HAL
open science

Étude des réactions de spallation 136Xe + p et 136Xe + 12C à 1 GeV par nucléon auprès de l'accélérateur GSI (Darmstadt, Allemagne)

Thomas Gorbinet

To cite this version:

Thomas Gorbinet. Étude des réactions de spallation 136Xe + p et 136Xe + 12C à 1 GeV par nucléon auprès de l'accélérateur GSI (Darmstadt, Allemagne). Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112237 . tel-00660583

HAL Id: tel-00660583

https://theses.hal.science/tel-00660583v1

Submitted on 17 Jan 2012

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

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

UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

École Doctorale : Particules, Noyaux, Cosmologie

THÈSE DE DOCTORAT
présentée par

Thomas GORBINET

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

ÉTUDE DES RÉACTIONS DE SPALLATION $^{136}Xe + p$ ET $^{136}Xe + {}^{12}C$ À $1\,GeV$ PAR NUCLÉON AUPRÈS DE L'ACCÉLÉRATEUR GSI

(Darmstadt, Allemagne)

Soutenue le 10 novembre 2011

Président du jury	:	**Pierre Désesquelles**
Rapporteur	:	**Rémi Bougault**
Rapporteur	:	**Haik Simon**
Examinateur	:	**Éric Bauge**
Examinateur	:	**Joseph Cugnon**
Examinateur	:	**Michel Garçon**
Directeur de thèse	:	**Jean-Éric Ducret**

« I think physicists are the Peter Pans of the human race.
They never grow up, and they keep their curiosity. »

– Isidor Isaac Rabi

Remerciements

Tous les anciens thésards vous le diront, lorsque arrive l'heure des remerciements, on est sûr d'oublier quelqu'un dans la longue liste des personnes que l'on a côtoyées de près ou de plus loin, régulièrement ou ponctuellement pendant trois années[1]. Je vais donc commencer par remercier tous ceux qui ont de près ou de plus loin, régulièrement ou ponctuellement participé à cette aventure (vous vous reconnaîtrez) et continuer avec une liste nominative mais non exhaustive :

- Je vais remercier en premier lieu l'ensemble des membres du jury et en particulier mes deux rapporteurs pour leur lecture attentive de ce (dense) manuscrit, d'autant plus Haik dont le français n'est pas la langue maternelle mais qui a ainsi pu réviser intensément ses bases ! ;

- Jean-Éric Ducret *a.k.a.* « Chef », pour son aide précieuse et son exemplarité en tant que directeur de thèse : suivi attentif de mes travaux, conseils précieux, discussions (très) fructueuses, disponibilité (presque) permanente...
  (Merci aussi à Danièle, Charles-Aimé et Anabelle pout votre accueil lors de mes différents périples à Bordeaux. Tu peux aussi dire à tes enfants que, promis, je reviendrai à Bordeaux avec de la pâte de coings !) ;

- les collègues de la collaboration SPALADIN, et ceux de GSI (Haik S., Stéphane P., usw...) ;

- les membres (Sylvie, Alain, Jean-Christophe - indispensable le jour de ma soutenance ! -), ex-membres (Marie-Delphine : souvenir des *shifts* de nuit mais aussi des *Biergarten*, des RJC... avec un fil rouge, la bière, normal pour une alsacienne !) et thésards/post-docs (Pekka, Davide, Benjamin, Anne) du groupe spallation, et plus généralement l'ensemble du personnel du SPhN (*special thanks to* Diane *and* Stefano) ;

- les personnes indispensables et indissociables du service, à savoir Valérie, Isabelle, Danielle et Patrick (qui m'a plusieurs fois sauvé la mise) ;

- la clique des thésards de la cuvée NPAC 2008 (les meilleurs forcément) et les autres. En particulier Jérémy, Freddy, Simon (les petits foot entre collègues le mercredi ont changé de dimension avec son arrivée), mes « tontons » John et Julien pour nos soirées vins / FIFA, François dit le barbu, Stefania, mon binôme Pilip, Andrey dit le russe, Rémi et

1. voire un peu plus...

Anita (Merci pour ce merveilleux voyage en Egypte !) ;

- les amis d'Ambert et de Clermont-Fd (6-3 *représente*) pour notre séjour annuel au ski (« On va à Tignes ! ») ;

- les amis de Sciences-Po, et surtout Clarisse qui est même venue assister à ma soutenance ;

- ma famille et mes proches, (merci papa/maman pour m'avoir permis d'étudier de si nombreuses années et pour avoir débarquer avec 24 bouteilles de champagne le jour de la soutenance ! et frérot pour être venu alors que ma petite nièce venait tout juste de naître) ;

- et finalement Marianne *a.k.a.* « petite blonde » pour avoir toujours cru en moi et pour m'avoir supporté les derniers mois de la rédaction (et depuis plus de 6 ans en réalité !), "légèrement" impatiente que ce manuscrit soit terminé !

Table des matières

Remerciements **5**

Introduction **11**

1 La Physique de la spallation **15**
- 1.1 La réaction de spallation . . . 15
- 1.2 La cascade intra-nucléaire . . . 19
  - 1.2.1 Le modèle du noyau dans la cascade . . . 19
  - 1.2.2 Hypothèses de la cascade . . . 20
  - 1.2.3 Les codes de cascade et leur formalisme . . . 21
    - 1.2.3.1 Le code `ISABEL` . . . 21
    - 1.2.3.2 Le code `INCL` . . . 23
- 1.3 La désexcitation . . . 26
  - 1.3.1 L'évaporation séquentielle de particules légères . . . 26
    - 1.3.1.1 Densité d'états . . . 29
    - 1.3.1.2 Section efficace de capture . . . 29
  - 1.3.2 La fission des noyaux lourds . . . 30
  - 1.3.3 L'émission de fragments de masse intermédiaire . . . 30
    - 1.3.3.1 L'évaporation généralisée aux *IMF* . . . 31
    - 1.3.3.2 La fission asymétrique . . . 31
  - 1.3.4 La multifragmentation . . . 33
  - 1.3.5 Quelques modèles de désexcitation . . . 34
    - 1.3.5.1 `SMM` . . . 34
    - 1.3.5.2 `ABLA07` . . . 34
    - 1.3.5.3 `GEMINI++` . . . 34
- 1.4 Motivations de l'expérience S304 . . . 35
  - 1.4.1 Données FRS . . . 35
  - 1.4.2 Données SPALADIN . . . 38

2 Le dispositif SPALADIN **43**
- 2.1 La cinématique inverse . . . 43
- 2.2 Le dispositif expérimental . . . 45
  - 2.2.1 GSI : accélérateur et faisceau . . . 45
  - 2.2.2 Les cibles . . . 47
    - 2.2.2.1 La cible d'hydrogène liquide . . . 47

2.2.2.2 La cible de carbone . . . 48
2.2.3 Détecteurs en amont de la cible . . . 48
2.2.3.1 PSP (*Position Sensitive silicon Pin diode*) . . . 48
2.2.3.2 POS & ROLU . . . 50
2.2.4 L'aimant ALADiN . . . 51
2.2.5 Les chambres d'ionisation . . . 51
2.2.5.1 Forward MUSIC . . . 51
2.2.5.2 Twin MUSIC . . . 53
2.2.6 Le mur de temps de vol . . . 54
2.2.7 Le détecteur de neutrons LAND . . . 56
2.3 Simulation Geant4 du dispositif . . . 58
2.3.1 Descriptif de la simulation . . . 58
2.3.2 Efficacité géométrique . . . 59
2.3.3 Analyse des résultats de la simulation . . . 60

3 Analyse des données 63
3.1 Acquisition des données . . . 63
3.1.1 Temps mort et taux d'interaction . . . 63
3.1.1.1 Temps mort . . . 63
3.1.1.2 Taux d'interaction . . . 63
3.1.2 Critères de déclenchement et types d'événements enregistrés . . . 65
3.1.2.1 Critères de déclenchement . . . 65
3.1.2.2 Types d'événements enregistrés . . . 67
3.2 Les chambres d'ionisation . . . 68
3.2.1 « Forward » MUSIC . . . 68
3.2.2 « Twin » MUSIC . . . 70
3.2.2.1 Dépendance gauche-droite du signal d'ionisation . . . 70
3.2.2.2 Dépendance en position verticale du signal d'ionisation . . . 70
3.2.2.3 Positions transverses horizontales . . . 73
3.2.2.4 Positions transverses verticales . . . 75
3.2.3 « Forward » vs. « Twin » . . . 78
3.3 Le mur de temps de vol (ToF) . . . 82
3.3.1 Soustraction des piédestaux et réunion des spectres . . . 82
3.3.2 Données du « sweep » (balayage) . . . 84
3.3.3 Correction de la topologie du ToF . . . 85
3.3.4 Étalonnage des signaux TDC . . . 85
3.3.5 Étalonnage des signaux ADC . . . 90
3.3.6 Efficacité de détection . . . 92
3.3.7 Identification des charges du ToF . . . 94
3.4 Le détecteur de neutrons LAND . . . 95
3.4.1 Étalonnage initial et extraction des données brutes . . . 96
3.4.1.1 Principe . . . 96
3.4.1.2 Fichiers de calibrage . . . 96
3.4.1.3 « Nettoyage » après extraction . . . 98
3.4.2 Programme d'analyse : reconstruction des neutrons . . . 99

3.4.2.1 Programme originel 99
3.4.2.2 Modifications 99
3.4.2.3 Détails de l'analyse 100
3.4.3 Étalonnage de l'analyse 102
3.4.3.1 Objectif et principe 102
3.4.3.2 La routine de mélange des neutrons / *hits* 102
3.4.3.3 Les différents jeux de neutrons individuels 103
3.4.4 Corrélations 107
3.4.5 Efficacité de LAND 112
3.4.6 De $NNumMax$ à $\langle\ Mult(n)\ \rangle$ 113
3.5 Conditions de sélection des événements de coïncidence 114
3.6 Procédure de normalisation et de soustraction de la contribution de la cible vide 121

4 Résultats **123**
4.1 Introduction 123
4.2 Système $^{136}Xe + p$ à 1 GeV par nucléon 125
4.2.1 Observables inclusives 125
4.2.1.1 Résidu du projectile 125
4.2.1.2 Particules légères chargées 127
4.2.1.3 Multiplicité des neutrons et des particules chargées 128
4.2.1.4 Distribution des fragments dans le mur de temps de vol . . 130
4.2.1.5 Distribution des neutrons dans LAND 133
4.2.2 Observables en coïncidence 136
4.2.2.1 Multiplicité totale 136
4.2.2.2 Charge reconstruite 136
4.2.2.3 Les deux plus gros fragments de l'événement : Z_{MAX}/z_2 . . 140
4.2.2.4 Classification des états finaux de la réaction 142
4.2.3 Évolution des observables avec E^*/A 148
4.2.3.1 Estimateur et estimation de l'énergie d'excitation 148
4.2.3.2 Évolution de la distribution des fragments dans le ToF . . . 153
4.2.3.3 Multiplicité des fragments légers chargés et des neutrons . . 157
4.2.3.4 Évolution de $\sigma(Z_{MAX} - z_2)$ et $\sigma(Z_{BOUND})$ 157
4.2.3.5 Production des fragments légers chargés 161
4.2.3.6 Évolution des états finaux à 1, 2 ou 3 fragments 161
4.3 Système $^{136}Xe +^{12} C$ à 1 GeV par nucléon 164
4.3.1 Observables inclusives 164
4.3.1.1 Résidu du projectile 164
4.3.1.2 Particules légères chargées 166
4.3.1.3 Multiplicité des neutrons et des particules chargées 167
4.3.1.4 Distribution des fragments dans le mur de temps de vol . . 167
4.3.2 Observables en coïncidence 169
4.3.2.1 Multiplicité totale 169
4.3.2.2 Charge reconstruite 169
4.3.2.3 Les deux plus gros fragments de l'événement : Z_{MAX}/z_2 . . 171

4.3.2.4 Classification des états finaux de la réaction 173
4.3.3 Évolution des observables avec E^*/A 174
4.3.3.1 Estimateur et estimation de l'énergie d'excitation 174
4.3.3.2 Évolution de la distribution des fragments dans le ToF . . . 175
4.3.3.3 Évolution de la multiplicité totale M_{TOT} 175
4.3.3.4 Production des fragments 178
4.4 Production de fragments de masse intermédiaire (IMF) 181
4.4.1 Définition et sélection des événements 181
4.4.2 $^{136}Xe + p$ 183
4.4.3 $^{136}Xe +^{12} C$ 184

Conclusions **189**

A Covariance des signaux *left* (G) et *right* (D) d'une anode de la Twin MUSIC **193**

B Petit(s) calcul(s) d'erreur pour la corrélation entre deux observables χ_1 et χ_2 **199**

Bibliographie **207**

Introduction

La commission générale de terminologie et de néologie[2] a adopté et publié au *Journal officiel* de la République Française du 21 septembre 2005 [1] la définition suivante du terme spallation : **« Éclatement d'un noyau sous l'effet du choc d'une particule incidente d'énergie très élevée s'accompagnant d'une émission importante de neutrons. »**

Cette définition, outre le fait de n'avoir été officialisée que très récemment, montre que la spallation englobe un ensemble relativement large de réactions nucléaires, à savoir l'ensemble des réactions provoquées par la collision d'une particule de grande énergie[3] avec un noyau atomique. La particule incidente considérée est généralement un hadron (proton, neutron, pion, kaon...), bien que le terme spallation ait été aussi appliqué à des collisions périphériques d'ions lourds dans lesquelles le projectile et le noyau cible sont relativement peu excités [3]. Deux réactions sont envisagées dans la présente étude : $^{136}Xe +^{1} H$ et $^{136}Xe +^{12} C$. Si la première réaction est une réaction de spallation au sens du décret, la seconde ne l'est pas. Néanmoins, le trigger physique que nous avons utilisé dans notre expérience était très ouvert, ce qui a rendu nos données sensibles à tout le spectre de canaux de réaction possibles pour cette seconde réaction. Ainsi, nos données respectent l'importance naturelle des réactions périphériques du système $^{136}Xe+^{12}C$. C'est la raison pour laquelle nous conservons le terme de spallation pour cette seconde réaction.

Le rayonnement cosmique est principalement composé de protons dont le spectre en énergie possède un maximum marqué à 1 GeV environ. La spallation est donc d'abord et avant tout un phénomène astrophysique : l'interaction du rayonnement cosmique avec les noyaux présents dans l'Univers (gaz interstellaires, bombardements des astres et de leurs atmosphères). La prise en compte de la spallation est essentielle pour comprendre l'abondance moyenne des éléments lithium, béryllium et bore ($LiBeB$) dans l'Univers [4].

L'observation expérimentale du phénomène de spallation remonte à la fin des années quarante, après le développement des premiers accélérateurs de protons, qui permettaient alors d'atteindre quelques dizaines de mégaélectronvolts (MeV). C'est à cette époque que les principes généraux de la description de la spallation furent établis par Serber [5] (voir chapitre suivant).

2. En application du décret N°96606 du 3 juillet 1996 relatif à l'enrichissement de la langue française.

3. Entre quelques centaines de MeV et quelques GeV, limites au-delà desquelles les hypothèses utilisées par les modèles pour décrire la spallation ne sont plus valides ou moins justifiées [2].

Actuellement, la spallation est étudiée non seulement comme processus fondamental de physique nucléaire mais aussi pour ses applications : sources de neutrons, incinérateurs de déchets nucléaires, hadronthérapie...

L'un des principaux intérêts des réactions de spallation est la production, en moyenne, d'un grand nombre de neutrons par hadron incident [4]. C'est d'ailleurs l'un des points sur lesquels la définition officielle de la spallation donnée ci-dessus insiste. Les études sur la spallation connaissent un regain d'intérêt (depuis une petite vingtaine d'années tout de même), depuis que les accélérateurs sont capables de fournir des intensités suffisamment importantes pour que les flux de neutrons obtenus à partir de sources de spallation soient compétitifs vis-à-vis des réacteurs à fission. De telles sources de neutrons sont particulièrement intéressantes pour étudier la structure et la dynamique des matériaux à l'échelle atomique et moléculaire (*p.ex.* tenue à l'irradiation). Parmi les sources actuelles de neutrons de spallation, nous pouvons citer *ISIS*[5], *SINQ*[6], plus récemment *JSNS*[7] et *SNS*[8], ainsi que *CSNS*[9] (en construction) et *ESS*[10] dont la construction devrait débuter en 2013. *SNS*, actuellement la source pulsée de neutrons de spallation la plus puissante dans le monde, sera détrônée pas *ESS* qui, dans sa version complète, donnera à l'Europe une position de leader dans les domaines de la science où les neutrons sont importants [6].

La réaction de spallation joue également un rôle central dans le concept de réacteur nucléaire piloté par un accélérateur (ADS pour *Accelerator Driven System*). L'accélérateur fournit des protons de haute énergie qui sont utilisés dans une cible de spallation (*p.ex.* plomb-bismuth liquide) pour créer des neutrons qui, à leur tour, vont alimenter le cœur sous-critique (Fig. 1). Le principal avantage d'un ADS est justement lié à son cœur sous-critique, *i.e.* un cœur qui ne peut pas entretenir seul la réaction nucléaire en chaîne. Un ADS est donc intrinsèquement sûr du point de vue de sa criticité : le réacteur s'arrête à l'instant même où le faisceau de protons est éteint [11]. Ce genre de système est envisagé soit comme producteur d'énergie (cycle direct ou surgénération), soit comme incinérateur de déchets nucléaires, par transmutation des actinides mineurs [7]. Le futur réacteur de recherche à neutrons rapides de type ADS, MYRRHA (*Multi-purpose hybrid research reactor for high-tech applications*, SCK.CEN, Belgique [8]), sera le premier instrument de recherche pour la démonstration de l'efficacité du processus de transmutation [12].

Le groupe spallation du service de physique nucléaire du CEA Saclay est engagé depuis de nombreuses années dans l'étude et la modélisation de la spallation, en alliant à un effort théorique important un programme expérimental ambitieux aussi bien pour la physique nucléaire

4. De l'ordre de 25 à 30 neutrons par proton incident de 1 *GeV* sur une cible de plomb.
5. Rutherford Appleton Laboratory, Oxfordshire, UK.
6. Swiss Spallation Neutron Source, Paul Sherrer Institute (PSI), Suisse.
7. Japan Spallation Neutron Source at Japan Proton Accelerator Research Complex (JPARC).
8. Spallation Neutron Source, Oak Ridge National Laboratory, USA.
9. China Spallation Neutron Source.
10. European Spallation Source, Lund, Suède.
11. En cas d'arrêt de la source de neutrons, il faut tout de même évacuer la chaleur résiduelle provenant principalement de la radioactivité des produits de fission.
12. Parmi d'autres applications telles que le développement et l'étude des matériaux et combustibles pour les futurs réacteurs de génération IV ou la production de radio-isotopes pour la médecine nucléaire.

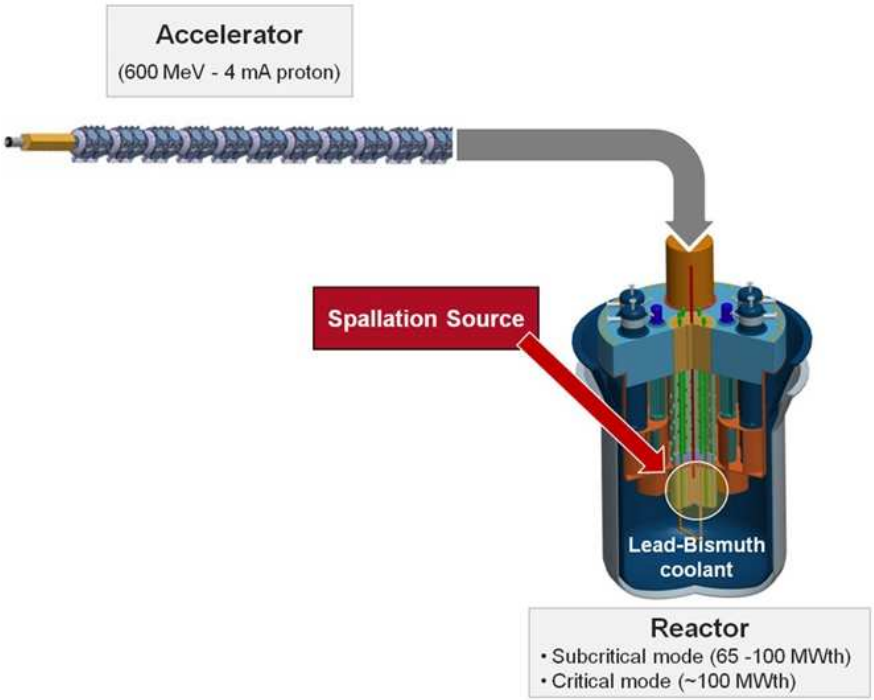


FIGURE 1 – Schéma de principe d'un ADS avec les trois éléments le constituant : un accélérateur, une cible de spallation et un cœur de réacteur nucléaire sous-critique [8].

fondamentale que pour les applications de la spallation. Actuellement, le groupe spallation est engagé dans le programme européen FP7-ANDES (*Accurate Nuclear Data for nuclear Energy Sustainability*). L'objectif de ce groupe de travail est d'établir l'état des lieux et de travailler à l'amélioration des modèles de spallation à relativement basse énergie, entre 150 et 600 MeV (énergie de la particule incidente). L'hadronthérapie, qui est une technique de traitement des tumeurs cancéreuses par faisceau d'ions (typiquement des protons ou des ions carbone), fait également appel à ces basses énergies. Il est donc primordial de connaître précisément l'interaction de ces ions avec les tissus du corps humain. Au niveau modélisation, le projet PROUESSE, en collaboration avec la Direction de la Recherche Technologique du CEA, a pour objectif la mise au point d'un code de calcul rapide et fiable de la cartographie d'irradiation par des protons de 200 MeV dans des tissus vivants. Ce projet pourra s'appuyer sur les futurs résultats des expériences FIRST [13] (*Fragmentation of Ions Relevant for Space and Therapy*) sur l'étude de la fragmentation de projectiles légers (C, O, Fe) sur différentes cibles (C, Au, Si) et pour des énergies incidentes comprises entre 0.2 et 1 GeV par nucléon (applications médicales mais aussi spatiales).

