53	12.04	17.16	77.64	3.81	29.95	12.42
30.45	30.56	12.10	19.86	84.63	0.77	30.60	11.98
33.70	30.44	11.98	22.19	89.06	0.67	30.54	11.84

Hg 2.5 GeV $\phi = 15$ cm

5.00	28.44	13.18	13.99	23.65	5.98	25.08	14.52
10.23	33.47	14.31	16.78	42.44	8.70	30.51	15.77
15.13	36.25	14.46	17.88	56.09	8.94	33.71	15.93
20.23	38.12	14.29	21.75	66.68	8.97	36.11	15.70
25.18	39.02	14.24	21.83	74.74	7.34	37.44	15.39
30.45	39.56	14.02	23.86	80.85	6.19	38.38	14.97
33.70	39.42	14.00	23.37	85.18	4.85	38.54	14.71

Annexe B

Schéma de l'électronique

Dans cette annexe le schéma complet de l'électronique de déclenchement est présenté (pour information).

La signification des abréviations utilisées dans le schéma est donnée ci-dessous :

Co	: unité de coïncidence
DGG	: générateur de porte
TAC	: codeur de temps
CFD	: discriminateur à fraction constante
Presc.	: échantillonneur de signal
Fan in, Fan out	: "OU" en entrée, "OU" en sortie
S1,S10,S3,S5-S8, Cf, Cosmics, BNB	: signaux provenant des différents détecteurs
BNB trigger, Telescopes BSiB, S1 inclusif	: signaux de déclenchement de l'acquisition
TAKT	: signal de mise en temps
44 μ s	: porte de comptage des neutrons