Le travail de thèse présenté ici concerne la réalisation, l'analyse et l'interprétation d'une expérience qui se place dans ce programme au long cours de compréhension et de modélisation de la physique de la spallation. Cette expérience, réalisée auprès de l'accélérateur GSI (Darmstadt, Allemagne), avait pour objectif l'étude des réactions $^{136}Xe + p$ et $^{136}Xe +^{12} C$

13. Collaboration INFN, GSI, ESA, IN2P3 et CEA.

en cinématique inverse à 1 GeV par nucléon. La réaction de spallation et sa modélisation seront décrites dans le premier chapitre, ainsi que les motivations de l'étude présentée dans cette thèse, sur la base de données existantes. Le deuxième chapitre sera consacré au dispositif expérimental, *i.e.* aussi bien à la technique expérimentale qu'aux principes de détection des différents détecteurs. L'analyse des données de ces détecteurs sera détaillée dans le troisième chapitre. La sélection des événements, nécessaire pour l'obtention des résultats en coïncidence, y sera également expliquée. Enfin, seront présentés et discutés dans le dernier chapitre les résultats expérimentaux (données inclusives et données en coïncidence), la comparaison de nos données avec les différents modèles de spallation et l'interprétation que nous faisons de nos résultats.

Chapitre 1

La Physique de la spallation

1.1 La réaction de spallation

Serber est l'un des premiers à avoir donné une interprétation théorique des réactions nucléaires à haute énergie (*p.ex.* l'interaction d'un projectile rapide avec un noyau), et à avoir ainsi établi les principes généraux de la réaction de spallation. Dans son article de 1947 [5], il explique que « *les caractéristiques générales de telles réactions peuvent être comprises en termes assez simples mais très différents de la description appropriée à basse énergie* ». Il est en effet possible, selon Serber, de traiter ces réactions comme une suite de collisions entre la particule incidente et les nucléons individuels du noyau cible, suivie par un modèle d'évaporation de particules [1].

Un nucléon incident de plusieurs centaines de MeV possède un libre parcours moyen λ dans le noyau défini par :

$$\lambda = \frac{1}{\rho_0 \, \sigma_{NN}}$$

où ρ_0 est la densité moyenne du noyau en nombre de nucléons par unité de volume ($0.16 \; fm^{-3}$) et σ_{NN} la section efficace totale de diffusion nucléon-nucléon. La longueur d'onde de De Broglie associée à l'impulsion d'un nucléon incident de haute énergie est comparable au rayon de charge moyen du proton. Pour un proton d'énergie cinétique $1 \; GeV$, *i.e* une impulsion p d'environ $1.7 \; GeV/c$, la longueur d'onde de De Broglie vaut $\Lambda = h/p \approx 0.7 \; fm$, à comparer au rayon de charge moyen du proton $r_0 = 0.87 \; fm$ [2]. Le nucléon incident n'interagit pas avec le noyau cible dans son ensemble mais diffuse sur les nucléons individuels. Son libre parcours moyen est de l'ordre de $\lambda \approx 3 \; fm$ (pour $\sigma_{NN} \approx 40 \; mb$), ce qui est comparable voire nettement inférieur au rayon quadratique moyen des noyaux. Ainsi, il va subir une ou plusieurs interactions à l'intérieur du noyau cible avant d'en ressortir. En particulier, ce nucléon ne subit pas une absorption totale dans le noyau cible pour former un noyau composé (*compound nucleus*), comme l'a proposé N. Bohr [10] pour expliquer la réaction d'un neutron

1. Simplification (discrétisation) d'un processus physique caractérisé par un continuum d'échelles temporelles et spatiales entre la taille du nucléon et celle du noyau.

2. Cette valeur est celle couramment admise. Une mesure récente du rayon de charge moyen du proton à l'aide d'hydrogène muonique (système lié muon négatif - proton) est de $0.84 \; fm$ [9].

de faible énergie sur un noyau. De plus, les collisions nucléon-nucléon dans le noyau doivent se faire avec un transfert minimum d'énergie en vertu du principe d'exclusion de Pauli [3]. La probabilité est donc importante pour qu'il ressorte du noyau cible avec une grande partie de son énergie cinétique initiale. Au cours de ces collisions, les nucléons du noyau qui auront acquis une énergie totale (cinétique + potentielle) supérieure à l'énergie de Fermi des nucléons dans le noyau cible vont diffuser, d'après Serber, par absorption totale dans le noyau résiduel. Cette image d'une succession de collisions n'est pertinente que tant que l'énergie déposée par le projectile dans le noyau cible est répartie sur une faible proportion des nucléons du noyau. Dès que cette répartition s'uniformise sur tous les nucléons du système, le noyau résiduel, communément dénommé *pré-fragment* [4], va subir les effets des mécanismes collectifs de désexcitation du noyau.

Les modélisations théoriques existantes reposent donc généralement sur une séparation en deux temps de la réaction de spallation. La première phase consiste en une succession de collisions entre le nucléon incident et les nucléons individuels du noyau cible. Cette phase rapide (quelques dizaines de fm/c soit $\approx 10^{-22}$ s), la *cascade intra-nucléaire* (Fig. 1.1), conduit à l'éjection de particules énergiques provenant des collisions directes nucléon-nucléon préférentiellement dans le sens du projectile. On considère que la cascade s'arrête lorsque l'énergie déposée par la particule incidente est répartie de façon suffisamment uniforme sur tous les nucléons du noyau résiduel [5]. Cette cascade aboutit à la formation du *pré-fragment*, caractérisé par sa masse A, sa charge Z, son énergie d'excitation E^* et son moment angulaire total $\vec{J}$. Les canaux de désexcitation de ce *pré-fragment* sont considérés comme indépendants de la voie d'entrée [6]. Son énergie d'excitation par nucléon pouvant atteindre quelques MeV, de nombreux mécanismes de désexcitation peuvent coexister tels que l'évaporation de particules légères, la fission, la fragmentation... Ces mécanismes sont représentés schématiquement sur la figure 1.1.

L'hypothèse selon laquelle on peut séparer la voie d'entrée de la désexcitation provient d'observables expérimentales comme l'isotropie du spectre des particules émises lors de la désexcitation (voir par exemple [11]). Le pré-fragment a une durée de vie suffisamment longue, notamment par rapport à la durée de la cascade, pour que l'énergie d'excitation se répartisse statistiquement sur tous ses degrés de liberté, et qu'il perde ainsi la mémoire de son mécanisme de création. C'est pour cette raison que, dans les modèles, on peut caractériser de façon simple ces pré-fragments par quatre variables (A, Z, E^*, $\vec{J}$) [7].

3. Il faut que le nucléon lié dans le noyau cible puisse accroître son énergie dans la collision pour atteindre l'un des premiers niveaux au-dessus du niveau de Fermi.

4. Le terme « noyau composé » s'applique plutôt aux réactions à plus basse énergie.

5. La durée de la cascade est l'un des paramètres des modèles de cascade, comme nous le verrons plus loin.

6. Ce découplage entre la phase de cascade et la phase de désexcitation est l'hypothèse principale, étayée par quelques mesures expérimentales [11], de ces modèles théoriques.

7. C'est aussi pour cette raison qu'il est possible de déterminer les sections efficaces neutroniques de noyaux de courte durée de vie extrêmement radioactifs (comme les actinides mineurs), non pas par mesures directes, mais en utilisant une méthode de substitution (*surrogate* dans la littérature *p.ex.* [12]) pour former le noyau composé voulu, par l'intermédiaire de réactions de transferts ou de réactions de diffusion inélastique [13].

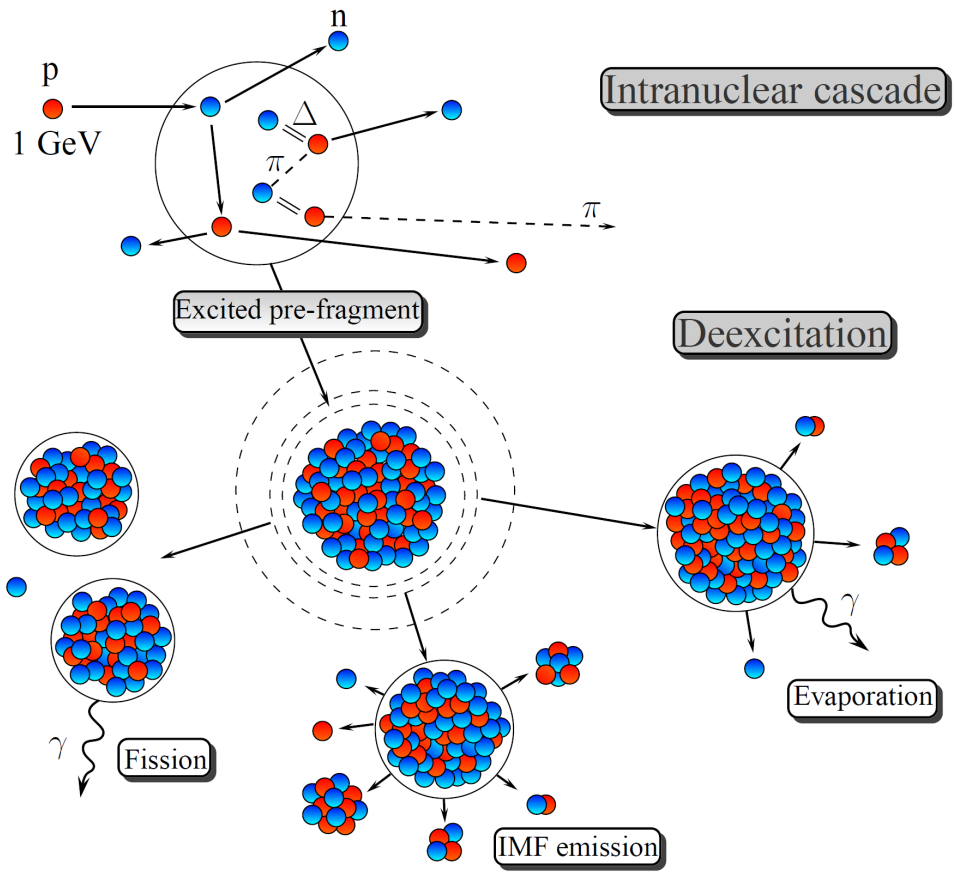


FIGURE 1.1 – Représentation schématique de la réaction de spallation. La cascade intranucléaire aboutit à la formation d'un pré-fragment excité. Selon sa taille et son énergie d'excitation, ce dernier peut se désexciter par fission, évaporation de particules légères, émission de fragments de masse intermédiaire (IMF)...

Mais cette distinction entre deux étapes peut paraître discutable, surtout lorsque l'on s'intéresse à des noyaux fortement excités (collisions centrales). Une estimation du temps nécessaire à un nucléon pour se thermaliser dans le milieu (*temps de thermalisation*) peut s'écrire [14] :

$$\tau_{th} \approx \frac{1}{\rho_0 \, \sigma_{NN} \, \bar{v}} \approx \; 20 \; fm/c$$

avec $\bar{v}$ la vitesse moyenne d'un nucléon dans le noyau (environ 0.2 c), ρ_0 la densité de nucléons (0.16 fm^{-3}) et σ_{NN} la section efficace de collision nucléon-nucléon (40 mb) vues précédemment.

Dans l'approximation du modèle du gaz de Fermi, l'énergie d'excitation est reliée à la température nucléaire [8] T selon la formule :

$$E^* \; = \; a \, T^2$$

où a est le paramètre densité de niveaux [16] :

$$a \; = \; \frac{\pi^2}{4} \, \frac{A}{\epsilon_f} \; \approx \; \frac{A}{13} \; , \; \epsilon_f \; = \; \left(\frac{9\pi}{8}\right)^{2/3} \; \frac{\hbar^2}{2mr_0^2}$$

avec ϵ_f l'énergie de Fermi, m et r_0 la masse et le rayon du nucléon au repos.

Le temps d'émission d'un neutron est un temps de décroissance radioactif. Son expression (numérique) [14]

$$\tau_n \; = \; 9.10^3 \; A^{-2/3} \, T^{-2} \; \exp \frac{Q_n}{T} \; fm/c$$

fait intervenir le rapport des densités d'états $\rho_f(E_f^*)$ (état final) et $\rho_i(E_i^*)$ (état initial) qui croît très fortement quand T augmente :

$$\int \frac{\rho_f(E_f^*)}{\rho_i(E_i^*)} \, \varepsilon \, d\varepsilon \; = \; T^2 \; \exp \frac{-Q_n}{T}$$

avec $\rho(E^*) = \exp(E^*/T)$ et $E_f^* = E_i^* - Q_n - \varepsilon$, où Q_n est l'énergie de liaison du neutron dans le noyau.

Pour un noyau ^{136}Xe ($Q_n \approx 8 \; MeV$) et une température T voisine de 7 MeV ($E^*/A \approx 4 \; MeV$), τ_n est de l'ordre de τ_{th}. Cela signifie que le noyau résiduel commence à émettre des neutrons par des processus collectifs d'évaporation avant la fin de ce qui est considéré être la cascade [9]. Parler d'un processus en deux étapes est alors sujet à caution. Cela dit, les modèles de cascade peuvent prendre en compte une partie de ces particules émises au cours des derniers instants de la cascade et des premiers instants de la thermalisation. C'est le cas, par exemple, du modèle `INCL` utilisé largement ici pour l'interprétation de nos résultats. De plus, cette description fonctionne relativement bien jusqu'à présent pour prédire la distribution des états finaux de la réaction pour des énergies d'excitation plus basses et la partie haute énergie

8. La notion de température nucléaire, qui n'est pas exactement la température thermodynamique dans la représentation canonique d'un système à l'équilibre, a été introduite par Ericson [15].

9. À la fin de la thermalisation.

d'excitation ne représente qu'une faible proportion de la section efficace totale. Dans l'étude présentée ici, on travaillera donc plutôt dans la perspective d'une évaluation expérimentale de ces réactions à haute énergie d'excitation (*p.ex.* leur importance relative).

Une description relativement détaillée de nombreux modèles pour les réactions de spallation est disponible dans la référence [17].

1.2 La cascade intra-nucléaire

1.2.1 Le modèle du noyau dans la cascade

Aux énergies considérées, ici il est supposé dans les modèles et observé dans les expériences que les effets de structure en couche du noyau sont faibles. Ceci étant des effets pair-impair sont observés expérimentalement dans les réactions de spallation que ce soit sur les sections efficaces isotopiques (FRS) [18] ou de production des éléments ou encore de l'évolution des multiplicités moyennes en fonction de l'énergie d'excitation du pré-fragment (SPALADIN) [19]. D'une part, le projectile possède une grande énergie initiale et les collisions de la cascade seront alors insensibles à la quantification de l'énergie sur les couches du potentiel moyen du noyau. D'autre part, les bilans d'énergie que l'on peut établir expérimentalement sur les événements de spallation ne sont pas suffisamment complets et précis pour que l'on puisse observer ces couches de potentiel moyen.

Le modèle le plus simple pour décrire le noyau cible est celui de la goutte liquide, proposé par Gamow en 1928 [20] [10], et qui assimile le noyau à un fluide nucléaire incompressible, *i.e.* un milieu continu de densité nucléonique uniforme à température nulle. Cependant, il ne faut pas oublier la nature quantique de cette goutte liquide. En effet, les nucléons, qui sont des fermions, sont soumis au principe d'exclusion de Pauli et occupent des états quantiques. Ainsi, lors de la cascade, le noyau est généralement modélisé comme un gaz de Fermi de neutrons et de protons sans interaction entre eux. Les nucléons du noyau sont placés dans une « boîte de potentiel » dans laquelle les états permis ont des taux d'occupation de 1 jusqu'à une énergie maximale et de 0 au-dessus. L'énergie de Fermi, définie comme l'énergie du nucléon le plus énergique du noyau dans son état fondamental, vaut :

$$\epsilon_F \;=\; \frac{\hbar^2}{2\,m}\,(3\,\pi\,\rho_{n,p})^{2/3}$$

où m est la masse du nucléon et $\rho_{n,p}$ la densité uniforme de neutrons/protons.

Les données expérimentales sur la diffusion d'électrons de haute énergie obtenues par Hofstadter et ses collaborateurs au SLAC dans les années cinquante [22] ont montré l'existence d'une certaine diffusivité de la surface des noyaux. La prise en compte de cette diffusivité influe fortement sur les résultats de la cascade en particulier, évidemment, pour les collisions très périphériques. Ainsi, les modèles n'utilisent pas une densité uniforme mais cherchent

10. Voir la présentation de R.H. Stuewer au *Gamow Symposium* [21] pour un aperçu historique des travaux de G. Gamow.

au contraire à se rapprocher des densités nucléoniques expérimentales. Certains modèles ont fait le choix de diviser le noyau en différentes sphères de densité nucléonique constante (voir paragraphe 1.2.3.1). L'énergie de Fermi n'est alors plus uniforme dans le noyau, tout comme le potentiel nucléaire dont la profondeur est donnée par la somme de l'énergie de séparation d'un nucléon et de l'énergie de Fermi. Les énergies cinétiques des particules et leurs directions sont également modifiées au passage entre deux zones, par conservation de l'énergie-impulsion. D'autres modèles, plus récents (voir paragraphe 1.2.3.2), utilisent une fonction de densité nucléonique continue (*p.ex.* de type Woods-Saxon), qui permet d'éviter les problèmes de franchissement de la frontière entre deux zones. Le changement de densité au cours de la cascade est généralement pris en considération dans les modèles, mais l'évolution du potentiel est souvent négligée. Enfin, la dépendance de ce potentiel ressenti par une particule de cascade en fonction de sa vitesse [11] est, elle aussi, généralement négligée.

1.2.2 Hypothèses de la cascade

L'idée de base des modèles de cascade est que la longueur d'onde de De Broglie Λ associée à une particule de cascade est très petite devant la portée de l'interaction nucléon-nucléon r_s et que cette particule « voit » les nucléons individuellement dans le noyau. Cette hypothèse, valable pour le nucléon incident, devient de moins en moins réaliste pour les particules secondaires au fur et à mesure du déroulement de la cascade, leurs énergies devenant bien plus faibles. Le mécanisme de réaction est décrit comme une succession de collisions binaires classiques séparées dans l'espace et dans le temps. Pour que ceci soit correct, il est nécessaire que l'onde de diffusion résultant de la collision entre deux nucléons ait atteint son état asymptotique avant de rencontrer un autre nucléon. Ceci se produit après une distance considérée être de l'ordre de grandeur de la portée de l'interaction r_s, qui doit donc être très inférieure à la distance moyenne d entre deux nucléons. Cette condition est à peine vérifiée dans la mesure où r_s est de l'ordre de 1 fm et d de l'ordre de 2 fm. Finalement, la condition nécessaire pour la séparation de collisions successives s'écrit [24] (Fig. 1.2) :

$$\Lambda << r_s << d$$

Remarquons ici que les modèles de cascade diffèrent de la description de Serber. En effet, les collisions secondaires y sont décrites comme des collisions nucléon-nucléon, et non par absorption des nucléons dans le noyau résiduel. Le traitement des collisions est en fait semi-classique : les collisions [12] qui violeraient le principe d'exclusion de Pauli sont interdites. C'est la seule propriété quantique significative des modèles.

11. L'utilisation d'une dépendance du potentiel avec la vitesse modifie peu les résultats pour la cascade [23].
12. Le résultat des collisions est calculé de façon probabiliste et non déterministe.

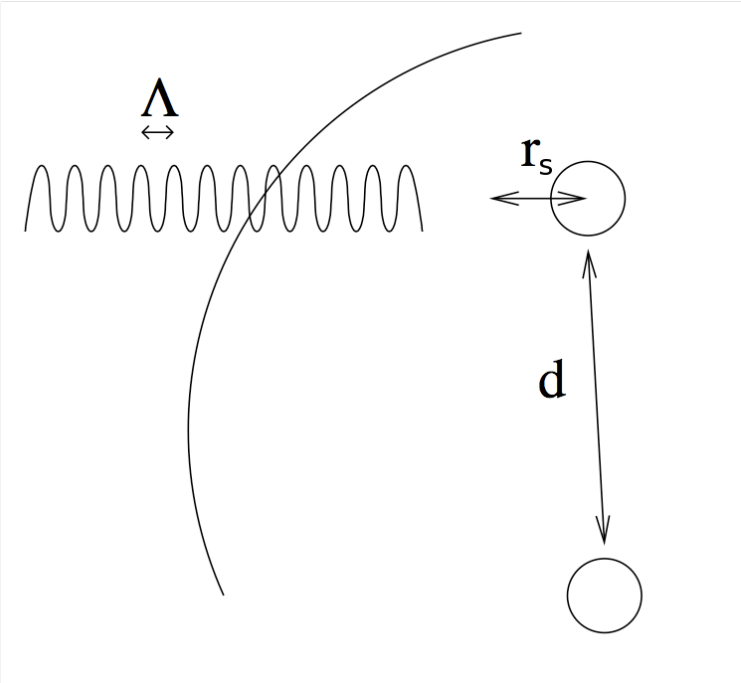


FIGURE 1.2 – Représentation schématique des hypothèses de la cascade. Λ représente la longueur d'onde de De Broglie du nucléon incident, r_s la portée de l'interaction et d la distance moyenne entre nucléons : $\Lambda << r_s << d$

1.2.3 Les codes de cascade et leur formalisme

De nombreux codes de cascade existent (`Bertini`, `BRIC`[13], `BIC`[14], `CEM`[15], `JAM`[16], `ISABEL`, `INCL`[17]...), mais nous présenterons uniquement les codes `ISABEL` [25] et `INCL` [26] que nous avons utilisés par la suite pour analyser nos données.

1.2.3.1 Le code `ISABEL`

Le code `ISABEL` [25] modélise le noyau comme un milieu continu divisé en 8 sphères concentriques (16 dans la version de `MCNPX`), chacune de densité nucléonique constante. Le rapport entre protons et neutrons est supposé égal à $Z/(A-Z)$ dans toutes les zones. Les processus hadroniques élémentaires utilisés (Table 1.1) sont, pour l'essentiel, les diffusions élastiques nucléon-nucléon et la production de pion par l'intermédiaire de la résonance Δ (processus inélastique). Elles sont principalement issues de résultats expérimentaux. Le suivi de la cascade est effectué selon son évolution temporelle, ce qui permet de prendre en compte l'évolution du système nucléaire, contrairement à d'autres modèles qui suivent les nucléons d'interaction en

13. Bruyères-le-Châtel Intranuclear Cascade (Helder Duarte).
14. Binary Intranuclear Cascade.
15. Cascade Exciton Model - improved Dubna INC.
16. Jet AA Microscopic Transport Model - Hadronic Cascade Model.
17. Liège INC model.

	État initial		État intermédiaire		État final
Diffusion élastique	$N + N$			$\rightarrow$	$N + N$
Production de pions	$N + N$	$\rightarrow$	$\Delta + N$	$\rightarrow$	$N + N + \pi$
Capture Δ	$\Delta + N$			$\rightarrow$	$N + N$
Échange de charge Δ	$\Delta + N$	$\rightarrow$	$\pi + N' + N$	$\rightarrow$	$\Delta' + N'$
Diffusion résonante π-N	$\pi + N$	$\rightarrow$	Δ	$\rightarrow$	$\pi' + N'$
Décroissance Δ	Δ			$\rightarrow$	$\pi + N$

Table 1.1 – Processus hadroniques considérés dans le code de cascade `ISABEL`.

interaction. Les trajectoires des N particules sont donc suivies simultanément, dans un intervalle de temps $\Delta\tau$ qui dépend des libres parcours moyens λ_i et des vitesses β_i. Cet intervalle de temps est pris comme la plus petite valeur du rapport entre ces deux grandeurs :

$$\Delta\tau = min \left\{ \frac{\lambda_i}{n\beta_i} \right\}_{1 \leq i \leq N}$$

où n est un paramètre dont la valeur dépend de la précision requise, du type et de l'énergie des particules qui interagissent. La valeur $n = 30$ est généralement utilisée dans les calculs. Les sections efficaces totales d'interaction de la particule incidente avec les protons $\sigma_{i,p}$ et les neutrons $\sigma_{i,n}$ sont déterminées et une approximation du libre parcours moyen est calculée :

$$\lambda_i = \frac{A}{\rho_{max}} [Z\sigma_{i,p} + (A - Z)\sigma_{i,n}]^{-1}$$

où ρ_{max} est la densité nucléonique au centre du noyau.

Au fur et à mesure du déroulement de la cascade, il faut recalculer la densité pour prendre en considération le fait que les niveaux en dessous du niveau de Fermi se dépeuplent. Les collisions qui violent le principe de Pauli sont interdites, mais ce dernier peut être appliqué de façon *stricte* (l'énergie du nucléon de cascade est inférieure à l'énergie de Fermi calculée pour le noyau cible dans l'état initial) ou il peut évoluer afin de tenir compte de cette diminution de densité de la mer de Fermi : une interaction qui générerait un nucléon d'énergie inférieure à l'énergie de Fermi aura une probabilité d'être interdite égale au rapport entre la densité de la mer de Fermi entre l'état courant et l'état initial[18].

18. Par exemple, si le rapport entre la densité de la mer de Fermi entre l'état courant et l'état initial est de 0.9, alors 90 % des réactions conduisant à un nucléon d'énergie inférieure à l'énergie de Fermi seront interdites.

Le calcul s'arrête lorsque toutes les particules de cascade ont quitté le volume cible ou lorsque leurs énergies deviennent inférieures à une énergie seuil (*energy cutoff*).

L'énergie d'excitation est calculée selon la formule de Metropolis *et al.* [27] :

$$E^* \;=\; T_0^0 \;-\; \sum_{i=1}^{m} T_i^0 \;-\; \sum_{i=1}^{m_\pi} E_i^0 \;-\; (m-1)\,B$$

où T_0^0 est l'énergie cinétique de la particule incidente (projectile), T_i^0 l'énergie cinétique des m nucléons éjectés, E_i^0 l'énergie totale des m_π pions émis (masse + énergie cinétique) et B l'énergie de liaison moyenne des nucléons [27, 28].

Un exemple d'événement `ISABEL` est montré sur la figure 1.3.

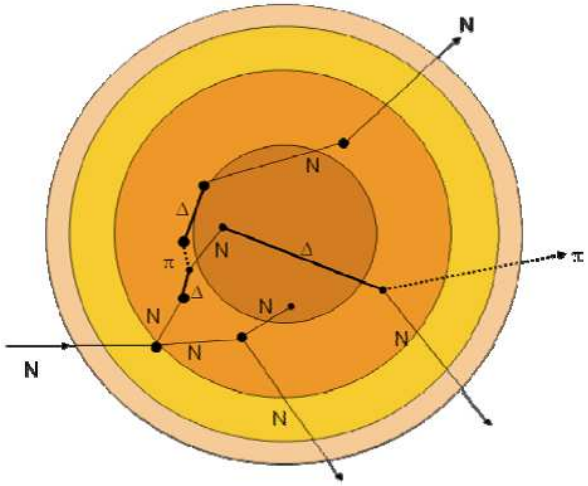


FIGURE 1.3 – Exemple d'événement `ISABEL` [17].

1.2.3.2 Le code `INCL`

Le code `INCL` [26] a été initialement conçu pour décrire les réactions d'ions lourds [29] avant d'évoluer vers les réactions induites par protons [30] et antiprotons [31]. La description succincte qui en est faite ici concerne la version `INCL4.5`, bien adaptée aux réactions de spallation autour de 1 GeV d'énergie cinétique du projectile dans le centre de masse, et améliorée à plus basse énergie incidente (en-dessous de 200 MeV).

À la différence d'`ISABEL`, les nucléons de la cible y sont décrits individuellement. Les nucléons du noyau cible sont placés aléatoirement (entre R_0 et R_{max}), selon une distribution qui a la même forme que celle de la densité nucléaire obtenue lors de mesures de diffusion d'électrons :
– distribution de type Woods-Saxon pour une cible de masse $A > 27$,
– distribution de type " oscillateur harmonique modifié " pour $6 \leq A \leq 27$,

– distribution gaussienne pour $A < 6$.

Les impulsions des nucléons sont tirées aléatoirement dans une sphère de rayon p_F, l'impulsion de Fermi, égal à 270 MeV/c (matière nucléaire normale). Les distributions sont les mêmes pour les protons et les neutrons. En fait, l'impulsion et la position ne sont pas indépendantes. Une fois l'impulsion p choisie, la position est tirée dans une sphère de rayon $R(p)$, avec $R(p)$ une fonction croissante choisie de façon à reproduire la densité et qui varie de 0 ($p = 0$) à R_{max} ($p = p_F$). Cette procédure revient à exiger que les nucléons d'impulsion comprise entre p et $p+dp$ contribuent au profil de densité par une tranche horizontale correspondant aux coordonnées verticales $R(p)$ et $R(p + dp)$, comme cela est illustré sur la figure 1.4. En d'autres termes, les nucléons d'impulsion p ne peuvent se propager au-delà de $R(p)$. Toutes les particules de la cible, y compris les pions, sont soumises à un puits de potentiel carré, constant pour les pions et, pour les nucléons, de rayon $R(p)$ et dont la profondeur est une fonction $V(\tau, E)$ de leur isospin τ et de leur énergie totale E.

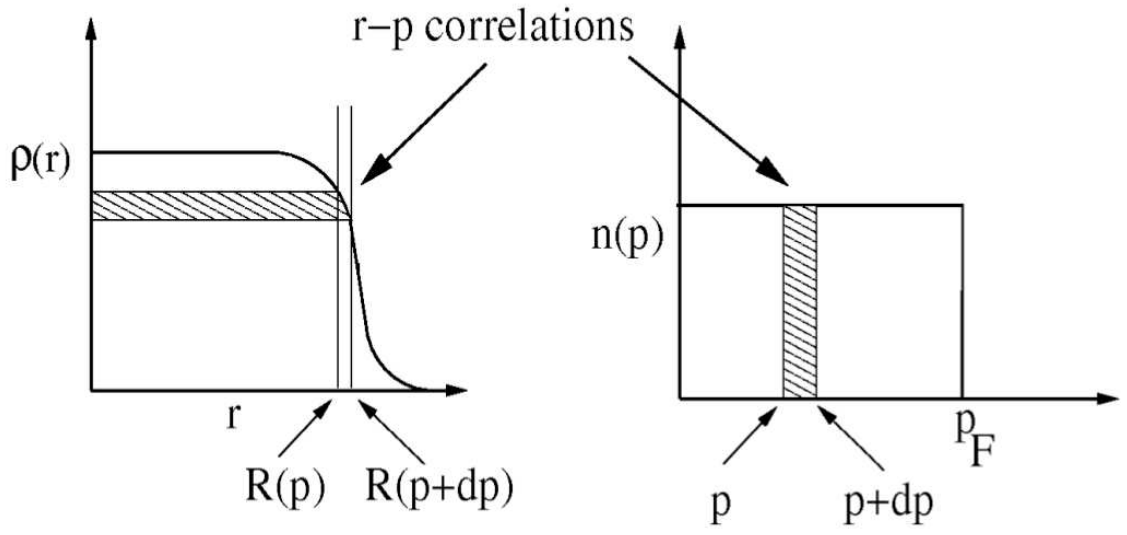


Figure 1.4 – Illustration de la corrélation *r-p* introduite dans la génération de l'état initial de la cible.

Les réactions considérées sont similaires à celles traitées dans `ISABEL` auxquelles s'ajoute la diffusion delta-delta. La sélection de l'état final, pour chaque canal incident (NN, $N\Delta$, $\Delta\Delta$), est faite aléatoirement, en comparant un nombre aléatoire au rapport des sections efficaces élastiques et inélastiques [19].
Une collision nucléon-nucléon n'est possible que si au moins l'un des nucléons est un participant [20] et si elle satisfait les deux critères suivants :
– l'énergie totale dans le centre de masse est supérieure à 1925 MeV : $\sqrt{s} > 2m_N + cut_{NN}$ ($cut_{NN} = 48.5\ MeV$) [21],

19. Comme pour `ISABEL`, ces sections efficaces proviennent principalement de résultats expérimentaux.
20. Un nucléon incident ou ayant participé à une collision est un participant, sinon c'est un spectateur.
21. Les collisions aux petits angles, *i.e.* correspondant à des transferts d'énergie et d'impulsion très faibles par rapport à l'énergie du participant sont négligées, ce qui permet d'optimiser le temps de calcul (point de

– le carré de la distance relative minimale vérifie $\pi d_{min}^2 < \sigma_{NN}(s)$,
mais peut être bloquée par le principe de Pauli. INCL inclut aussi la possibilité de former des « clusters » légers chargés (d, t, ^3He, ^4He) par coalescence à la surface du noyau.

La propagation de la cascade se fait temporellement (Fig. 1.5). Les particules se déplacent librement sur une trajectoire rectiligne entre des événements appelés avatars. Un avatar se produit lorsque deux particules ont atteint leur distance minimale d'approche (d_{min}), ou lorsque l'une des particules a atteint la surface du noyau [22] ou lors d'une décroissance Δ. À chaque avatar i est associé un temps τ_i auquel il se produira [23]. Le plus petit de ces temps $min\{\tau_i\}_i$ est sélectionné et l'ensemble des particules est déplacé à ce point dans le temps. Le premier avatar dans la liste est alors testé pour sa réalisation. Si tel est la cas, la liste des avatars (et donc des temps) est mise à jour et la procédure est répétée jusqu'à la fin de la cascade.

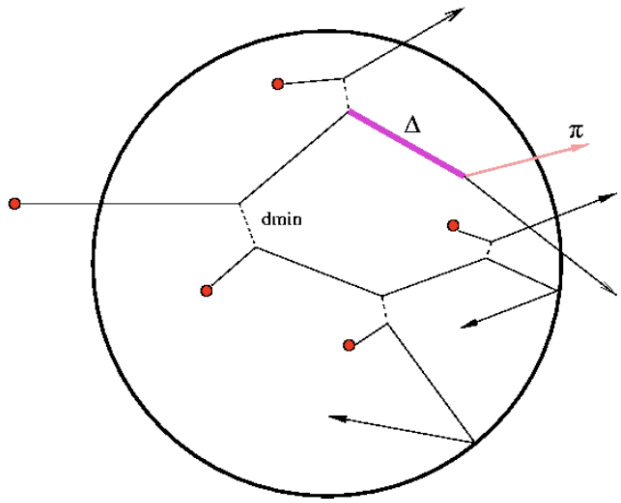


FIGURE 1.5 – Exemple d'événement INCL [17].

Dans INCL, le critère d'arrêt de la cascade est déterminé de façon cohérente à partir du comportement de plusieurs quantités physiques dépendantes du temps, telles que l'énergie d'excitation du noyau cible, sa dérivée temporelle, l'énergie cinétique moyenne des éjectiles et l'asymétrie de l'impulsion des nucléons participants par rapport à la direction du projectile incident. Les évolutions de ces quantités sont visibles sur la figure 1.6. Le temps de fin de la cascade t_{stop} (*stopping time*) a été déterminé pour le plomb (Fig. 1.6) et paramétré pour les

vue du programmeur). En effet, ces collisions changent peu le contenu en impulsion de la cible et, dans la plupart des cas, elles seraient de toute façon interdites par le blocage de Pauli (point de vue du physicien). La valeur de $cut_{NN} = 48.5\ MeV$ est un compromis entre la précision de la description de la physique et le temps de calcul. Cette quantité est mise à zéro pour la première collision à l'intérieur de tout événement afin d'améliorer à basse énergie la section efficace totale de réaction qui est déterminée par cette première collision.

22. Elle peut alors être réfléchie ou transmise avec une certaine probabilité selon son énergie cinétique + potentielle. Dans le cas où la particule peut être émise, le code vérifie si elle peut appartenir à un cluster.

23. Dans le cas d'une collision, ce temps est calculé par la connaissance des positions et vitesses relatives des deux particules.

autres masses comme :

$$t_{stop}\ (fm/c) = 70 \left(\frac{A}{208}\right)^{0.16}$$

L'énergie d'excitation à la fin de la cascade est calculée à partir de l'énergie cinétique des particules du noyau final, le pré-fragment :

$$E^* = \sum_{j \in A_{pref}} T_j - \left(\sum_{i \in A_{targ}} T_i^0 - (A_{targ} - A_{pref}) T_F \right)$$

où les T_j représentent les énergies cinétiques des particules du pré-fragment, les T_i^0 correspondent aux énergies cinétiques des nucléons du noyau cible et T_F est l'énergie cinétique de Fermi. Le terme entre parenthèses représente l'énergie minimale du système de A_{pref} nucléons. La conservation de l'énergie est exacte, mais sans l'énergie de recul du pré-fragment (négligée, de l'ordre de quelques MeV).

1.3 La désexcitation

L'étape de désexcitation est généralement traitée de façon statistique et séparément de la cascade intranucléaire, ce qui se justifie dans l'hypothèse de Bohr [10] d'indépendance (échelles de temps - très - différentes) entre la formation du noyau composé (notre pré-fragment) et sa désexcitation.

1.3.1 L'évaporation séquentielle de particules légères

Le fait d'assimiler, en première approximation, le noyau à une goutte liquide est la raison pour laquelle la notion d'évaporation, donc de changement d'état, est utilisée. En effet, on peut voir le noyau excité comme une goutte liquide chauffée plus ou moins fortement, qui va s'évaporer en un gaz de nucléons.

Le calcul des probabilités d'émission de chacun des types de particules (p, n, α) en fonction de l'énergie cinétique emmenée repose sur deux hypothèses de base :

- le système a une durée de vie suffisamment grande et est suffisamment excité pour pouvoir utiliser une approche statistique à l'équilibre (équiprobabilité des états microscopiques accessibles),
- le mécanisme d'évaporation est réversible (non-dissipatif) : le taux d'émission est égal au taux d'absorption, c'est le principe de la *balance détaillée*

  $$\rho_1\ \delta P_{12} = \delta\rho_2\ P_{21}$$

  avec ρ_1 la densité d'états du système initial, ρ_2 celle du système final, P_{12} la probabilité d'émission d'une particule par le système initial et P_{21} celle de capture de cette particule par le système final.

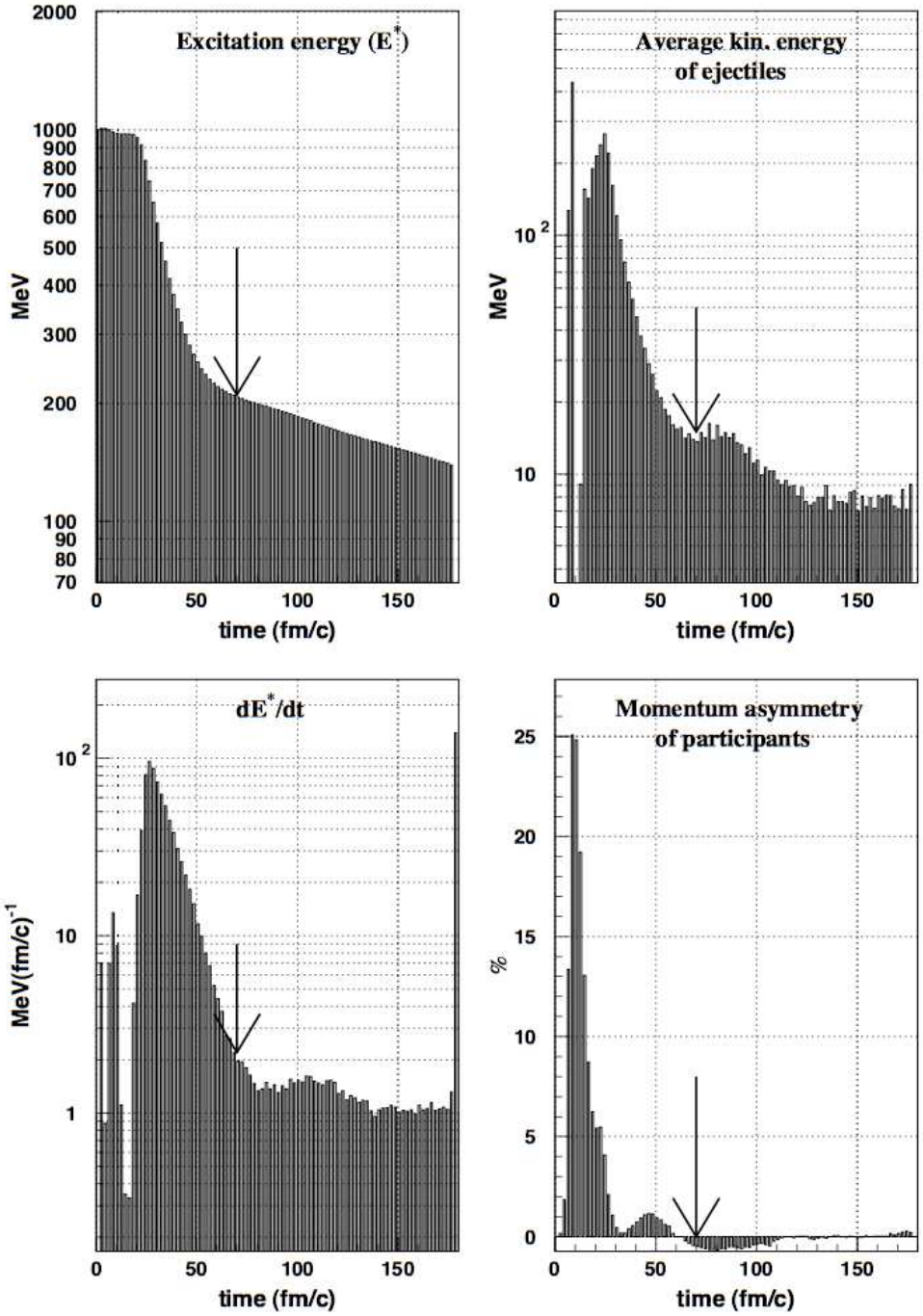


FIGURE 1.6 – Évolution dans le temps de l'énergie d'excitation du noyau cible, de sa dérivée temporelle, de l'énergie cinétique moyenne des éjectiles et de l'asymétrie de l'impulsion des nucléons participants, pour des collisions protons sur ^{208}Pb à 1 GeV. La flèche désigne le temps qui a été choisi pour la fin de la cascade, au niveau du passage entre un régime de variation rapide et un régime de variation plus douce.