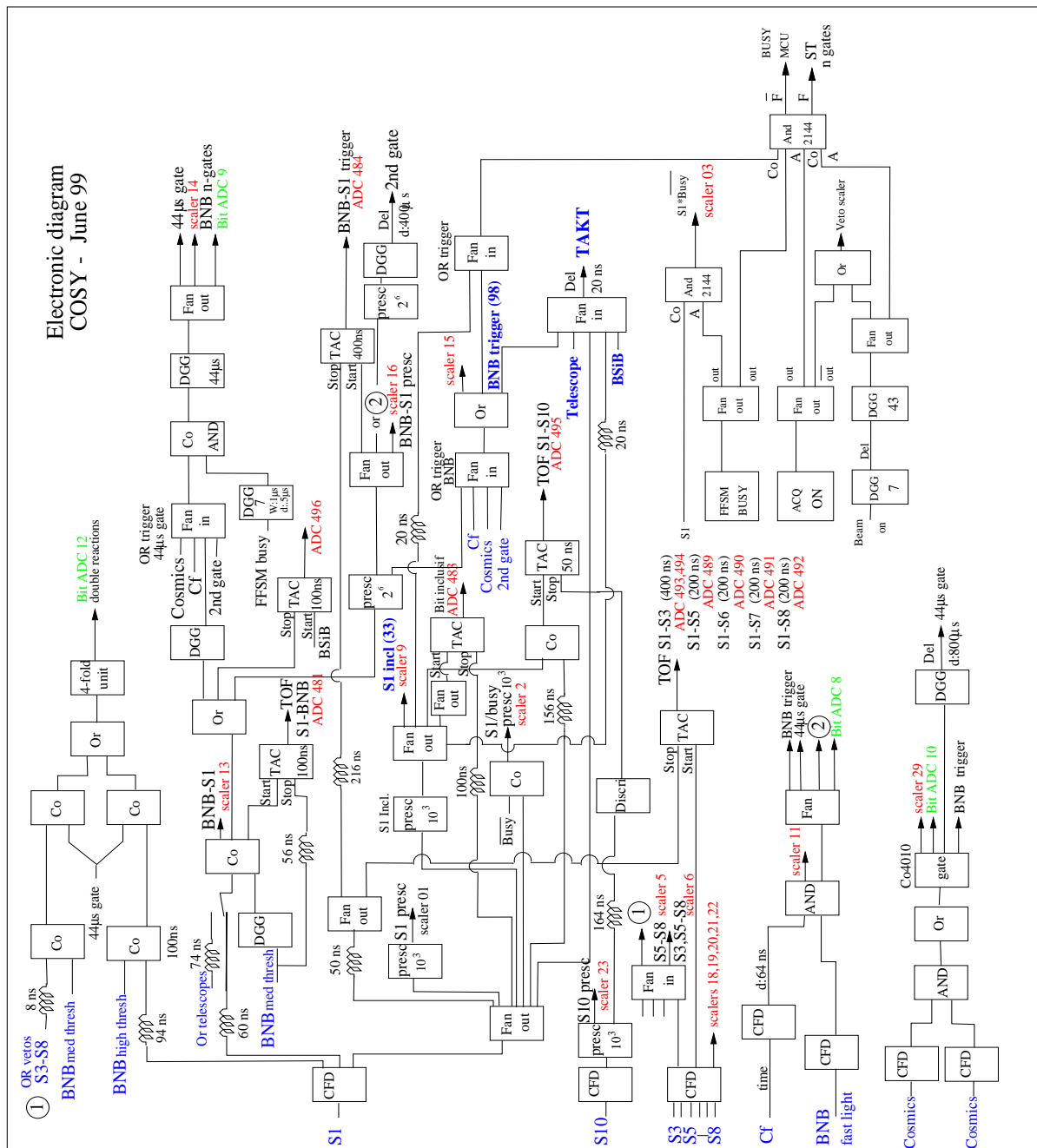


FIG. B.1 – Schéma complet de l'électronique de déclenchement.

Annexe C

HERMES

L'interaction d'une particule avec la matière dans une cible épaisse est très complexe à décrire du fait du nombre important de noyaux cibles et donc de réactions possibles. Des codes dit "de transports" ont été mis au point de façon à simuler l'interaction et le transport du projectile et des secondaires émis, dans la cible.

Dans cette annexe, nous décrivons brièvement le code de transport utilisé pour décrire la production de neutrons : HERMES [Clo 88]. Ce code a été développé à Jülich et est basé sur le code HETC (High Energy Transport Code [Arm 72]) créé en 1972.

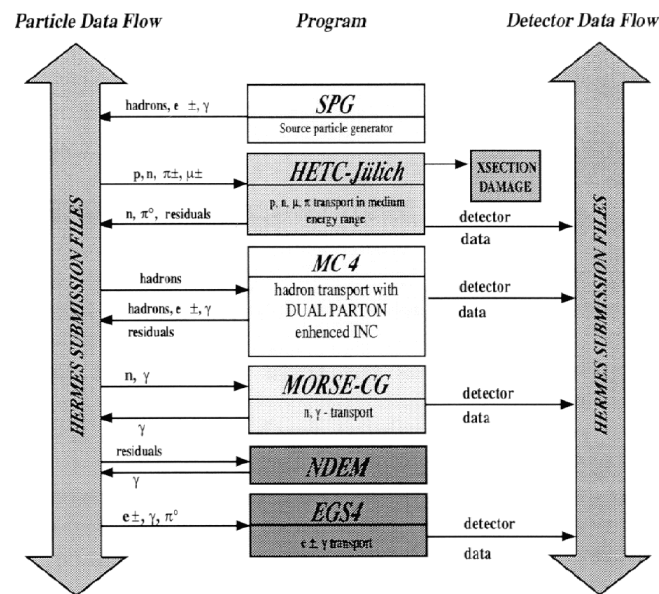


FIG. C.1 – Schéma de couplage des modèles constituant le code HERMES.

HERMES est une collection de codes Monte Carlo simulant le transport des particules et leurs interactions avec la matière. Un schéma du couplage des codes est montré sur la figure C.1. La partie hadronique du code est traitée par le code HETC-Jülich (version modifiée du code HETC) ou MC4 qui assurent l'interaction des hadrons avec les noyaux et leur transport pour une gamme très large en énergie : des énergies intermédiaires aux

hautes énergies. Ces codes utilisent, pour le premier, le modèle de cascade intra-nucléaire de Bertini [Ber 63] couplé au modèle d'évaporation de DRESNER [Dre 62] qui inclu le modèle de fission RAL [Atc 94] et pour le deuxième, le modèle des partons. L'interaction et le transport des neutrons en dessous de 20 MeV est assuré par le code MORSE qui utilise les bibliothèques de sections efficaces neutroniques ENDF/B. La désexcitation finale des résidus (émission des γ de désexcitation) est réalisée par le module NDEM. La cascade électromagnétique (γ , γ provenant de la décroissance des π^0 , e^\pm) est gérée par le code EGS4 [Nel 85].