La probabilité que l'on souhaite ici calculer est celle d'émettre une particule a d'énergie ε et de masse m :

$$\delta P_{12} = \ P_a(\varepsilon) d\varepsilon$$

La densité d'états du système initial d'énergie d'excitation E_i^* est donc :

$$\rho_1 = \rho_i(E_i^*)$$

La densité d'états du système final d'énergie d'excitation E_f^* est le produit de la densité d'états du noyau final (après émission de la particule) et du volume élémentaire occupé par la particule émise dans l'espace des phases (particule de spin s, d'impulsion p émise dans un volume unitaire Ω) :

$$\delta\rho_2 = \rho_f(E_f^*) \times (2s+1) \ \frac{4\pi p^2 dp}{h^3} \Omega$$

P_{21} est la probabilité de capture de la particule a, d'énergie ε par unité de temps et peut s'écrire comme le produit de la section efficace de capture par le flux de particules qui est le produit de la vitesse v par la densité volumique de particules égale à $1/\Omega$:

$$P_{21} = \sigma_c(\varepsilon) \frac{v}{\Omega} = \sigma_c(\varepsilon) \frac{1}{\Omega} \frac{d\varepsilon}{dp}$$

L'équation de base donnant la probabilité d'émission d'une particule a d'énergie ε pour un noyau initial d'énergie d'excitation E_i^* et de densité d'états $\rho_i(E_i^*)$ s'écrit donc :

$$P_a(\varepsilon) \ = \ \frac{\rho_f(E_f^*)}{\rho_i(E_i^*)} \times (2s+1) \ \frac{4\pi p^2}{h^3} \ \sigma_c(\varepsilon)$$

avec $E_f^* = E_i^* - Q - \varepsilon$ où Q est l'énergie de séparation de la particule du noyau initial et $p^2 = 2m\varepsilon$ (énergies non-relativistes).

Si l'on intègre cette expression sur l'énergie d'émission de la particule, on obtient la largeur partielle du processus (formule de Weisskopf-Ewing [32]) :

$$\Gamma_a(E_i^*) = \int P_a(\varepsilon) d\varepsilon \ = \ (2s+1) \ \frac{8\pi m}{h^3} \ \frac{1}{\rho_i(E_i^*)} \times \int \varepsilon \ \sigma_c(\varepsilon) \rho_f(E_i^* - Q - \varepsilon) d\varepsilon$$

La probabilité finale pour évaporer la particule a est donc le rapport d'embranchement entre sa largeur partielle et la somme des voies d'évaporation possibles :

$$P_a = \frac{\Gamma_a}{\sum_{a'} \Gamma_{a'}}$$

Le calcul des probabilités d'émission nécessite donc la connaissance des sections efficaces de capture ainsi que la modélisation des densités d'états des noyaux.

1.3.1.1 Densité d'états

La densité d'états d'un noyau est paramétrée à l'aide de modèles relativement simples :
- un modèle à niveaux équidistants $g(\varepsilon) = g_0$

$$\rho(E^*) = \frac{exp(2(aE^*)^{1/2})}{48^{1/2}E^*} \ , \ a = \frac{\pi^2}{6}g_0$$

  où a est le paramètre de densité de niveaux.
- un modèle de gaz de Fermi $g_0 = 3/2\ A/\mu_0$ qui reprend l'idée du modèle à niveaux équidistants mais appliquée autour du niveau de Fermi, niveau auquel se trouve l'énergie d'excitation

$$\rho(E^*) = \frac{\pi^{1/2}}{12}\ \frac{exp(2(aE^*)^{1/2})}{a^{1/4}E^{*5/4}} \ , \ a = \frac{A\pi^2}{4\mu_0}$$

  où A est la masse du noyau et μ_0 le potentiel chimique [24].

Une fois le modèle nucléaire choisi, il reste donc à connaître l'expression du paramètre de densité de niveaux a : on peut se référer aux expressions développées par Weisskopf [25] (1937) [33], Gilbert [26] (1965) [34], Ignatyuk [27] (1975) [35], Tōke [28] (1981) [36] et bien d'autres ...

1.3.1.2 Section efficace de capture

La section efficace de capture peut être décomposée en deux facteurs [32] :

$$\sigma_c(\varepsilon) = S(\varepsilon)\xi(\varepsilon)$$

avec $S(\varepsilon)$ la section efficace pour *atteindre* la surface du noyau et $\xi(\varepsilon)$ le facteur d'*accrochage* (probabilité d'échange d'énergie entre la particule et le noyau).

Dans le cas du bombardement d'un noyau cible, il est souvent difficile de distinguer entre les différents moments angulaires [29] : seule la valeur moyenne de $\xi(\varepsilon)$ est accessible. En revanche, la section efficace $S(\varepsilon)$ peut s'écrire comme une somme de sections efficaces partielles liées chacune à une valeur de moment angulaire l (décomposition en ondes partielles) :

$$S(\varepsilon) \ = \ \frac{\pi}{k^2}\sum_l (2l+1)\ Q_l(\varepsilon)$$

avec $k = p/\hbar$ la norme du vecteur d'onde. Dans la théorie de Weisskopf-Ewing [32], les Q_l sont des facteurs de *pénétration* qui dépendent de la nature de la particule à capturer (barrière centrifuge et barrière coulombienne pour les particules chargées). Dans la théorie

24. Il est également possible de prendre en compte le moment angulaire j du noyau.
25. Ordre de grandeur de a : $5\ MeV^{-1} < a < 20\ MeV^{-1}$
26. Prise en compte des effets de paires de nucléons dans le noyau et des effets de couches.
27. Prise en compte des effets de déformation du noyau.
28. Prise en compte de la diffusivité de la surface du noyau.
29. De nombreux niveaux avec différents moments angulaires sont en résonance simultanée.

de Hauser-Feshbach [37], les Q_l sont des facteurs de *transmission* qui dépendent de l'expression du potentiel optique [30]. Le formalisme de Weisskopf-Ewing ne prend en compte que la conservation de l'énergie, de la charge et de la masse, contrairement au formalisme de Hauser-Feshbach qui assure aussi la conservation du moment angulaire total et de la parité.

1.3.2 La fission des noyaux lourds

La fission est une voie de désexcitation importante pour les noyaux lourds (en particulier pour les actinides). Ce processus peut s'expliquer qualitativement en termes de stabilité de la goutte liquide chargée de Weizsäcker [39] : une partie de l'énergie d'excitation du pré-fragment peut induire une déformation collective du noyau qui, lorsqu'il s'éloigne de la forme sphérique, devient le siège d'une compétition entre les forces de surface qui augmentent et la répulsion coulombienne qui diminuent, jusqu'à un point critique de déformation appelé point *selle* au-delà duquel la fission devient irréversible [31]. Le noyau instable continue alors sa séparation jusqu'à se diviser en deux fragments de fission, au point de *scission*. C'est le modèle de l'état transitoire (*TSM* pour *Transition-State Model*).

Bohr et Wheeler [40] sont les premiers à donner en 1939 [32] une description statistique de la fission, en introduisant une largeur de décroissance du noyau fissionnant :

$$\Gamma_f^{BW}(E^*) \;=\; \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \int_0^{E^*-B_f} \rho_s(E^* - B_f - \varepsilon)d\varepsilon$$

avec $\rho(E^*)$ la densité de niveaux du noyau non déformé, $\rho_s(E^* - B_f - \varepsilon)$ celle au point selle, ε l'énergie cinétique relative des deux fragments et B_f l'énergie de la barrière de fission.

La fission est en réalité un processus dynamique (évolution temporelle du système depuis l'état fondamental jusqu'au point de scission). Kramers [42] a développé un formalisme qui prend en considération le phénomène de dissipation (modélisé par un terme de friction/viscosité η) dans un cadre général de l'évolution des réactions chimiques. Cet effet dissipatif, appliqué à la fission nucléaire, conduit à une largeur plus faible que celle de Bohr et Wheeler et introduit un retard à la fission (constante de temps τ) :

$$\Gamma_f(t) \;=\; \Gamma_{BW}\left(\sqrt{1+\eta^2} - \eta\right)[1 - \exp(-t/\tau)] \;=\; \Gamma_K\,[1 - \exp(-t/\tau)]$$

1.3.3 L'émission de fragments de masse intermédiaire

Comme nous venons de le voir, la désexcitation statistique du pré-fragment (noyau composé) à des énergies d'excitation relativement faibles se présente sous forme d'évaporation de parti-

30. Potentiel optique : $V(l,r) = \underbrace{V_{nucleaire}(r)}_{p.\ ex.\ Bass\ (1979)\ [38]} + \underbrace{V_{coulombien}(r)}_{1.44\ Z_1 Z_2/r} + \underbrace{V_{centrifuge}(l,r)}_{l(l+1)\ \hbar^2/(2\mu r^2)}$

31. Le point selle correspond à un maximum d'énergie potentielle dans la coordonnée de déformation.

32. La fission a été découverte en 1938 par O. Hahn et F. Strassmann [41], découverte à laquelle L. Meitner a grandement contribué mais qui, ayant dû fuir l'Allemagne en 1938, ne put signer l'article de ses deux collègues paru dans *Naturwissenschaft*.

cules et de fission. Dans le premier cas, sont émises des particules légères (n, p, α) et, dans le second, des fragments de taille proche de la moitié de celle du noyau composé sont observés. Cette distinction entre l'évaporation et la fission semble assez artificielle. D'un point de vue expérimental, on sait que des fragments dits de masse intermédiaire (*IMF* pour *Intermediate Mass Fragments*) et dont la masse est comprise entre les particules α et les premières masses des fragments de fission ($A \approx 60$) sont observés dans les réactions de haute énergie [33].

1.3.3.1 L'évaporation généralisée aux *IMF*

Il est *a priori* possible d'utiliser les formalismes de l'évaporation séquentielle de particules légères pour l'évaporation des *IMF*. Dans ce cas, il faut prendre en considération, pour le calcul de l'énergie finale du noyau après évaporation, la possibilité que ces *IMF* soient émis dans un état excité. Rappelons ici que, pour pouvoir appliquer le principe de la balance détaillée, il est supposé que ce processus est non-dissipatif et que la dynamique de formation du fragment peut être négligée. La difficulté de cette approche réside donc dans la connaissance des limites d'applicabilité du principe de la balance détaillée.

1.3.3.2 La fission asymétrique

L'observation de l'émission de fragments sous la barrière coulombienne à des taux qui ne pouvaient pas être expliqués par effet tunnel à travers cette barrière [44, 45] ont amené Moretto et ses collaborateurs [46] à formuler l'idée que ces fragments pourraient être émis par un noyau déformé, déformation qui entraîne un abaissement de la barrière coulombienne.

Introduisons tout d'abord le paramètre de fissilité x. Ce facteur décrit l'instabilité d'un noyau envers la fission.

$$x = \frac{(Z^2/A)}{(Z^2/A)_{critique}}$$

avec $(Z^2/A)_{critique} \approx 47.8$ (valeur obtenue par Bohr et Wheeler à partir de l'énergie de fission critique de l'U^{239} [40]). $x \geq 1$ indique que le noyau aura tendance à fissionner spontanément. Businaro et Gallone [47, 48] ont montré qu'en-dessous d'une certaine valeur de ce paramètre de fissilité x_{BG} (typiquement $x_{BG} \approx 0.4$, soit la région autour de $A = 100$), la division très asymétrique du noyau devient énergétiquement favorisée par rapport à la fission plus symétrique de Bohr et Wheeler. Expérimentalement, cette évolution a été observée par l'apparition de spectres très aplatis de la variable d'asymétrie définie par $(A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$, où A_1 et A_2 sont les masses des deux fragments produits lors de la fission.

Dans la fission des noyaux lourds, on a vu que le point selle correspond à un maximum d'énergie potentielle V dans la coordonnée de déformation c :

$$\frac{\partial V}{\partial c} = 0$$

33. En 1958 Caretto avait déjà observé une production importante de ^{18}F, ^{24}Na, ^{28}Mg et ^{32}P dans des collisions $p + Pb$ autour du GeV [43].

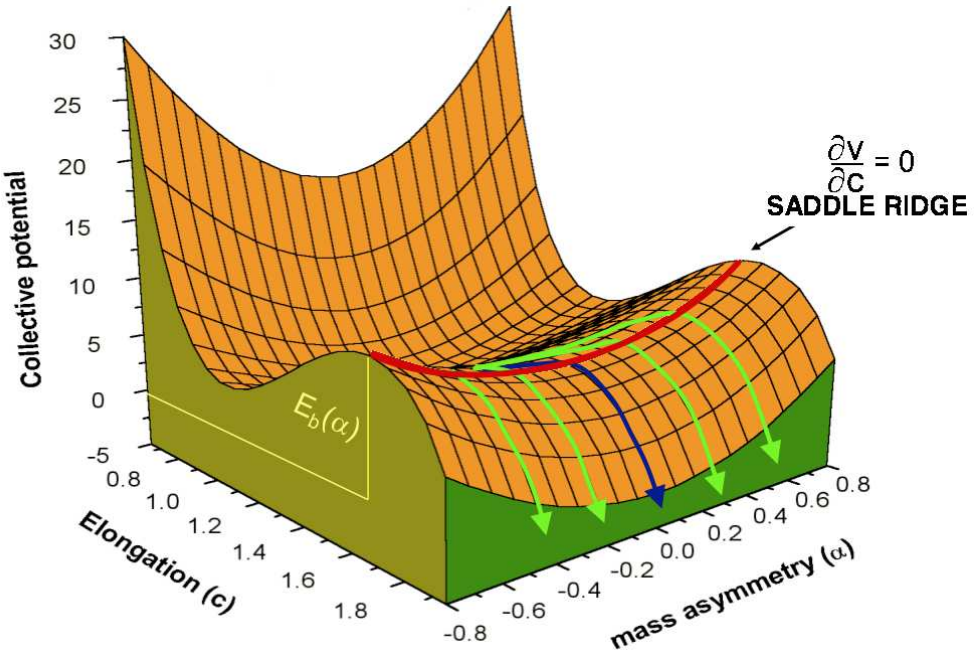


Figure 1.7 – Exemple de surface d'énergie potentielle en fonction de la coordonée d'élongation c et de la coordonnée d'asymétrie de masse α (voir texte pour la définition). La ligne de crête $\partial V/\partial c = 0$ est visible en rouge ainsi que la voie de fission symétrique (en bleu) et différentes voies asymétriques (en vert) (^{224}Th [51]).

D'après Moretto [46], le modèle de l'état transitoire peut être appliqué à la fission asymétrique de noyaux plus légers. Moretto prend en considération une nouvelle coordonnée, à savoir l'asymétrie de masse α entre les deux futurs fragments de fission A_1 et A_2 :

$$\alpha = \frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2}$$

Dans la limite où cette quantité est bien définie [34], il est possible de considérer une coupure de la surface d'énergie potentielle le long de la coordonnée d'asymétrie de masse qui passe par le point selle (symétrique) et telle qu'en chaque point de cette ligne, appelée ligne de crête, l'énergie potentielle soit stationnaire par rapport aux autres coordonnées (Fig. 1.7). Chaque point de cette ligne (*i.e.* chaque partition possible du système) est donc un point selle sous contrainte (asymétrie de masse fixée). La forme du point selle est généralement modélisée en termes de deux sphéroïdes en contact (voir Nix [49]). Une méthode pour le calcul de la barrière de potentiel en ces différents points selles a été déterminée par Davies and Sierk [50].

Cette conception de l'état transitoire nous amène finalement à considérer l'émission de particules légères et la fission symétrique comme les deux extrêmes d'un même processus de

34. Pour des valeurs de fissilité $x \leq 0.7$, le col est très étroit au niveau du point selle, et les deux fragments en formation sont déjà bien définis en masse. Pour le noyau de ^{136}Xe, on a : $x \sim 0.48$. On montre par ailleurs que cette variable est systématiquement plus petite pour les préfragments formés au cours de la cascade que pour le noyau cible.

cassure binaire reliés entre eux par le degré de liberté d'asymétrie de masse (de ≈ 0 pour la fission symétrique à α_{max} pour l'évaporation) [35].

1.3.4 La multifragmentation

Pour les énergies d'excitation les plus importantes (quelques MeV par nucléon), il est difficile pour le noyau de retrouver son état d'équilibre statistique entre deux émissions successives de particules ou de fragments, équilibre qui représente l'hypothèse principale des processus séquentiels d'évaporation-fission dont on vient de parler. L'image d'un noyau qui éclaterait en plusieurs fragments émis quasi-simultanément semble plus réaliste. On parle alors de multifragmentation (ou *multiparticle break-up*) [36]. Une étude de Bizard *et al.* [52] situe cette transition du régime d'évaporation-fission vers le régime de multifragmentation à des énergies d'excitation entre 3 et 5 MeV par nucléon. De telles énergies d'excitation ne représentent généralement qu'une petite partie de la section efficace totale de réaction. La multifragmentation peut être traitée de façon statistique (modèle `SMM` [37] [53]) ou dynamique (modèle `QMD` [38] [54, 55]).

L'approche statistique de la multifragmentation suppose l'équilibre thermodynamique (au moins partiel) du pré-fragment, *i.e.*, comme nous l'avons vu précédemment, l'oubli de son mécanisme de création. En raison d'une forte pression interne due à la grande énergie d'excitation et à la faible compressibilité de la matière nucléaire, le système nucléaire connaît une phase d'expansion et de refroidissement pendant laquelle la densité nucléonique décroît. Si la pression interne n'est pas suffisamment élevée, le noyau va se recomprimer sous l'action des forces nucléaires puis se désexciter par un processus usuel d'évaporation/fission. Par contre, si la densité est suffisamment faible ($\rho < \rho_0/2$), les modèles prévoient l'équivalent d'une transition gaz-liquide avec l'apparition de gouttelettes nucléaires (au milieu d'un gaz de nucléons). Lorsque ces gouttelettes sont séparées par une distance supérieure à la portée de la force nucléaire (*i.e.* 2-3 fm et $\rho \approx \rho_0/10$), l'interaction forte entre ces gouttes cesse : c'est le point dit de *freeze-out*. Les gouttes deviennent des fragments qui se propagent sous la seule influence de l'interaction coulombienne et se désexcitent par l'émission de particules secondaires.

Dans une approche statistique, la probabilité d'un certain état final est proportionnelle à son poids statistique, *i.e.* au nombre de micro-états qui aboutissent à cet état final. Tout repose donc sur le calcul des poids statistiques des différents états finaux dans l'espace des phases disponible, espace déterminé par l'énergie, le nombre de masses et de charges à l'intérieur du volume de *freeze-out* [39].

35. Je trouve personnellement cette idée d'un processus unique élégante, même si ma compréhension de toutes les hypothèses, approximations et limites sous-jacentes est limitée.
36. Voire de vaporisation complète dans les cas extrêmes de très haute énergie d'excitation.
37. Statistical Multifragmentation Model.
38. Quantum Molecular Dynamics.
39. Le poids statistique de chaque partition du système est déterminé à partir de son énergie libre (approche canonique) et les fragments y sont décrits selon le modèle de la goutte liquide.

1.3.5 Quelques modèles de désexcitation

Comme pour les codes de cascade, de nombreux modèles de désexcitation sont disponibles (`Dresner` [56], `GEM`[40] [57], `GEMINI` [58], `ABLA` [59], `SMM` [53] ...). Ces modèles se basent pour l'essentiel sur les formalismes développés dans les paragraphes précédents. Une description très succincte des codes utilisés par la suite pour analyser mes données, à savoir `SMM`, `ABLA` et `GEMINI`, est faite ici.

1.3.5.1 `SMM`

Le modèle `SMM` [53], comme nous l'avons vu, est un modèle statistique de multifragmentation, qui traite également la phase d'évaporation statistique. L'évaporation utilise le formalisme de Weisskopf-Ewing généralisé à l'émission de particules allant jusqu'au noyau ^{18}O. La voie de multifragmentation est ouverte aléatoirement à partir d'une énergie d'excitation de l'ordre de 2.5 MeV par nucléon.

1.3.5.2 `ABLA07`

Le code `ABLA` [59] a été développé dans les années 80 par K.H. Schmidt *et al.*. À l'origine `ABLA` était un code statistique pur dans lequel, en ce qui concerne l'évaporation, seuls les neutrons, protons, et ^{4}He étaient évaporés dans le formalisme de Weisskopf-Ewing. La principale limitation du modèle avait pour origine l'absence des canaux d'émission d'IMF.

De récents et importants développements ont été depuis apportés dans `ABLA` :
- la fission y est désormais décrite de façon dynamique (à partir du formalisme de Kramers)[41].
- l'émission de particules a été étendue aux photons γ (pour la fin de la désexcitation) et aux IMF[42],
- un module de multifragmentation (*simultaneous break-up*) a également été développé comme deuxième mécanisme possible d'émission d'IMF. Cette voie est ouverte lorsque l'énergie d'excitation dépasse une valeur limite qui peut soit dépendre de la masse du pré-fragment soit être fixée à 4.2 MeV par nucléon pour tous les noyaux.

1.3.5.3 `GEMINI++`

Le code `GEMINI` [58] a été développé en 1988 par R.J. Charity *et al.* dans le but de traiter la décroissance binaire et l'évaporation dans un formalisme unifié (introduit par L.G. Moretto [46]). Le tableau ci-dessous synthétise les mécanismes de désexcitation présents dans

40. Generalized Evaporation Model.
41. `ABLA` fait appel au modèle semi-empirique de fission PROFI [60] pour calculer les caractéristiques des fragments de fission.
42. Les barrières coulombiennes sont calculées à partir du potentiel optique pour $l = 0$ (voir note 30).

`GEMINI++`. Le symbole Z représente la charge de la particule émise et Z_{switch} peut être égale, au choix, à 2, 3 ou 4 [43].

Processus	**Modèle**	**Notes**
évaporation de particules légères	Hauser-Feshbach	$Z \leq Z_{switch}$
décroissance binaire (émission d'IMF)	état transitoire Moretto	$Z > Z_{switch}$
fission	Bohr-Wheeler	uniquement pour les noyaux lourds

1.4 Motivations de l'expérience S304

1.4.1 Données FRS

De nombreuses expériences de spallation ont été réalisées auprès du séparateur de fragments FRS (*FRagment Separator*) à GSI, pour différents noyaux (du fer à l'uranium), et à différentes énergies incidentes (entre 300 et 1500 MeV par nucléon) [61, 62, 63, 64]. Le système $^{136}Xe+p$ à 1 GeV par nucléon a été étudié [18], et des mesures de sections efficaces de production de résidus et des distributions de vitesse longitudinale ont été obtenues. Nous nous intéressons dans ce paragraphe aux principaux résultats concernant ce système.

Les spectres de vitesse longitudinale $v_{\parallel}^{b}$ pour trois IMF (^{11}Be, ^{20}F et ^{31}Si) produits dans ce système sont montrés sur la figure 1.8 ainsi que leur distribution reconstruite correspondante dans l'espace des vitesses ($v_{\parallel}^{b}$,$v_{\perp}^{b}$). On peut clairement identifier une transition progressive entre une forme gaussienne pour le ^{31}Si vers une forme à deux bosses pour le ^{11}B. Dans l'espace des vitesses, cela correspond au passage d'une forme en cloche vers une forme présentant un creux autour du centre de masse. Pour les IMF légers, la dynamique de la réaction aboutit donc au peuplement d'une couche d'émission la plus probable autour du centre de masse. La forme à deux bosses visible pour le ^{11}B est alors expliquée par le fait que le spectromètre FRS ne permet d'accéder qu'à une petite portion à l'avant et à l'arrière de cette couche [44].

En fait, ces spectres peuvent être séparés en deux composantes dont le rapport des intensités fixe la forme finale du spectre. La première composante convexe (en bleu sur la figure 1.8) correspondrait à la production de ces IMF soit en tant que résidu d'une évaporation séquentielle

43. Z_{switch} est égale à 3 dans notre analyse.
44. Les fragments mesurés sont situés à l'intérieur des deux lignes tracées sur les distributions dans l'espace des vitesses sur la figure 1.8.

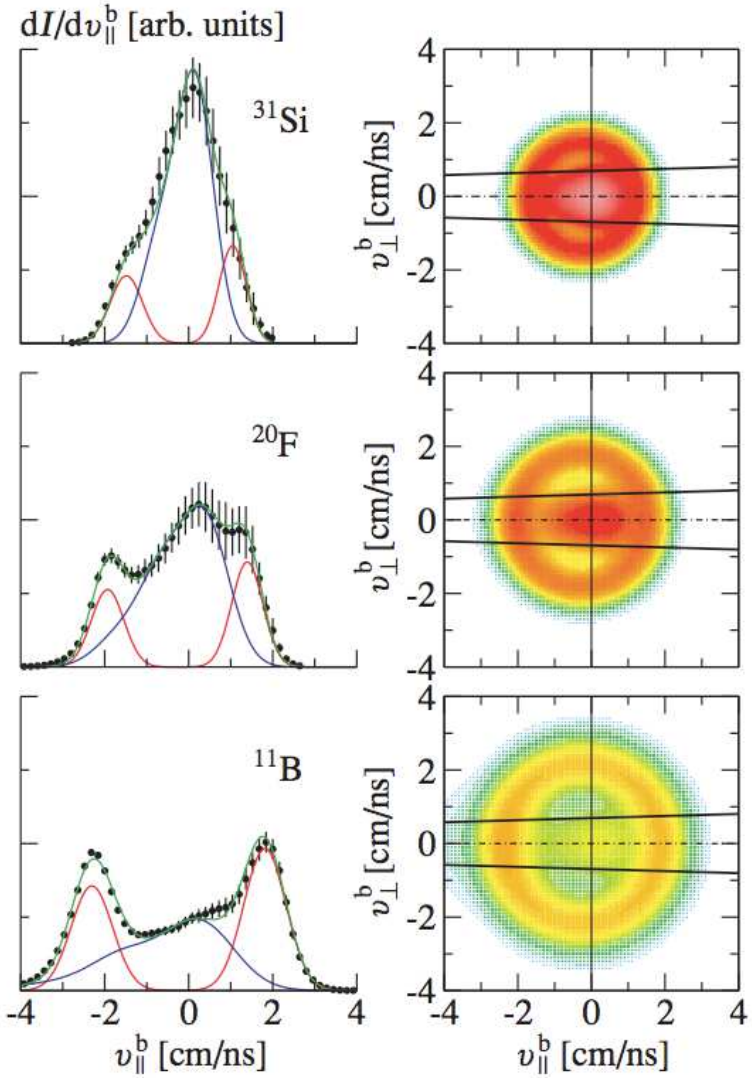


Figure 1.8 – Système $^{136}Xe + p$ (P. Napolitani *et al.* [18]) - Colonne de gauche : spectres de vitesse longitudinale $v_\parallel^b$ mesurés pour trois noyaux, ^{11}Be, ^{20}F, ^{31}Si, dans le repère du faisceau. Colonne de droite : distributions reconstruites correspondantes dans l'espace des vitesses ($v_\parallel^b$,$v_\perp^b$), dans un plan contenant l'axe du faisceau. Les deux lignes indiquent les limites de l'acceptance angulaire, à l'intérieur desquelles les fragments peuvent être mesurés.

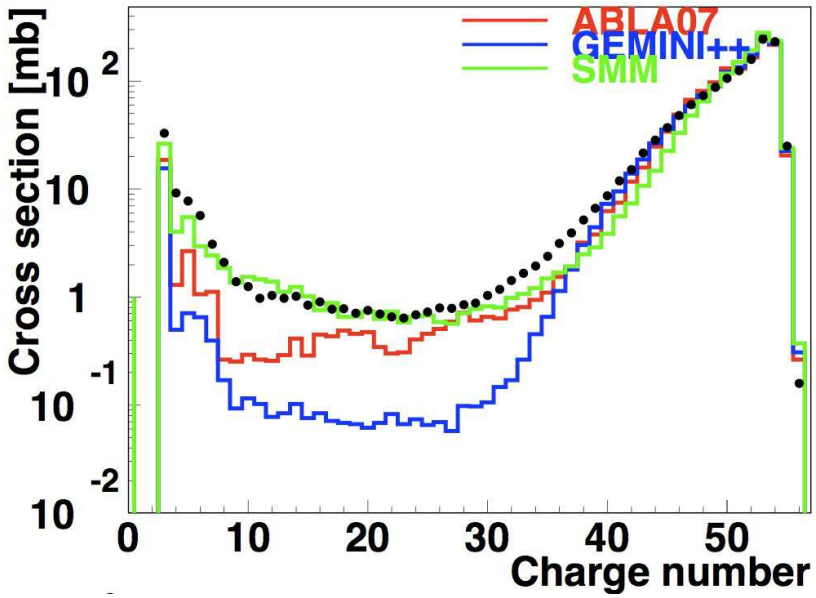


FIGURE 1.9 – Section efficace de production de la charge du résidu dans le système $^{136}Xe+p$ à 1 GeV par nucléon. Les données FRS [18] (points noirs) sont comparées aux trois modèles de désexcitation `ABLA07`, `GEMINI++` et `SMM`, tous couplés au code de cascade intranucléaire `INCL4` (calculs de D. Mancusi).

soit, étant donnée les énergies d'excitation en jeu, par un mécanisme de cassure simultanée en différents fragments de taille comparable (multifragmentation). La seconde composante concave (en rouge sur la figure 1.8) porte la signature non ambigüe d'une forte répulsion coulombienne dans le processus d'émission, attribuée à une cassure très asymétrique de la source (le pré-fragment issu de la cascade).

Ces mesures peuvent s'interpréter comme prouvant l'existence d'une étape de multifragmentation, et sont donc intéressantes pour tester les modèles dans lesquels l'émission d'IMF est traitée différemment. Remarquons que les modèles `ABLA07` et `GEMINI++` sont tous deux en accord avec ce même type de mesures obtenues sur le système $^{56}Fe+p$ [64, 65]. De plus, dans `ABLA07`, la production d'IMF via son module de multifragmentation est compensée, si on le désactive, par l'évaporation directe d'IMF ou la production d'IMF en tant que résidu d'évaporation.

La figure 1.9 montre, quant à elle, la distribution de la charge du résidu de spallation pour la réaction $^{136}Xe+p$ à 1 GeV par nucléon, mesurée au FRS [18] et comparée à différents modèles de désexcitation, tous couplés à la cascade intranucléaire `INCL4`. Seul `SMM` est capable de reproduire correctement les données dans le domaine de charges comprises entre $Z=10$ et $Z=30$. Ceci laisse à penser, peut-être trop rapidement, que ce plateau serait peuplé principalement par de la multifragmentation. En effet, `GEMINI++`, qui pour rappel est le seul à émettre des IMF à partir du modèle de l'état transitoire, n'arrive pas à reproduire le niveau de ce plateau. `ABLA07`, qui peut émettre des IMF par multifragmentation, est en bien meilleur accord, et `SMM`, qui les émet principalement par multifragmentation dans cette région, est presque parfait.

Si la multifragmentation semble dominer la production des noyaux de charge inférieure ou égale à 35, cela reste néanmoins à expliquer. La mesure en coïncidence de SPALADIN doit permettre, de par l'identification aussi complète que possible des fragments et des neutrons de désexcitation qui composent l'état final, de tester plus profondément les modèles[45] et de répondre à certaines questions : nombre de fragments dans l'état final ? « multifragmentation » en deux fragments principalement ?...Le choix de l'isotope ^{136}Xe pour notre expérience n'est donc pas anodin. Il nous permettra de comparer nos données à celles de FRS et d'interpréter cette observation, à savoir l'importance réelle (ou non) et la nature de la multifragmentation dans cette région d'intérêt en charges comprises entre $Z \approx 10$ et $Z \approx 35$ (Fig. 1.9) pour cette réaction, mais qui ne représente que 1 à 2 % de la section efficace totale.

1.4.2 Données SPALADIN

Une première expérience dans le cadre du programme SPALADIN (*SPallation with ALADIN*, GSI, Allemagne) a été réalisée en 2004 sur le système $^{56}Fe + p$ à 1 GeV par nucléon[46] et a fait l'objet de plusieurs thèses de doctorat dont celle de mon prédécesseur à l'Orme des Merisiers, Éric Le Gentil [66].

Dans un premier temps, les sections efficaces de production des éléments (dépendance en Z) sont comparées aux données précédentes du FRS et aux trois modèles de désexcitation `SMM`, `GEMINI++` et `ABLA07` (avec ou sans multifragmentation), tous couplés au code de cascade intranucléaire `INCL4` (Fig. 1.10). À l'époque, `ABLA` ne pouvait pas émettre d'IMF et était donc incapable de reproduire les données. Seul `GEMINI` était en bon accord avec les données, `SMM` surestimant la production des IMF entre $Z = 3$ et $Z = 10$. Il faut souligner que nos collègues du GSI ont depuis bien travaillé car `ABLA07` est désormais en très bon accord avec les données sur le fer (voir figure 1.10). On remarque également que la production d'IMF dans `ABLA07` n'est pas vraiment sensible à l'utilisation ou non du module de multifragmentation. En effet, la composante de multifragmentation dans la production d'IMF est compensée, lorsque l'on éteint le module, par de l'évaporation directe d'IMF ou par la production d'IMF en tant que résidu d'évaporation.

Dans un second temps, la décomposition de la section efficace suivant différents canaux de désexcitation (Fig. 1.11), *i.e.* selon le nombre de particules $Z = 2$ et de fragments ($Z \geq 3$), montre que c'est la combinaison `INCL4/GEMINI++` qui reproduit le mieux les données. On constate aussi, d'une part, que les fragments lourds sont souvent produits sans autre fragment ($Z > 2$) ni $Z = 2$ dans l'état final et que, d'autre part, la section efficace de production d'IMF est essentiellement constituée d'événements avec deux fragments, une faible proportion de la section efficace totale correspondant à des états finaux à trois fragments ou plus.

Des variables reliées à l'énergie d'excitation à la fin de la cascade, E^*, ont été étudiées : *p.ex.* Z_{bound} ($Z_{bound} = \sum_{i,Z_i \geq 2} Z_i$) dont la corrélation avec E^* est pratiquement indépendante du

45. Il est à noter ici que depuis la première expérience SPALADIN en 2004, les modèles se sont améliorés (voir 1.4.2) contrairement au dispositif expérimental...
46. Système également étudié au FRS [64].

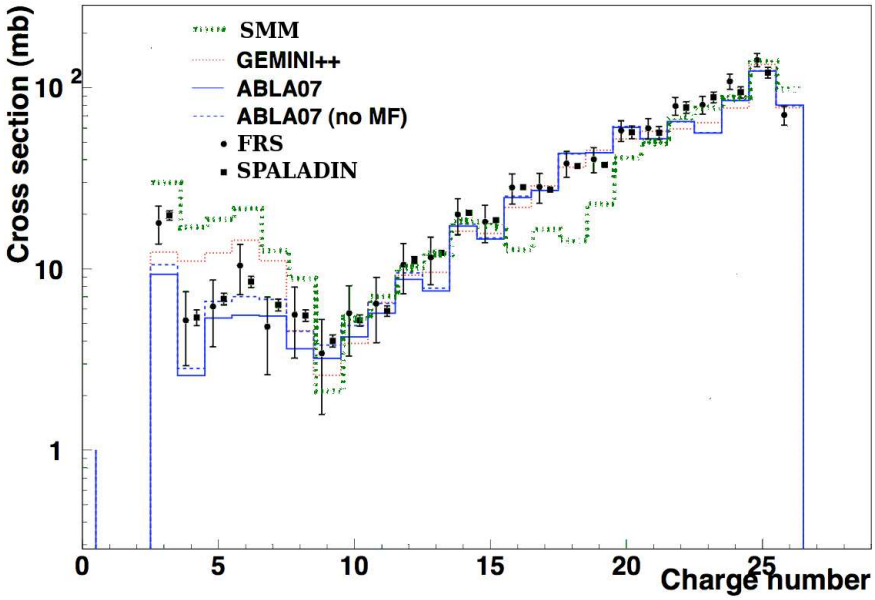


FIGURE 1.10 – Section efficace de production de la charge du résidu dans le système $^{56}Fe+p$ à 1 GeV par nucléon. Les données SPALADIN (É. Le Gentil *et al.* [19]) et FRS (P. Napolitani *et al.* [64]) sont comparées aux trois modèles de désexcitation `SMM`, `GEMINI++` et `ABLA07` (avec ou sans multifragmentation), tous couplés au code de cascade intranucléaire `INCL4`.

modèle de désexcitation. Cette corrélation a ainsi permis le classement des événements dans différents domaines d'énergie d'excitation indépendamment des modèles de désexcitation, ce qui a rendu possible l'étude de la dépendance du mécanisme de la spallation en fonction de cette variable théoriquement indépendante d'un quelconque modèle de cascade.

La multiplicité moyenne de différents types de fragments (Fig. 1.12) en fonction de Z_{bound}, relativement bien reproduite par `GEMINI++` et `ABLA07`, indique que la multiplicité moyenne des fragments $Z > 2$ reste faible même à grande énergie d'excitation (*i.e.* à petits Z_{bound}).

Pour mieux comprendre le mécanisme responsable de l'émission d'IMF, la différence de charge entre les deux plus gros fragments chargés ($Z_1 - Z_2$) des événements multifragmentés a été étudiée. Les événements ont été séparés en trois intervalles de multiplicité ($M_n + M(Z = 2)$), de faible à haute énergie d'excitation (Fig. 1.13). Une transition d'une cassure asymétrique ($Z_1 - Z_2$ grand) vers une cassure plus symétrique ($Z_1 - Z_2$ petit) est observée. Les données sont assez bien reproduites par `GEMINI++` pour les deux premiers intervalles et par `ABLA` pour le troisième (haute énergie d'excitation).

Si le processus de production des IMF (évaporation/multifragmentation) dépendait uniquement de l'énergie d'excitation disponible par nucléon, on pourrait s'attendre à un rôle plus important de la multifragmentation [47] dans le fer et à un rôle plus important de l'évaporation dans le xénon. En effet, pour un projectile incident de même énergie, l'énergie d'excitation par nucléon que l'on peut atteindre est bien plus importante dans le fer que dans le xénon [48]

47. Seuil de la multifragmentation tel qu'on peut le trouver dans la littérature : $E^*/A \approx 4\ MeV$.
48. L'énergie d'excitation moyenne décroît avec la taille du noyau : il y a beaucoup plus de nucléons dans

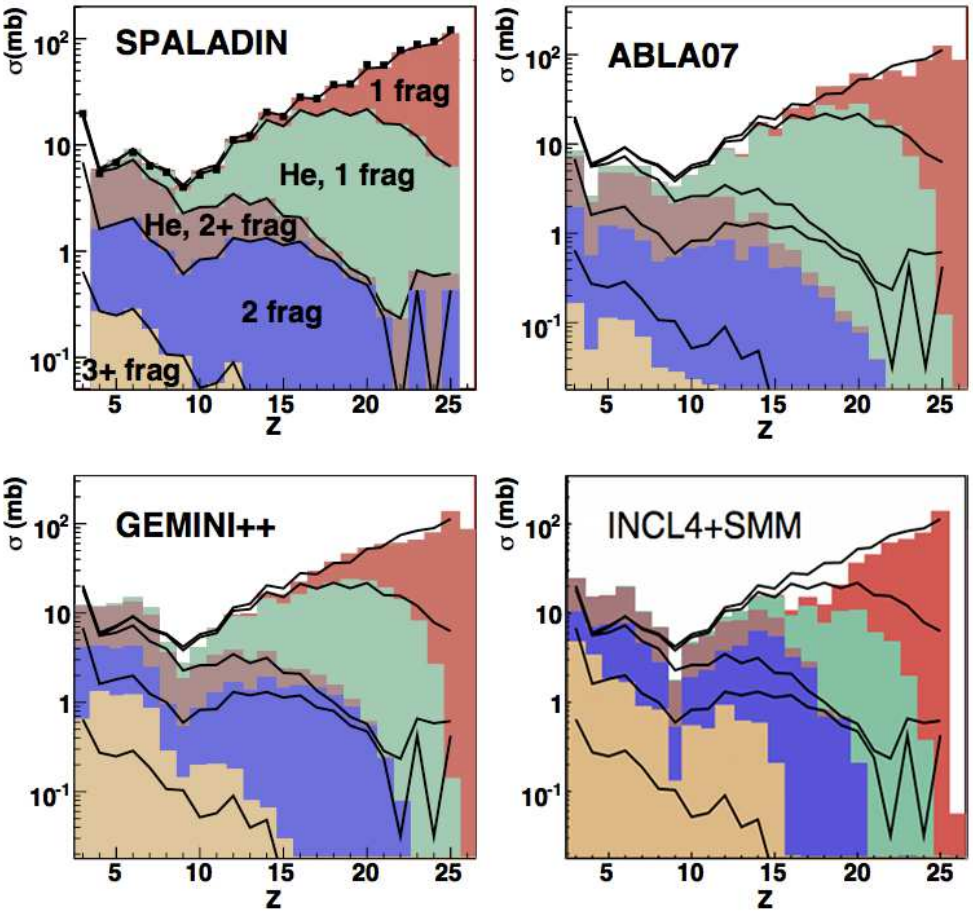


Figure 1.11 – Contributions des différents canaux de désexcitation à la section efficace de production des éléments : données SPALADIN comparées à `INCL4` + `ABLA07` / `GEMINI++` / `SMM`.

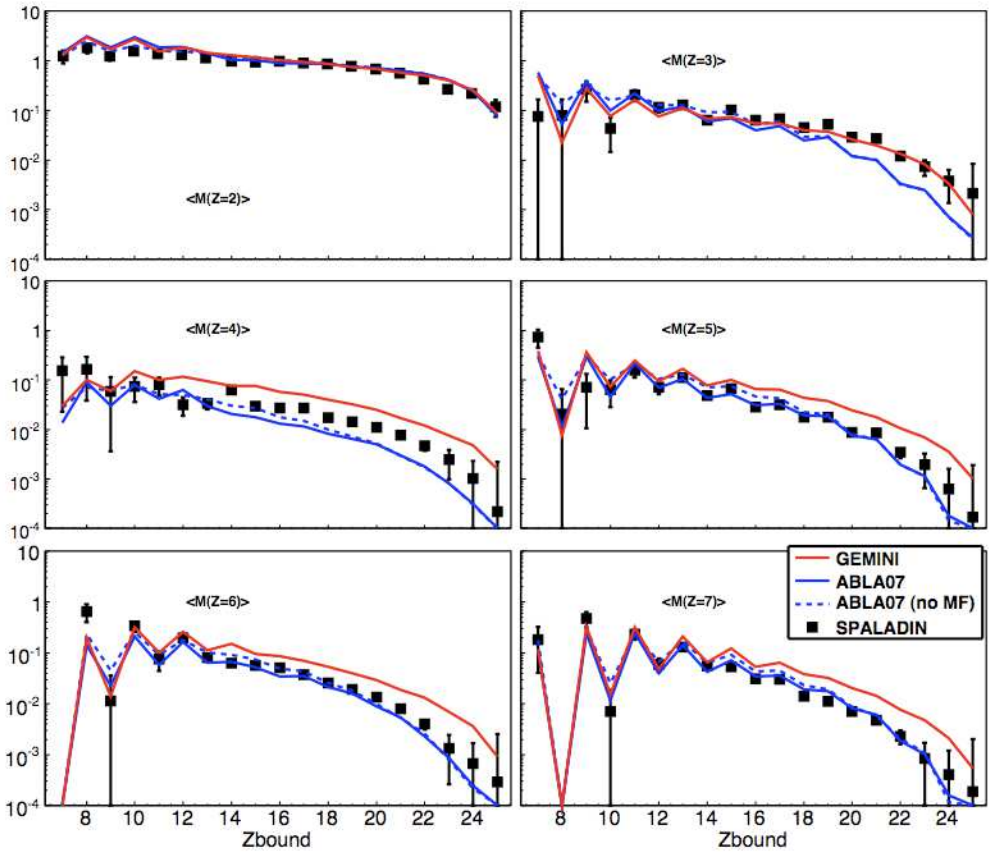


FIGURE 1.12 – Multiplicités moyennes $\langle M(Z) \rangle$ des fragments de charge 2 à 7 en fonction de Z_{bound}, comparées à GEMINI++ et ABLA [65, 67].