Lorsque le domaine de validité en énergie d'un modèle est dépassé, les particules auxquelles ceci s'applique sont envoyées dans un fichier pour être traitées par un autre modèle.

Bibliographie

- [Ako 93] A.G. Akopyan et al., *Atom. Energ.* 75 (1993) 219.
- [Ala 75] J.P. Alard et al., *Nuovo Cimento A30* (1975) 320.
- [Ami 92] W.B. Amian et al., *Nucl. Sci. and Eng.* 112 (1992) 78.
- [Ara 99] M. Arai et al., *J. Neutron Research* 8 (1999) 71.
- [Arm 72] T.W. Armstrong et K.C. Chandler, *Nucl. Sci. Eng.* 49 (1972) 110.
- [Arn 99] H. Arnould et al., *Phys. Lett.* B458 (1999) 167.
- [Atc 94] F. Atchison et al., *Proceeding of a Specialists' meeting: Intermediate Energy Nuclear Data: Models and Codes, May 30- Jun 1, Issy-les-Moulineaux* (1994).
- [Att 77] C.M. van Atta, "A brief History of MTA Project", *ERDA Information Meeting on Accelerator Breeding, January 19-19* (1977).
- [Aud 99] S. Auduc et al., "Participation au programme national sur la transmutation des déchets nucléaires (GEDEON), *Activities report 1995-1999, SUBATECH* (1999).
- [Avd 98] P. Avdeyev et al., *E. Phys. J.* A3 (1998) 75.
- [Bal 94] A.B. Baltz et al., *Phys. Lett.* B325 (1994) 7.
- [Bar 92] D.B. Barlow et al., *Phys. Rev.* C45 (1992) 293.
- [Bel 90] V.I. Belyakov et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A295 (1990) 140.
- [Ber 60] M. Berkovitch et al., *Phys. Rev.* 119 (1960) 412.
- [Ber 96] O. Bersillon, *Proceedings of the Second International Conference on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Kalmar, Sweden June 3-7* (1996).
- [Ber 63] H.W. Bertini, *Low-energy intranuclear cascade calculation. Phys.Rev.* 131 (1963), 1801.
- [Bet 30] H.A. Bethe, *Ann. Phys.* 5 (1930) 325.

- [Bir 64] J.B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon, Oxford, 1964.
- [Bla 75] M. Blann, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 25 (1975) 123.
- [Bla 94] M. Blann et al., *Comparaison Internationale de Codes pour le Calcul de Données Nucléaires aux Energies Intermédiaires*, OCDE/AEN, (1994).
- [Boa 79] D. Boal and R.M. Woloshyn, *Phys. Rev. C*20 (1979) 1878.
- [Bog 76] V.I. Bogatin et al., *Nucl. Phys.* A260 (1976) 446.
- [Boh 85] W. Bohne et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A240 (1985), 145.
- [Boh 92] W. Bohne et al., *The 4*-Si-detector ball*. HMI B507 Annual Report, 79 (1992).
- [Bor 98] F. Borne, *Thèse Université de Bordeaux I*, 1998.
- [Bow 92] C.D. Bowman et al., *Nucl. Instr. Meth.* A320 (1992) 336.
- [Boz 78] W. Bozzoli, *Nucl. Phys.* B144 (1978) 317. *Technologies*, Kalmar, Sweden, June 3-7 1996, Ed. H. Condé, Uppsala University Press (1997).
- [But 61] S.T. Butler et C.A Pearson, *Phys. Rev. Lett.* 7, 69 (1961); *Phys. Rev.* 129, 836 (1963).
- [Cha 88] R.J. Charity et al., *Nucl. Phys. A* 483 (1988), 391. (GEMINI-code obtenu via <ftp://wunmr.wustl.edu>).
- [Cha 97] R.J. Charity et al., *Phys. Rev. C*56 (1997) 873.
- [Cie 87] S. Cierjacks et al., *Phys. Rev. C*36 (1987) 1976.
- [Clo 88] P. Cloth et al., *Report Jülich 2203* (1988).
- [Col 71] W.A. Coleman et T.W. Armstrong, *Nucl.Sci. Eng.*, vol. 43 (1971) 353.
- [Cow 82] A.A. Cowley et al., *Phys. Rev. C*54 (1982) 778.
- [Cro 75] J.W. Cronin et al., *Phys. Rev. D*11 (1975) 3105.
- [Cug 81] J. Cugnon, T. Mizutani et J. Vandermeulen, *Nucl. Phys.* A352 (1981) 505.
- [Cug 87a] J. Cugnon, P. Jasselette et J. Vandermeulen, *Nucl. Phys.* A470 (1987) 558.
- [Cug 87b] J. Cugnon, *Nucl. Phys.* A462 (1987) 751.
- [Cug 88] J. Cugnon et M.-C. Lemaire, *Nucl. Phys.* A489 (1988) 781.
- [Cug 97a] J. Cugnon, C. Volant et S. Vuillier, *Nucl. Phys.* A620 (1997) 475.

- [Cug 97b] J. Cugnon et al., Phys. Rev. C56 (1997) 2431.
- [Dre 62] L.W. Dresner, ORNL-TM-196,1962.
- [Dur 93] D. Durand et B. Tamain, La théorie statistique: perspectives et limites, Ecole Internationale Joliot-Curie, 1993.
- [Dua 99] H. Duarte, Proceedings of the Third International Conference On Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications (Praha, Czech Republic, June 7-11 1999).
- [Egi 97] T. von Egidy et al., Proceedings of the Eight International Conference on Nuclear Reaction Mechanism, Varenna, Italy, June 1997.
- [Enk 99] M. Enke et al., Nucl. Phys. A657 (1999) 317.
- [ESS] The European Spallation Source Study, vol.III, The ESS Technical Study, report ESS-96-53-M, 1996, ISBN 0902376659.
- [Eur 96] Euratom du Conseil, directive 96/29, Journal Officiel des Communautés Européennes L159 (1996) 18.
- [Fes 80] H. Feshbach, A. Kerman and S. Koonin, Ann. of Phys., vol.125 (1980) 429.
- [For 94] A.S. Fomichev et al., Nucl. Instr. and Meth. A344 (1994) 378.
- [Fra 90] J. Franz et al., Nucl. Phys. A510 (1990) 774.
- [Fra 66] J.S. Fraser et al., Phys. Can. 21 (1966) 17.
- [Fra 76] S. Fraenkel et al., Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 642.
- [Fri 90] W.A. Friedman, Phys. Rev. C42 (1990) 667.
- [Gal 94] J. Galin et U.Jahnke, Nucl. Part. Phys. 20 (1994) 1105.
- [Gar 94] J.B. Garcia et C. Cerruti, Nucl. Phys. A 578 (1994) 597.
- [Gib 78] W.M. Gibson et al., Lett. Nuovo Cimento 21 (1978) 189.
- [Gol 48] M.L. Goldberger, Phys. Rev. 74 (1948) 1269.
- [Gol 88] E.S. Golubeva et al., Nucl. Phys. A483 (1988) 539.
- [Gol 96a] F. Goldenbaum et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1230.
- [Gol 96b] F. Goldenbaum, Thèse Université de Berlin (1996).