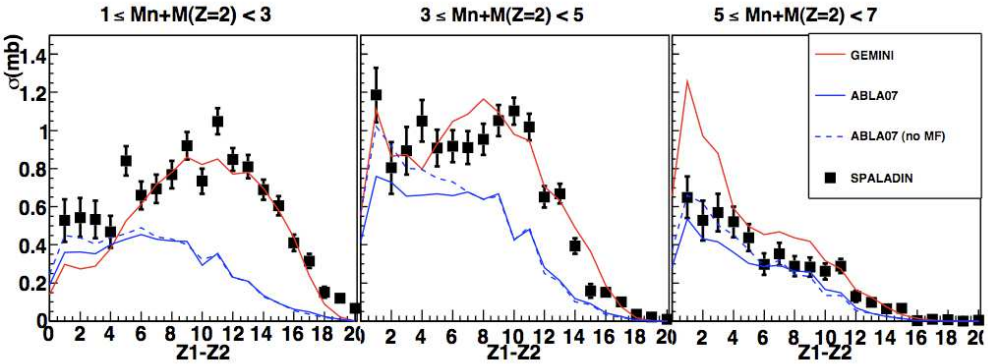


FIGURE 1.13 – Différence de charge entre les deux plus gros fragments d'un événement ($Z_1 - Z_2$, $Z_2 > 2$) pour trois intervalles de multiplicité (neutron+He), comparée à GEMINI++ et ABLA [65].

(environ 8 MeV et 4 MeV par nucléon respectivement).

Regarder le même genre d'observables dans le système $^{136}Xe + p$ devrait nous permettre d'accéder à une meilleure compréhension des mécanismes de désexcitation, ce d'autant plus que les modèles se sont améliorés ces cinq dernières années.

Enfin, nous avons étudié dans cette même expérience, *i.e.* dans des conditions expérimentales identiques, le système $^{136}Xe +^{12} C$ à 1 GeV par nucléon et ce, afin de pouvoir comparer directement la spallation du xénon sur le carbone (système d'énergie d'excitation en moyenne plus élevée) à celle sur l'hydrogène.

le noyau de xénon sur lesquels peut se répartir l'énergie de la particule incidente.

Chapitre 2

Le dispositif SPALADIN

2.1 La cinématique inverse

Pour étudier une réaction nucléaire donnée, le choix de la combinaison faisceau - cible définit le type de cinématique. Dans les expériences de spallation en cinématique directe, un faisceau de protons bombarde une cible de noyaux au repos dans le repère du laboratoire, tandis qu'en cinématique inverse, un faisceau d'ions bombarde une cible de protons (hydrogène, polymère hydrogéné) comme cela est illustré dans la figure 2.1.

Le choix du type de cinématique dépend essentiellement de la physique que l'on veut étudier, de la détection que l'on veut utiliser mais aussi de certaines contraintes physiques (*p.ex.* l'inexistence de cible d'antiprotons ou de noyaux exotiques).

L'objectif du programme SPALADIN, comme nous l'avons vu précédemment, est l'étude des états finaux de la réaction de spallation via la détection du résidu du projectile et des particules légères (chargées et neutrons), issus de la phase de désexcitation. L'utilisation de la cinématique inverse possède, pour un tel objectif, un avantage indéniable.

Considérons par exemple un proton de 500 MeV émis à 30° dans le repère du centre de masse, *i.e.* typiquement une particule provenant de la phase de cascade de la réaction. Grâce à la cinématique inverse, ses caractéristiques dans le repère du laboratoire seront un angle de 24° et une énergie cinétique d'environ 270 MeV. Dans la pratique, soit ce proton ne franchira pas la plaque de garde de l'aimant en raison de son émission à grand angle dans le référentiel du laboratoire soit, du fait de sa faible énergie cinétique dans le référentiel du laboratoire et sous l'action du champ magnétique, le rayon de courbure de sa trajectoire sera faible et il terminera sa course dans le fer de l'aimant. Considérons maintenant un α de 5 MeV émis à 90° dans le centre de masse, *i.e.* typiquement une particule issue de la phase de désexcitation. Cet α sera en fait émis dans le référentiel du laboratoire à un angle de 1.6° et à une énergie cinétique très proche de 1 GeV/A [1] , et n'aura donc aucun mal à franchir l'aimant. Le cas extrême de ces exemples est celui du résidu du projectile qui, hormis pour les canaux de désexcitation des noyaux lourds par fission, acquiert au cours de la réaction une

1. Rappel : matrice de *Lorentz* associée à un boost suivant $\hat{z}$ pour un faisceau de 1 $A.GeV$: *i.e.* $\beta_f \approx 0.87$ & $\gamma_f \approx 2$; R repère du laboratoire ; R' repère du centre de masse

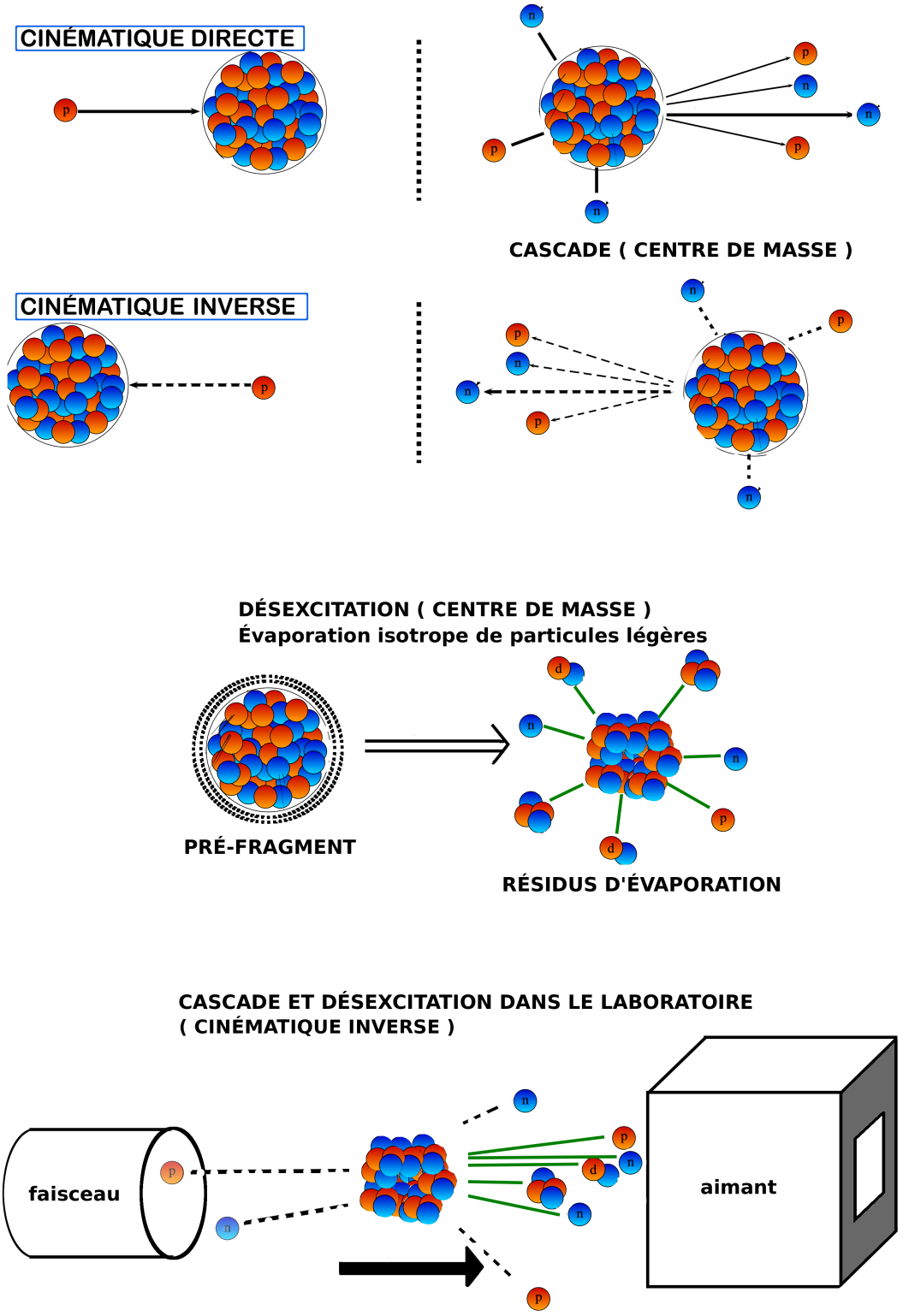


Figure 2.1 – Comparaison cinématique directe / cinématique inverse et principe du découplage des phases de cascade et de désexcitation par coupure cinématique. Les particules de cascade d'énergie importante dans le centre de masse (émises vers l'arrière) peuvent rentrer dans l'aimant mais ont une énergie cinétique trop faible dans le laboratoire pour pouvoir en sortir.

énergie cinétique très faible, typiquement 20 à 50 MeV. En cinématique directe, ces résidus ne peuvent pas sortir de la cible où leur libre parcours moyen est très petit. En cinématique inverse, ils sortent de la cible de protons avec la vitesse et la direction du faisceau incident et peuvent donc être identifiés sans problème.

Ainsi, la cinématique inverse couplée à l'aimant ALADiN définit naturellement un filtre expérimental pour les particules émises lors de la phase de désexcitation en leur assurant une grande efficacité géométrique tout en limitant très fortement celle des particules de cascade (Fig. 2.1 pour le principe).

Toutes les particules de désexcitation sont donc entraînées aux angles avant par la vitesse initiale du faisceau avec une énergie cinétique proche de celle du faisceau dans le laboratoire. Leur détection est plus efficace puisque l'on s'affranchit des effets de seuil des détecteurs, la dynamique des signaux de détection est relativement petite et leur interprétation s'en trouve facilitée par $\beta \approx cte$.

Dans SPALADIN, les mesures sont réalisées en cinématique inverse et en coïncidence. Les résidus du projectile et les particules légères sont simultanément détectés, et ce, événement par événement.

L'intérêt de cette mesure en coïncidence est de pouvoir accéder à un bilan de charge et, si la résolution de la reconstruction cinématique est suffisante, à un bilan de masse et d'énergie [2]. En particulier, il est possible de déterminer et d'étudier des observables [3] telles que Z_{MAX} ou Z_{BOUND} directement corrélées aux caractéristiques du pré-fragment (charge, énergie d'excitation) qui permettent ainsi de tester plus profondément les modèles et de comprendre plus finement l'importance des différents mécanismes de désexcitation.

2.2 Le dispositif expérimental

Les mesures de diffusion $^{136}Xe + p$ et $^{136}Xe +^{12} C$ ont été réalisées dans des conditions expérimentales identiques afin de pouvoir les comparer.

2.2.1 GSI : accélérateur et faisceau

GSI (*Gesellschaft für SchwerIonenforschung*) est un centre de recherche dont l'activité est principalement axée sur la physique nucléaire et la physique atomique. Des activités de recherche en physique des plasmas, physique des matériaux et médecine nucléaire (biophysique) sont également développées. GSI possède un accélérateur actuellement capable de délivrer tous les ions de l'hydrogène à l'uranium avec des énergies pouvant aller jusqu'à 2 GeV par

$$\begin{pmatrix} E \\ p_z \end{pmatrix}_R = \begin{pmatrix} \gamma_f & \beta_f\gamma_f \\ \beta_f\gamma_f & \gamma_f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E' \\ p'_z \end{pmatrix}_{R'} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{lllll} E & = & \gamma_f\, E' & + & \beta_f\gamma_f\, p'_z \\ p_z & = & \beta_f\gamma_f\, E' & + & \gamma_f\, p'_z \end{array} \right.$$

Si $p'_z << E'$, alors $p_z \approx \beta_f\, E$, et $\beta_{particule} \approx \beta_f$.

2. L'acceptance géométrique étant proche de 4 π dans le centre de masse.
3. Z_{MAX} est la charge la plus grande dans l'événement, $Z_{BOUND} = \sum_{i\,,\,Z_i \geq 2} Z_i$.

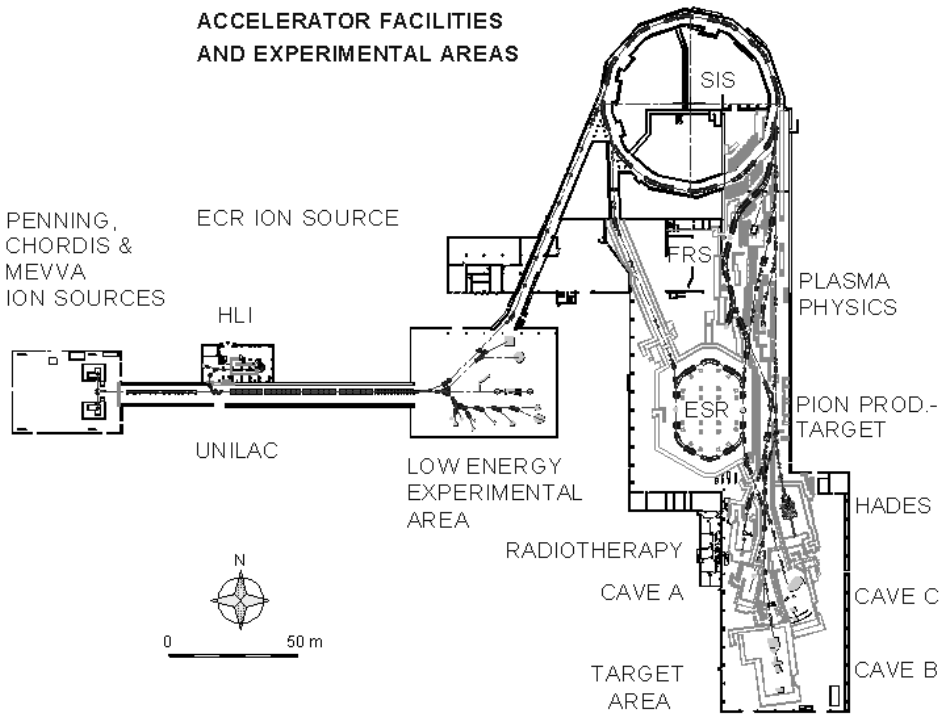


Figure 2.2 – Schéma des installations à GSI.

nucléon selon les espèces accélérées. La future installation FAIR permettra d'atteindre des intensités et des énergies plus grandes qui ouvriront de nouveaux domaines de recherche.

Différents types de sources d'ions sont utilisés suivant l'élément que l'on cherche à accélérer. Ces ions sont alors injectés dans l'accélérateur UNILAC, puis le faisceau est amené à l'énergie souhaitée par le synchrotron SIS et, enfin, celui-ci est distribué dans les différentes aires expérimentales, dont la cave C (Fig. 2.2 et 2.3) dans laquelle nous avons réalisé notre expérience. Le faisceau se situe à 2 m du sol sur l'ensemble de l'installation. À 1 GeV par nucléon, les noyaux de xénon ont un état de charge 48^+ à leur arrivée dans la salle d'expérience. Ils sont épluchés par un scintillateur plastique placé devant la cible où ils arrivent donc entièrement ionisés et identifiables sans ambiguité par leur état de charge qui correspond à leur numéro atomique.

Pour notre expérience, afin de ne pas dépasser 35 % de temps mort, l'intensité a été limitée à environ 3000 $ions.s^{-1}$. Étant donné que la probabilité de réaction attendue dans la cible est de l'ordre de 5 %, cela correspond à environ 150 réactions par seconde dans la cible. À ce taux d'événements, vient s'ajouter la contribution, trois fois plus importante, des diffusions secondaires sur les matériaux du dispositif.

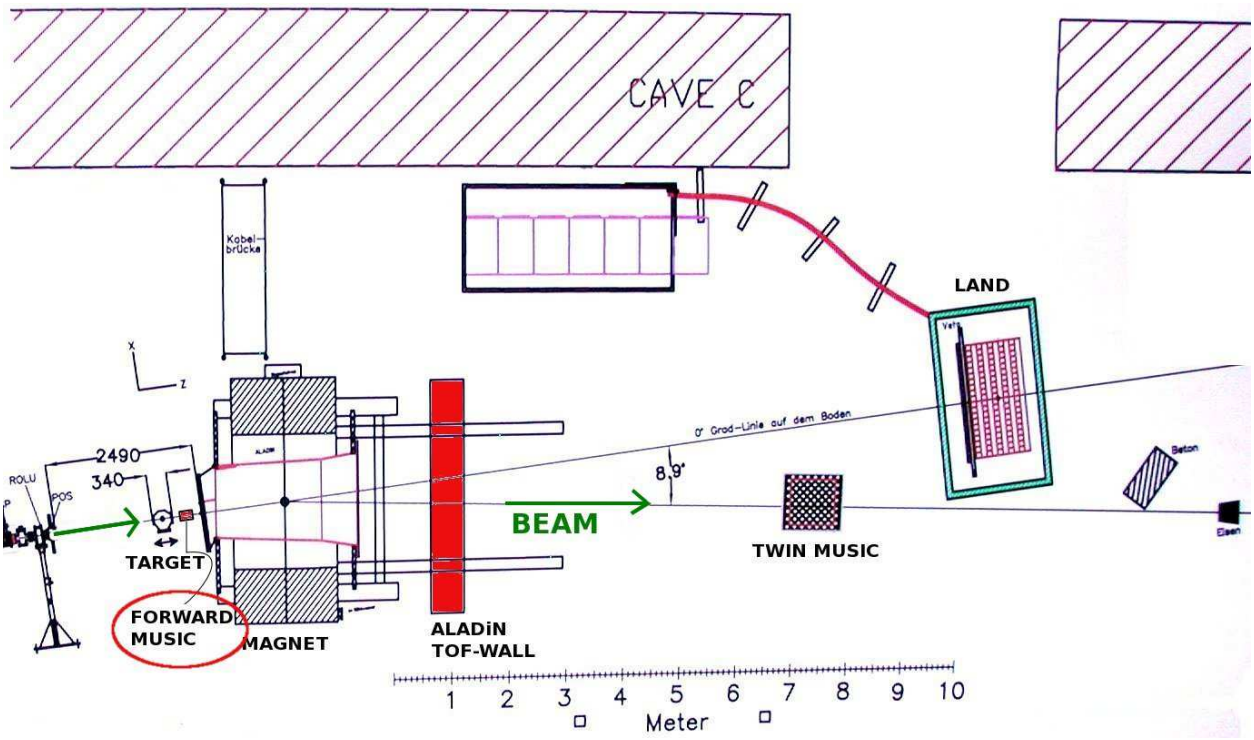


FIGURE 2.3 – Schéma d'ensemble de l'aire expérimentale.

2.2.2 Les cibles

2.2.2.1 La cible d'hydrogène liquide

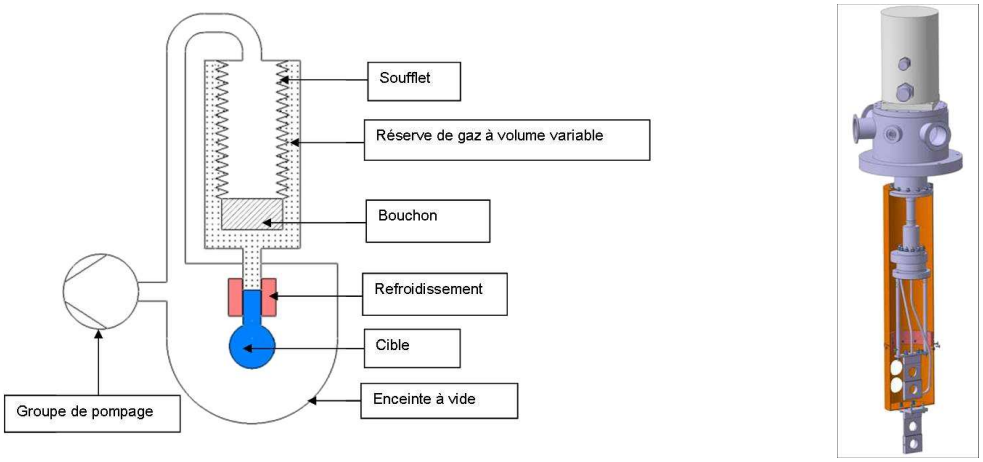


FIGURE 2.4 – **gauche** : Schéma de principe du système de stabilisation de la pression - **droite** : Vue d'ensemble du cryostat et des portes-cibles.