- [Gol 00] F. Goldenbaum et al., Proceedings of International Conference on Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications, Lisbon, Portugal, 23-26 October (2000).
- [Gre 80] R.E. Green et R.G. Korteling, Phys. Rev. C22 (1980) 1594.
- [Gre 87] R.E. Green et R.G. Korteling, Phys. Rev. C35 (1987) 1341.
- [Gud 96] W. Gudowski, Proceedings of the International workshop on Nuclear Methods for transmutation of nuclear waste, JINR, Dubna, Russia, May 1996.
- [Gyu 83] M. Gyulassy et K. Frankel, Nucl. Phys. A402 (1983) 596.
- [Hau 52] W. Hauser et H. Feshbach, Phys. Rev. 87 (1952) 366.
- [Her 00] C.M. Herbach et al., Proceeding of the Workshop on Models and Codes for Spallation Neutron Sources at the fifth Specialists meeting on SARE, OECD/NEA, Paris, France, July 17-21, 2000.
- [Hil 96] D. Hilscher et al., Proceedings of the International Workshop on Nuclear Methods for Transmutation of Nuclear Waste, Dubna, Russia, 29-31 (1996).
- [Hil 98] D. Hilscher et al., Nucl. Instr. and Meth. A414 (1998) 100.
- [Hor 92] D. Horn et al., Nucl. Instr. and Meth. A320 (1992) 273.
- [Ish 95] K. Ishibashi et al., J. Nucl. Sci. Techno. 32 (1995) 827.
- [Jah 83] U. Jahnke et al., Lecture Notes in Physics 179, Springer, Berlin, 1983, p 179.
- [Jah 99] U. Jahnke et al., Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 4959.
- [Kil 93] K. Kilian et al., Phys. Bl. Dezember 1993, S. 1089.
- [Kom 76] V.I. Komarov et al., Nucl. Phys. A256 (1976) 362.
- [Kwi 95] K. Kwiatkowski et al., Phys.Rev.Lett. 74 (1995) 3756.
- [Kwi 86] K. Kwiatkowski et al., Phy.Lett. B171 (1986) 41.
- [Law 39] E.O. Lawrence et N.E. Edlefsen, Science, LXXII, No 1867, 376, October 10, 1939.
- [Law 60] E.O. Lawrence et al., "Electronuclear Reactor", United States Patent No. 2-933-442 (1960).
- [Led 98] X. Ledoux et al., Phys. Rev. C 57 (1998) 2375.
- [Led 99] X. Ledoux et al., Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 4412.
- [Let 00] A. Letourneau et al., Nucl. Instr. and Meth. B170 (2000) 299.

- [Lot 98] B. Lott et al., Nucl. Instr. and Meth. A414 (1998) 117.
- [Lyn 91] G.R. Lynch et O.I.Dahl, Nucl. Instr. Meth. B58 (1991) 6.
- [Mai 97] R. Maier, Nuclear Physics News International 7 (1997) 5.
- [Mar 97a] E. Martinez et al., Nucl. Instr. and Meth. A 385 (1997), 345.
- [Mar 97b] E. Martinez, Thèse Université de Caen, 1997.
- [Mas 98] S.G. Mashnik et A. J. Sierk, "Improved Cascade-Exciton Model of Nuclear Reactions", Proc. SARE4, september 1998, TN, p29.
- [Mas 94] Y. El Masri, Ecole Joliot Curie, 1994.
- [Mat 97] R. Mattiello et al., Phys. Rev. C55 (1997) 1443.
- [Mei 95] S. Meigo et al., Proceeding ICANS-XIII and ESS-PM4, Villigen, Switzerland, Vol. II (1995) 442.
- [Mei 99] S. Meigo et al., Nucl. Instr. Meth. A431 (1999) 521.
- [Mén 98] S. Ménard, Thèse Université Paris XI, Orsay (1998).
- [Men 71] J.J.H. Menet et al., Phys. Rev. C4 (1971) 1114.
- [Mit 98] W. Mittig, Nucl. Part. Phys. 24 (1998) 1331.
- [Mor 75] L.G. Moretto, Nucl. Phys. A247 (1975) 211.
- [Nag 96] J.L. Nagle et al., Phy. Rev. C53, 367 (1996).
- [Nag 81] S. Nagamiya et al., Phys. Rev. C24, (1981) 971.
- [Nag 99] S. Nagamiya, JAERI-KEK joint project on high intensity proton accelerator, 9th International Conference on Radiation Shielding Oct. 17-22, 1999, Tsukuba Japan.
- [Nak 81] K. Nakayama et R.A Douglas, Nucl. Instr. and Meth. 190 (1981) 555.
- [Nel 85] W.R. Nelson et al., SLAC-Report 265 (1985).
- [Nik 90] V.A. Nikolaev et al., Proceedings ICANS-XI, Tsukuba, (1990) 612.
- [Par 67] J.B. Parker et al., Nucl. Instr. and Meth. 60 (1968) 7.
- [Per 98] Y. Perrier et al., Nucl. Instr. and Meth. A413 (1998) 312.
- [Pie 94] L. Pienkowski et al., Phys. Lett. B336 (1994) 147. and 4 π -detectors. HMI B540 Annual Report, 70 (1995).

- [Pie 97] L. Pienkowski et al., Phys. Rev. C56 (1997) 1909.
- [Pie 99] L. Pienkowski, Communication privée (1999).
- [Poi 74] J. Poitou et C. Signarbieux, Nucl. Instr. and Meth. 114 (1974) 113.
- [Pos 71] A.M. Poskanzer et al., Phys. Rev. C3 (1971) 882.
- [Pra 89] R.E. Prael et H. Lichtenstein, LAHET code system LAHET 2.7d, Los Alamos National Laboratory Report LA-UR-89-3014 (1989).
- [Pug 76] A. Pugh, Polyhedra: A visual approach. Univ. of California Press (1976).
- [Puh 77] F. Puhlhofer, Nucl. Phys. A280 (1977) 267.
- [Rej 00] F. Rejmund et al., GSI preprint 2000-06 (2000).
- [Ren 96] E. Renshaw Foxford et al., Phys. Rev. C54 (1996) 749.
- [Rub 95] C. Rubbia et al., Report No. CERN/AT/95-44(ET) (1995).
- [San 90] D.P. Sanderson et al., MSU Progress report (1990)190.
- [Seg 82] R.E. Segel et al., Phys. Rev. C26 (1982) 2424.
- [Ser 47] R. Serber, Phys.Rev.72 (1947) 1114.
- [Sch 63] A. Schwarzschild et C. Zupanchic, Phys. Rev. 129, 854 (1963).
- [Sch 95] R.P. Schmitt et al., Nucl. Instr. and Meth. A354 (1995) 487.
- [Sch 92] W.U. Schröder, Nucl. Phys. A 538 (1992) 439c.
- [Shi 95] H. Shibasaki et al., Proceeding ICANS-XIII and ESS-PM4, Villigen, Switzerland (1995).
- [SNS] Spallation Neutron Source (SNS), CDR Report (NSNS/CDR-2)(1997), www.ornl.gov/nsns/CDRDocuments/CDR.html.
- [Swi 83] W.J. Swiatecki, Aust. J. Phys. 36 (1983) 641.
- [Tar 99] TARC collaboration, TARC experiment, report CERN-99-11.
- [Til 95] I. Tilquin et al., Nucl. Instr. Meth. A365 (1995) 446.
- [Trz 98] A. Trzcinski et al., GSI report 98-07 (1998).
- [Twe 90] C.J.W. Twenhöfel et al., Nucl. Instr. and Meth. B51 (1990) 58.
- [Var 99] C. Varignon, Thèse Université de Caen, 1999.

- [Vas 78] R.G. Vassilkov et al., *Atomnaya Energiya* 48 (1978) 329.
- [Vas 90] R.G.Vassilkov et V.I. Yurevich, *Proceedings ICANS-XI, Tsukuba*, (1990) 340.
- [Vaz 84] L.C. Vaz et J.M. Alexander, *Z. Phys.* A318 (1984) 231.
- [Vie 86] G. Viesti et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A252 (1986) 75.
- [Vui 98] S. Vuillier, *Thèse Université de Paris-Sud*, 1998.
- [Wei 37] V.F. Weisskopf, *Phys. Rev.* 52 (1937) 295.
- [Wel 96] H.P. Wellisch et D. Axen, *Phys. Rev. C* 54 (1996) 1329.
- [Wes 78] G.D. Westfall et al., *Phys. Rev. C* 17 (1978) 1368.
- [Wla 00] W. Wlazlo et al., *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 5736.
- [Yar 79] Y. Yariv and Z. Fraenkel, *Phys. Rev. C* 20 (1979) 2227.
- [Zie 94] P. Ziem et al., *The PS208 experiment control. HMI B526 Annual Report* (1994), 143.
- [Zie 96] P. Ziem et al., *An OS9-UNIX data acquisition system with ECL readout. IEEE Trans. on Nuclear Science*, vol. 43 (1996), 128.