La cible d'hydrogène a été conçue et fabriquée à Saclay [68]. C'est une cible cryogénique, d'épaisseur 80.3 $mg.cm^{-2}$ ($\approx 10\ mm$), dans laquelle l'hydrogène est maintenu liquide à une

température et une pression d'environ 15 K et 150 $mbar$ respectivement. Une faible différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la cellule cible est obtenue à partir d'un système de stabilisation mécanique simple : un soufflet comprime le gaz (Fig. 2.4 **gauche**). Le porte-cible (Fig. 2.4 **droite**) comporte plusieurs emplacements dont deux cellules, de 25 mm de diamètre, fermées par des fenêtres ultra-minces de 6 μm de mylar aluminisé, ce qui est rendu possible par la faible pression de fonctionnement de la cible (150 $mbar$). L'une de ces cellules est remplie d'hydrogène liquide (« cible pleine » dans la suite), et l'autre est vide (« cible vide » par la suite). Cette dernière servira *in fine* à soustraire la contribution des événements produits par des réactions hors de l'hydrogène (parois de la cible, détecteurs sur le passage du faisceau, air ambiant dans la salle que traverse le faisceau après la cible ...) dans les observables expérimentales.

2.2.2.2 La cible de carbone

Le porte-cible permet aussi le positionnement d'une cible de carbone [69]. Cette dernière, fabriquée dans les laboratoires du GSI, se présente sous la forme d'une feuille de graphite de 2 mm d'épaisseur et de masse volumique 1.84 $g.cm^{-3}$. Dans ce cas, la contribution « cible vide » est simplement obtenue en positionnant le porte-cible dans son ensemble hors du faisceau.

2.2.3 Détecteurs en amont de la cible

2.2.3.1 PSP (*Position Sensitive silicon Pin diode*)

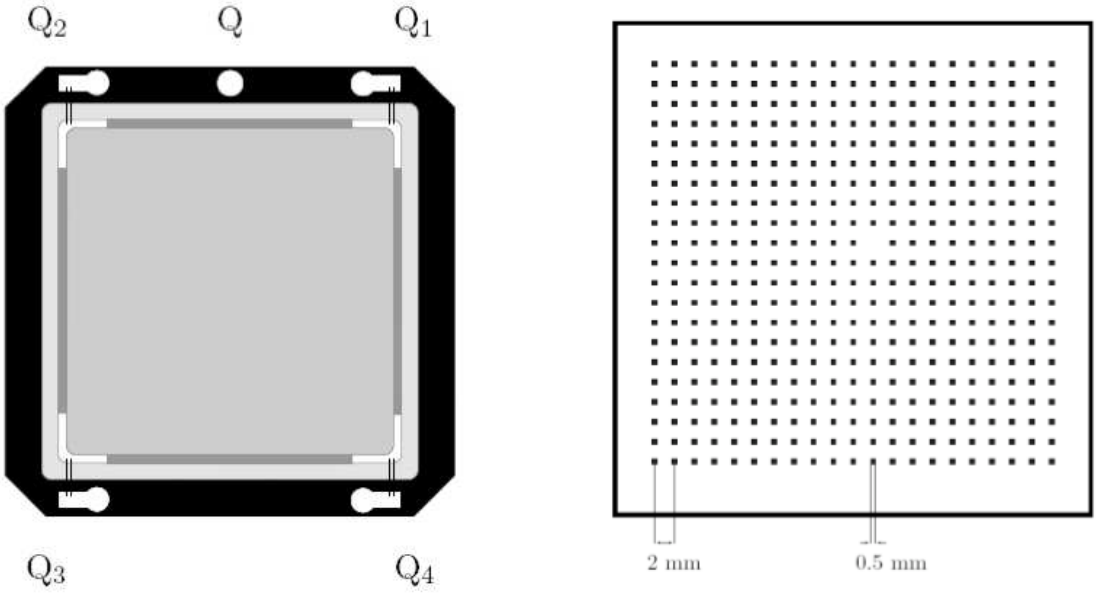


Figure 2.5 – Le PSP et son masque actif.

Le détecteur PSP donne une position bi-dimensionnelle d'un ion le traversant [70, 71, 72].

Il s'agit d'une plaque de silicium type n de 300 μm d'épaisseur et dont la zone active est de 45 mm^2. L'implémentation d'ions bores sur l'une des faces permet la formation d'une jonction $p - n$ ($\Leftrightarrow$ anode). La charge déposée par une particule qui le traverse engendre sur les cathodes situées aux quatre coins du détecteur (Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 sur la figure 2.5) des tensions (transitoires) qui sont proportionnelles à la distance entre ces cathodes et le point de passage de la particule [73]. Ceci permet la reconstruction de la position de l'ion incident par intégration de ces tensions sur des capacités. Ces charges sont proportionnelles à la distance entre la position incidente et l'électrode. Les formules suivantes sont obtenues pour la reconstruction :

$$x = \frac{(Q_2 + Q_3) - (Q_1 + Q_4)}{\sum_{i=1}^{4} Q_i}$$

$$y = \frac{(Q_3 + Q_4) - (Q_1 + Q_2)}{\sum_{i=1}^{4} Q_i}$$

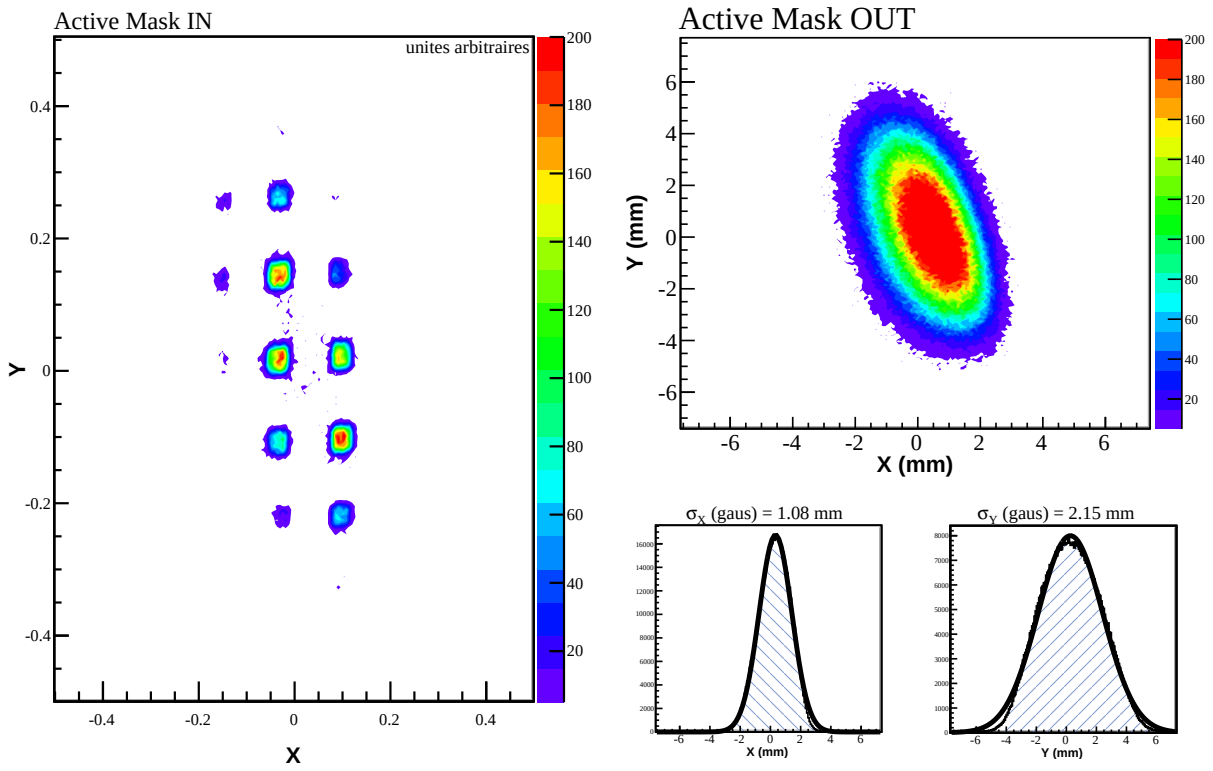


FIGURE 2.6 – Profil du faisceau.

Le masque actif présenté sur la figure 2.5 permet l'étalonnage de la position à travers les ombres portées des pixels sur les spectres en position bi-dimensionnels (Fig. 2.6 **gauche**).

Dans notre cas, l'origine $(0, 0)$ n'a pu être établie car le pixel central n'est pas « éclairé ». En revanche, le profil elliptique du faisceau, de largeur $x \approx 1.08\ mm$ et $y \approx 2.15\ mm$, a pu être déterminé (Fig. 2.6 **droite**).

2.2.3.2 POS & ROLU

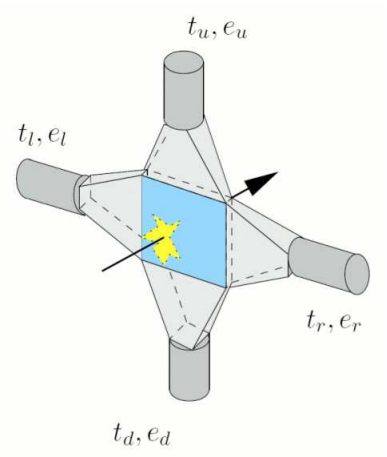


Figure 2.7 – POS

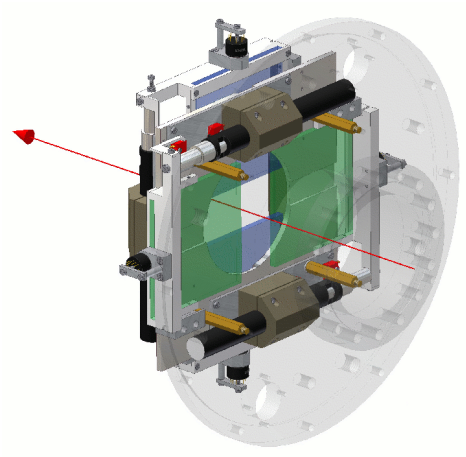


Figure 2.8 – ROLU

Le détecteur POS [70, 71, 72] (Fig. 2.7) est utilisé comme *start* pour les mesures de temps de vol. Il servait également de détermination de la position avant l'emploi des PSP et, incidemment, à l'épluchage total des ions avant leur interaction dans la cible, comme nous l'avons mentionné plus haut.

Le détecteur ROLU [70, 71, 72] (Fig. 2.8), constitué de quatre scintillateurs plastiques mobiles appelés *Rechts, Oben, Links, Unten* (droite, haut, gauche, bas), permet de définir une zone rectangulaire libre, ajustée à la taille du faisceau et à la taille de la cible [4]. Une particule située en dehors de cette zone va créer un signal dans l'un des scintillateurs, signal qui pourra être utilisé comme *veto* pour le critère de déclenchement de l'acquisition. Dans notre expérience, les critères de déclenchement comprenaient tous la combinaison logique $POS\ !ROLU$, *i.e.* un signal dans POS et pas de signal dans ROLU.

La perte d'énergie totale du faisceau ($Z = 54\ -\ \beta \approx 0.87$) dans le POS et le PSP est de l'ordre de 1090 MeV, soit $\approx 8\ MeV$ par nucléon incident à comparer aux 1000 MeV par nucléon initiaux. L'effet de ce décalage systématique et de l'incertitude liée au *straggling* en énergie [5] sur la détermination des sections efficaces est négligeable par rapport aux autres sources d'incertitude de notre mesure.

L'alignement du centre de la cible d'hydrogène sur la direction du faisceau incident a été effectué en déplaçant verticalement mm par mm la cible de part et d'autre de sa position

4. Dans notre cas, la zone rectangulaire définie par le ROLU était de $3 \times 3\ mm^2$.
5. Dispersion autour de la valeur moyenne de l'énergie incidente après la perte d'énergie dans le détecteur du faisceau.

par défaut (à 2 m du sol) et en observant l'évolution du taux de comptage. Il s'est avéré qu'un décalage de 5 mm était nécessaire pour un alignement précis. La taille du faisceau et la précision sur l'alignement permettent d'estimer l'erreur induite sur l'épaisseur de cible traversée, cette dernière étant légèrement bombée, à moins de 1 %, incertitude dont l'effet sur la détermination des sections efficaces est lui aussi négligeable par rapport aux autres sources d'incertitude de notre mesure.

2.2.4 L'aimant ALADiN

ALADiN (*A Large Acceptance Dipole magNet*) [70, 71, 72] est un dipôle de grande ouverture physique dont le pouvoir de déviation maximal est de 2.3 $T.m$, obtenu pour une intensité de 2.4 kA dans les bobines, correspondant à un plateau de champ magnétique de 1.6 T. La hauteur et la largeur de l'entrefer sont beaucoup plus grandes que l'enveloppe des particules et fragments produits dans la cible, hormis les protons. Une sélection des particules émises à des petits angles par rapport au faisceau est réalisée par la plaque de garde devant l'aimant.

Dans notre expérience, le faisceau, lorsqu'il n'a pas interagi, fait un angle de 8.9° par rapport à la direction incidente (2.1 kA de courant dans les bobines).

2.2.5 Les chambres d'ionisation

Deux chambres d'ionisation ont été utilisées lors de notre expérience. Une première située juste derrière la cible appelée « Forward MUSIC » [74] dans la suite du texte et une seconde en fin de dispositif appelée « Twin MUSIC » dans la suite du texte.

2.2.5.1 Forward MUSIC

La Forward MUSIC est située juste derrière la cible et devant l'aimant. Elle permet d'identifier la charge du résidu du projectile en sortie de cible, charge qui correspond au numéro atomique du noyau car ces derniers sont entièrement épluchés de leurs électrons. Elle n'est conçue que pour détecter les charges supérieures à 12 et son électronique ne permet l'identification que d'un seul fragment par événement, celui qui génère le plus haut signal d'ionisation, c'est-à-dire la plus grande charge (Z_{MAX}) à l'intérieur d'une porte en temps déclenchée par le *trigger* d'acquisition [6]. Le rôle de ce détecteur est d'identifier la charge du résidu du projectile le plus lourd dans l'événement, résidu en général très proche, dans le repère du laboratoire, de la direction du faisceau et qui, donc, n'est pas détecté ailleurs dans le dispositif. Combiné à l'information de la seconde chambre à ionisation, le signal de la Forward MUSIC permet aussi de contrôler les éventuels changements de charge entre la cible et le reste du dispositif (sous air), provenant nécessairement de réactions secondaires.

6. Comme ce détecteur est traversé par tous les fragments de chaque événement, c'est bien parce que son électronique de lecture ne permet le codage que de la plus grande charge, c'est-à-dire d'une seule charge par événement, que l'on peut obtenir des spectres qui permettent une identification non-ambiguë des charges.

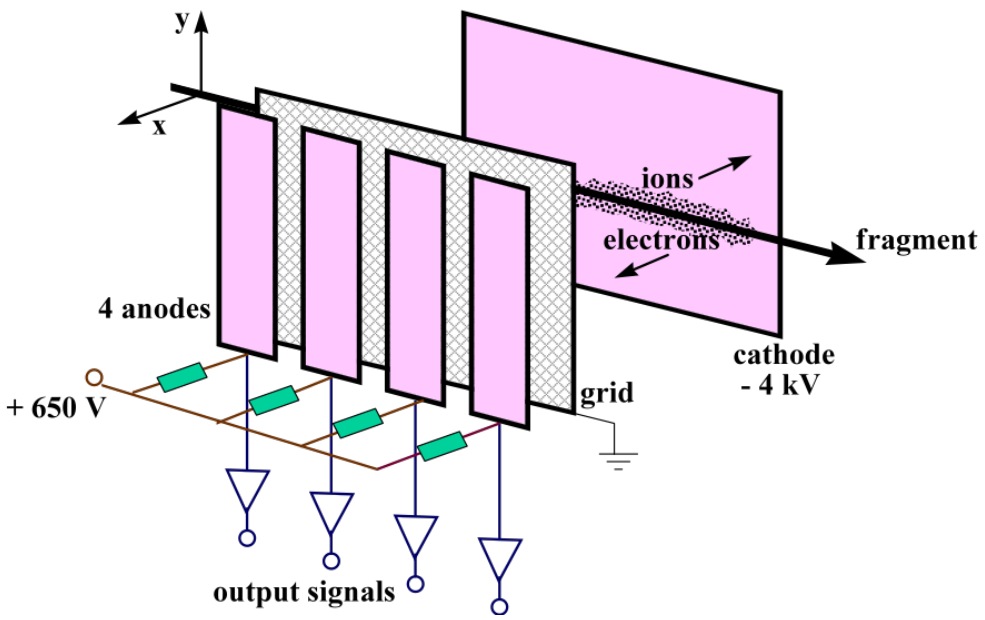


Figure 2.9 – Schéma de la petite chambre d'ionisation utilisée dans l'expérience.

Cette chambre permet l'échantillonnage multiple le long des trajectoires des ions. Elle possède quatre anodes actives (Fig. 2.9). L'identification est basée sur le fait que lorsqu'un fragment chargé traverse la chambre, il induit un signal dont l'amplitude, proportionnelle à la perte d'énergie, est directement reliée au carré de la charge [7]. Les électrons sont donc collectés indépendamment sur quatre anodes, ce qui permet d'améliorer la résolution de l'identification. En effet, la résolution obtenue par n mesures indépendantes de résolution σ_i est donnée par $\sigma(Z) = \sigma_i / \sqrt{n}$. L'échantillonnage multiple est basé sur cette relation qui permet une résolution améliorée dans l'identification des charges des ions. Remarquons ici qu'un autre aspect de l'utilisation de ce détecteur est favorable à une bonne résolution dans la mesure des signaux d'ionisation et à l'identification des charges des ions : les longueurs des trajectoires échantillonnées varient très peu sur l'enveloppe des ions produits dans la cible, de l'ordre de quelques 10^{-4}.

La chambre se présente sous la forme d'un cylindre de 45 cm de diamètre, à l'intérieur duquel le volume actif est de 400 mm dans la direction (z) du faisceau et de 276×150 mm^2 dans le plan (x, y). Les fenêtres sont en kapton aluminisé (25 μm), et la chambre est remplie avec du gaz P10 [8] à température ambiante et à pression atmosphérique. Le champ électrique est généré par les tensions appliquées sur les électrodes. Les signaux de sortie sont connectés à des amplificateurs puis à un ADC (pour obtenir la charge à partir de l'amplitude) et à un TDC après passage dans un discriminateur à fraction constante (pour le temps de dérive).

7. Rappel : la formule de Bethe-Bloch pour la perte d'énergie d'une particule est proportionnelle à $Z^2 \times f(\beta)$, où $f(\beta)$ est une fonction de la vitesse de la particule, dont on peut ici négliger les variations comme nous l'avons vu plus haut par rapport au *straggling* en énergie issu de l'interaction des ions avec le gaz de détection.

8. Il s'agit d'un mélange d'argon à 90 % et de méthane à 10 % (proportions volumiques).

La porte de l'ADC a une largeur de 1.8 μs, ce qui correspond à une dimension transverse de 9 cm dans le sens de la dérive des signaux (vitesse de dérive : 5 $cm.ns^{-1}$), suffisamment grande pour couvrir l'enveloppe des fragments issus des réactions à l'intérieur de la cible, de l'ordre de ≈ 3 cm à cette distance de 50 cm.

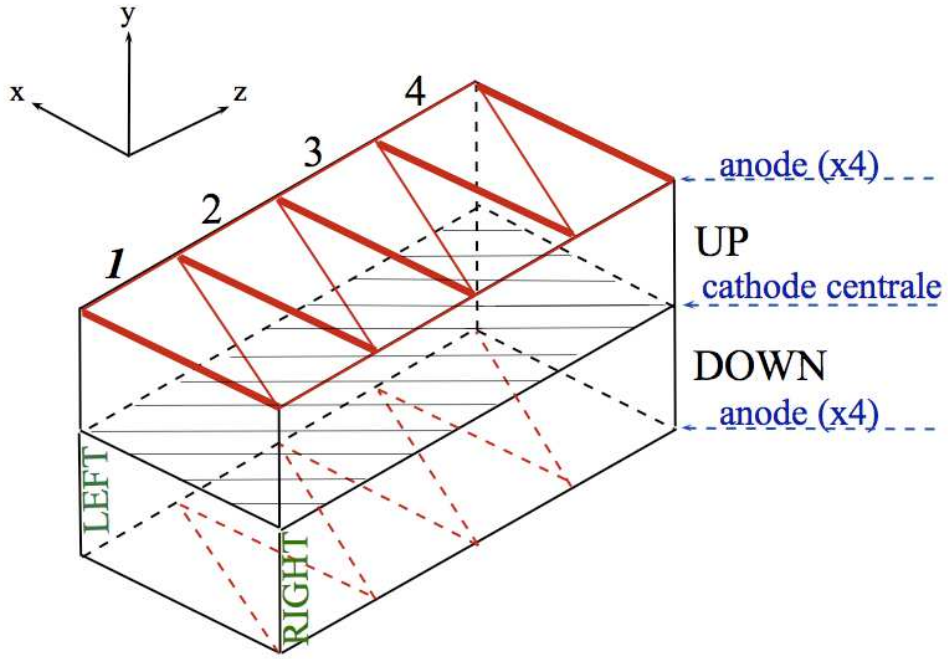


FIGURE 2.10 – Schéma de la Twin MUSIC.

2.2.5.2 Twin MUSIC

La Twin MUSIC est la deuxième chambre d'ionisation située à l'extrêmité de notre dispositif (voir Fig. 2.3), sur le trajet des fragments lourds chargés. Elle est constituée, comme son nom l'indique, de deux volumes de détection identiques et indépendants (UP & DOWN). Ses caractéristiques sont similaires à celles de la Forward MUSIC, à savoir l'identification d'un seul fragment (le plus lourd) par volume, pour des charges supérieures à 12, et le multi - échantillonnage des trajectoires des ions. Les dimensions du volume actif total (*i.e.* UP+DOWN) sont de 625×445 mm^2 dans le plan transverse (x, y) et de 840 mm dans la direction (z) du faisceau (Fig. 2.10). Chacun des deux volumes possède huit anodes triangulaires, de part et d'autre de la cathode centrale (dérive vers le haut et vers le bas). La disposition des anodes triangulaires par paire (voir figure 2.11) permet, en comparant les charges collectées, d'obtenir la position transverse des fragments détectés.

L'électronique de la Twin MUSIC est identique à celle de la Forward MUSIC. En particulier les voies ADC et TDC sont branchées sur les mêmes modules. Ainsi, la porte ADC ne couvre pas la totalité de l'espace de dérive, et il n'est possible de détecter que les fragments qui sont

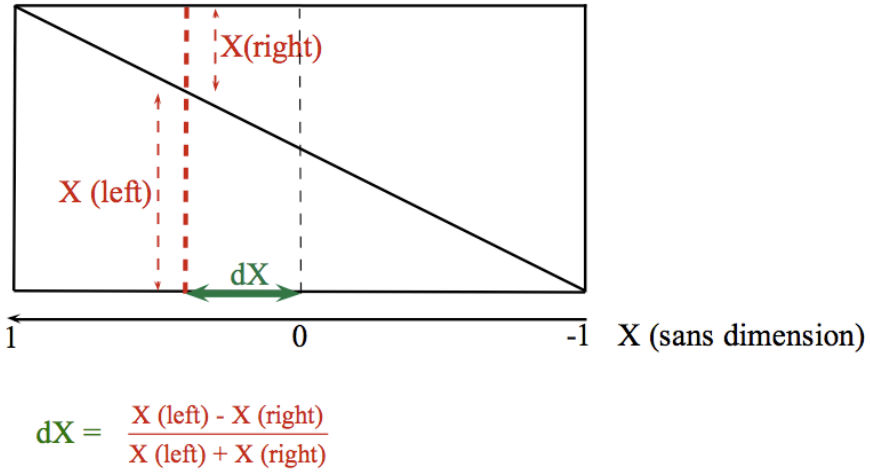


Figure 2.11 – Principe de détermination de la position transverse.

passés à ± 9 *cm* de part et d'autre de la cathode. L'inefficacité géométrique qui en découle sera détaillée au moment de l'analyse de la Twin MUSIC.

2.2.6 Le mur de temps de vol

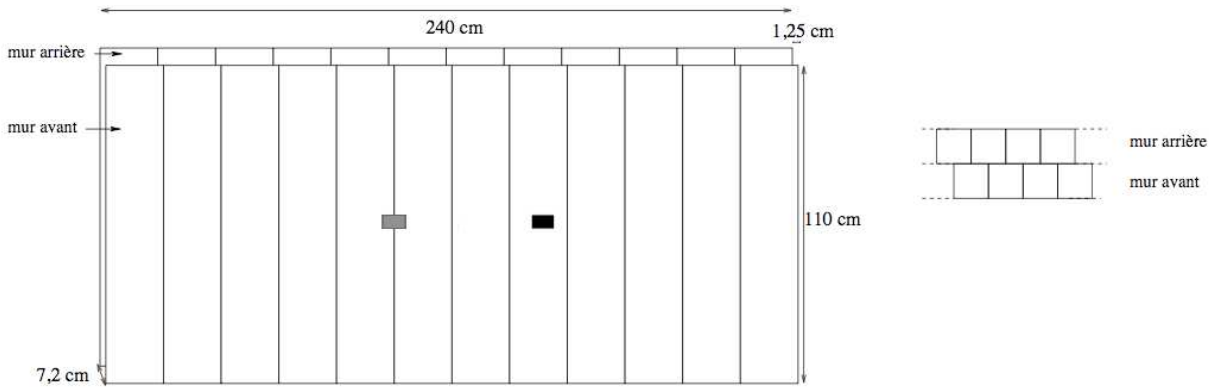


Figure 2.12 – Géométrie du mur de temps de vol : chaque bande verticale représente un module de 8 scintillateurs. Le rectangle noir symbolise le trou pour le passage du faisceau, et le gris la position à laquelle passerait ce dernier s'il n'était pas dévié par l'aimant.

Le mur de temps de vol ou *ToF (Time-of-Flight* wall) permet l'identification en charge et la localisation des particules légères chargées produites dans les collisions. Il est constitué de vingt-quatre modules de huit soit 192 scintillateurs plastiques de type *BC-408* [75]. Les

dimensions de chaque scintillateur sont de 25 mm en largeur, 1100 mm en hauteur et 10 mm en épaisseur. Les vingt-quatre modules sont répartis en deux plans placés approximativement en quinconce (Fig. 2.12). Afin de ne pas endommager les plastiques au cours d'expériences utilisant des faisceaux lourds (Au, Pb, U) à haute intensité, trois scintillateurs sont découpés au niveau du passage du faisceau formant un trou de 60 mm de hauteur sur 75 mm de largeur. Ce trou évite aussi la présence d'une cible secondaire devant LAND qui contribuerait de façon non négligeable au taux de comptage. Dans notre expérience, huit modules sur chaque plan étaient actifs et assuraient une couverture angulaire suffisante pour les particules légères chargées.

Le signal lumineux généré par le passage d'une particule chargée dans le scintillateur est guidé vers des photomultiplicateurs (PM) situés à chacune des extrémités, où il est converti en signal électrique. Ce signal est ensuite codé en temps et en amplitude par l'électronique et enregistré scintillateur par scintillateur, événement par événement.

Les positions horizontales et verticales, le temps de vol ainsi que les charges des particules peuvent être déterminés à partir des signaux en temps et en amplitude.

La position dans le plan dispersif est donnée par le numéro du scintillateur touché (à la largeur du scintillateur près) et nécessite donc une cartographie correcte qui n'a pas été simple à obtenir...

$$X_i\ (mm)\ =\ X_0\ +\ \Delta X \times PN(i)$$

où i est la particule considérée, X_0 la position en mm du premier scintillateur, ΔX la largeur d'un scintillateur et $PN(i)$ le numéro du scintillateur touché.

La position verticale est obtenue par la différence de temps d'arrivée des signaux entre les deux PM, et par la connaissance de l'indice de réfraction n du scintillateur moyenné sur le spectre en longueur d'onde du rayonnement de scintillation ($v = nc \approx 189\ mm\ ns^{-1}$ [75]).

$$Y_i\ (mm)\ =\ \frac{1}{2} \times (T_{haut} - T_{bas}) \times v$$

Le temps de vol est, quant à lui, donné par la différence de temps entre le scintillateur *start* et le mur de temps de vol.

$$ToF_i\ (ns)\ =\ \frac{1}{2} \times (T_{haut} + T_{bas}) - T_{start}$$

Au premier ordre, la quantité de lumière émise est proportionnelle à l'énergie déposée et donc au carré de la charge [9]. Cependant, la quantité de lumière enregistrée (*i.e.* l'amplitude du signal électrique) de part et d'autre du scintillateur est atténuée le long de son parcours jusqu'au PM par un facteur λ appelé coefficient d'atténuation. La charge des particules peut alors être obtenue en utilisant la moyenne géométrique des deux ADC, qui permet de s'affranchir de cette atténuation. En effet, considérons l'équation régissant la quantité de lumière vue par le PM du haut :

$$L_{PM,HAUT} = L_0\ \exp(-\lambda x) \tag{2.1}$$

9. Voir note 7.

et celle vue par le PM du bas :

$$L_{PM,BAS} = L_0 \ \exp(-\lambda(l-x)) \tag{2.2}$$

où L_{PM} représente la quantité de lumière mesurée, L_0 la quantité de lumière produite, x la position verticale de la particule et l la hauteur du scintillateur.
En prenant la moyenne géométrique de (2.1) et (2.2), l'on obtient :

$$\begin{aligned} \sqrt{L_{PM,HAUT} \times L_{PM,BAS}} &= \sqrt{L_0 \ \exp(-\lambda x) \times L_0 \ \exp(-\lambda(l-x))} \\ &= \sqrt{{L_0}^2 \ \exp(-\lambda l)} \\ &= L_0 \times cte \end{aligned} \tag{2.3}$$

L'équation (2.3) montre bien que l'on s'affranchit alors de la position verticale initiale de la particule en considérant le produit des ADC.

2.2.7 Le détecteur de neutrons LAND

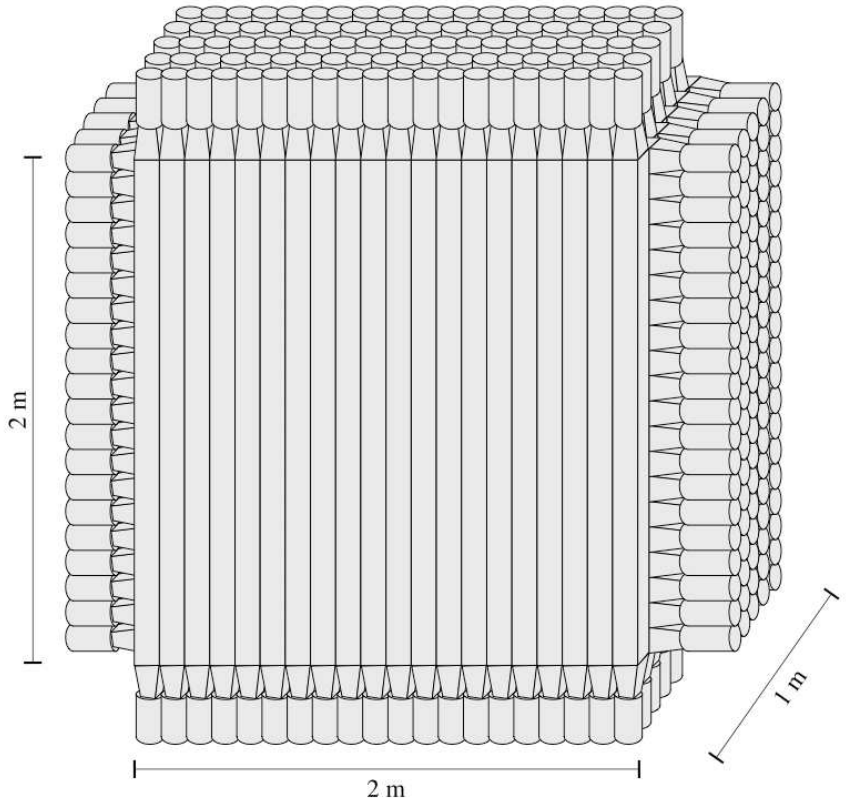


Figure 2.13 – Le détecteur de neutrons LAND.

Le détecteur LAND est un calorimètre à neutrons [76] (Fig 2.13). Il a été conçu à l'origine pour étudier les réactions de knock-out de neutrons, où la multiplicité est voisine de 1. Son

efficacité ϵ a été déterminée expérimentalement à une valeur de l'ordre de 90 % dans le domaine d'énergie de notre expérience ($\approx 1\ GeV$), comme on peut le constater sur sa courbe d'efficacité sur la figure 2.14 [76, 77].

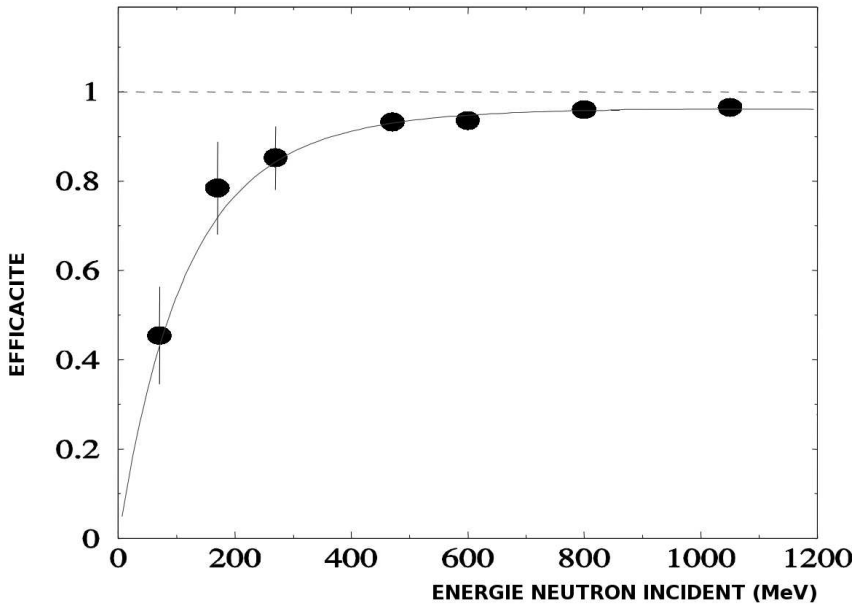


FIGURE 2.14 – Efficacité de détection de LAND mesurée pour différentes énergies de neutrons incidents [77]. La courbe en trait plein est une fonction empirique ajustée sur les données : à 1000 MeV, l'efficacité est proche de 1.

Le principe de détection de LAND repose, comme pour le ToF, sur un ensemble de scintillateurs plastiques. Mais, contrairement aux particules chargées, les neutrons ne perdent pas d'énergie par ionisation ou par effet photoélectrique lorsqu'ils traversent la matière. Leur détection ne peut se faire que par l'intermédiaire de particules chargées (gerbes hadroniques) créées lors d'interactions neutron-noyau. Cette conversion est réalisée dans des couches de fer séparées par des couches de scintillateurs où le signal est collecté (Fig. 2.15).

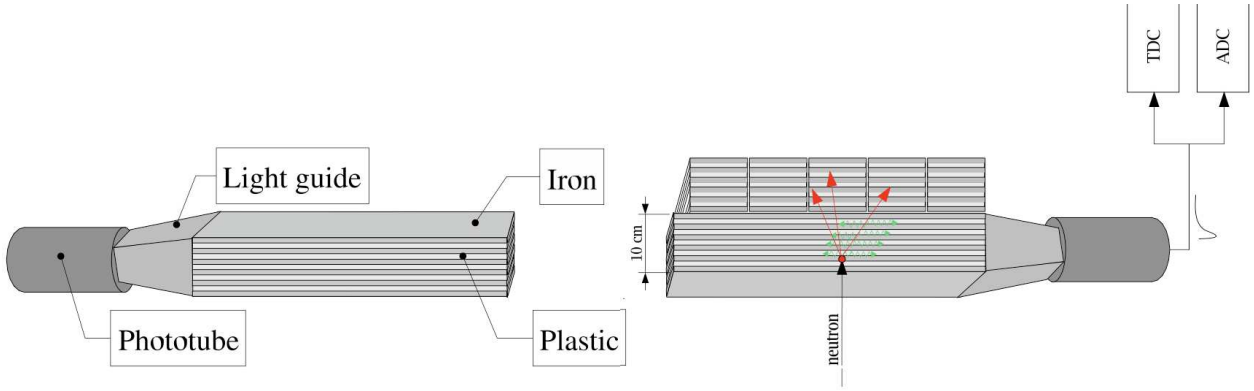


FIGURE 2.15 – Coupe schématique d'un des scintillateurs de LAND.

Le volume global de détection est de 4 m^3 : 2 m en largeur, 2 m en hauteur et 1 m en profondeur. Il est divisé en dix plans, chacun constitué de vingt scintillateurs. L'orientation des scintillateurs sur un plan alterne entre l'axe vertical et l'axe horizontal (Fig. 2.13). Chaque scintillateur mesure donc 10 cm de largeur pour 2 m de longueur et 10 cm de profondeur. Comme pour le ToF, les signaux sont collectés de part et d'autre du scintillateur par deux PM. Le détecteur étant sensible aux particules chargées, un plan supplémentaire (VETO) situé à l'avant du détecteur permet d'identifier les coups qui ne proviendraient pas des gerbes hadroniques. Celui-ci a été utilisé comme condition de *trigger* dans l'acquisition de notre expérience.

Dans notre expérience, la multiplicité de neutrons incidents sur LAND est comprise entre 0 et 30. La granularité du détecteur n'est pas suffisante pour reconstruire l'ensemble des neutrons. Étant donné que l'efficacité de détection n'est pas de 100 % et que l'efficacité de reconstruction est, elle aussi, différente de 100 %, on ne mesure par événement qu'un nombre apparent de neutrons qui ont déclenché LAND, nombre apparent qui correspond à un nombre moyen de neutrons dans l'événement comme nous le verrons au chapitre suivant (Fig. 3.40).

2.3 Simulation Geant4 du dispositif

L'objectif de la simulation est de déterminer de façon la plus réaliste possible le filtre expérimental et son influence sur les observables de notre expérience. Cette version est basée sur la version originale développée dans le cadre de l'expérience SPALADIN sur le ^{56}Fe [78].

2.3.1 Descriptif de la simulation

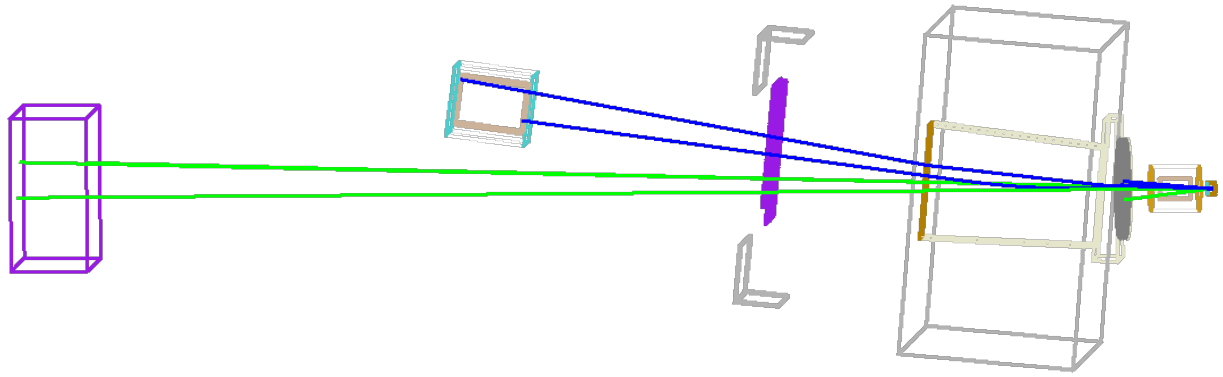


Figure 2.16 – Vue d'ensemble de la simulation Geant4 du dispositif SPALADIN.

La géométrie implémentée dans la simulation, visible sur la figure 2.16 se veut la plus réaliste possible, que ce soit au niveau de la position et de l'orientation des détecteurs, de leurs dimensions mais aussi des matériaux les constituant. La présence d'un aimant nécessite l'implémentation d'un champ magnétique dans la simulation, étape déjà réalisée dans la version de départ. Seule l'orientation du champ a dû être modifiée pour tenir compte de la nouvelle direction de déviation de l'aimant (courbure inversée), celui ci ayant été déplacé de la Cave B à la Cave C au GSI. Le champ magnétique utilisé dans le calcul des trajectoires est déterminé par interpolation linéaire à partir d'une carte de champ magnétique de maillage uniforme.

Le but premier de cette simulation du filtre expérimental est de suivre les particules à travers la géométrie, c'est-à-dire de connaître pour une particule donnée le ou les détecteurs qu'elle a traversé(s). Les réactions secondaires liées aux interactions noyaux-noyaux ne sont pas simulées, ces dernières étant directement corrigées dans les données. La liste de physique $QGSP_BERT$ a ainsi été utilisée : toutes les particules sont soumises aux interactions électromagnétiques, mais seuls les protons et neutrons (en ce qui nous concerne) sont soumis aux processus hadroniques (élastiques et inélastiques).

Afin de diminuer le temps de calcul, certains ajustements ont été réalisés. D'une part, les particules qui se retrouvent dans la plaque de garde de l'aimant ou dans le fer de celui-ci sont automatiquement détruites et, d'autre part, les coupures en énergie pour la génération des particules secondaires (γ, e^-, e^+) ont été relevées. Il est à noter que ces ajustements ne modifient en rien les résultats de la simulation au niveau de précision souhaité.

Les événements de spallation sont générés au milieu de la cible par différents codes de cascade et de désexcitation. Ces calculs étant réalisés en cinématique directe, une transformation de Lorentz est appliquée aux produits de la réaction avant trajectographie dans le dispositif. C'est à ce moment précis que le code de transport GEANT4 prend le relais.

2.3.2 Efficacité géométrique

L'efficacité géométrique du dispositif pour les différents types de particules est obtenue à partir de cette simulation [10].

Pour les neutrons, l'efficacité géométrique est de l'ordre de 78 % si l'on considère l'ensemble des neutrons (cascade et évaporation), est d'environ 91 % pour les neutrons d'évaporation seuls. La proportion de neutrons de cascade par rapport aux neutrons d'évaporation dans LAND est inférieure à 5 %.

En ce qui concerne le mur de temps de vol, l'efficacité géométrique pour les différentes charges est montrée sur la figure 2.17. Le dispositif de détection ne permet pas d'identifier les charges unitaires et, au-delà de $Z = 24$, les fragments passent presque tous dans le trou du ToF ($\Rightarrow$ efficacité nulle).

10. Moyenne réalisée sur trois calculs différents, à savoir les trois modèles de désexcitation `SMM`, `ABLA` et `GEMINI` couplés au code de cascade intranucléaire `INCL`.

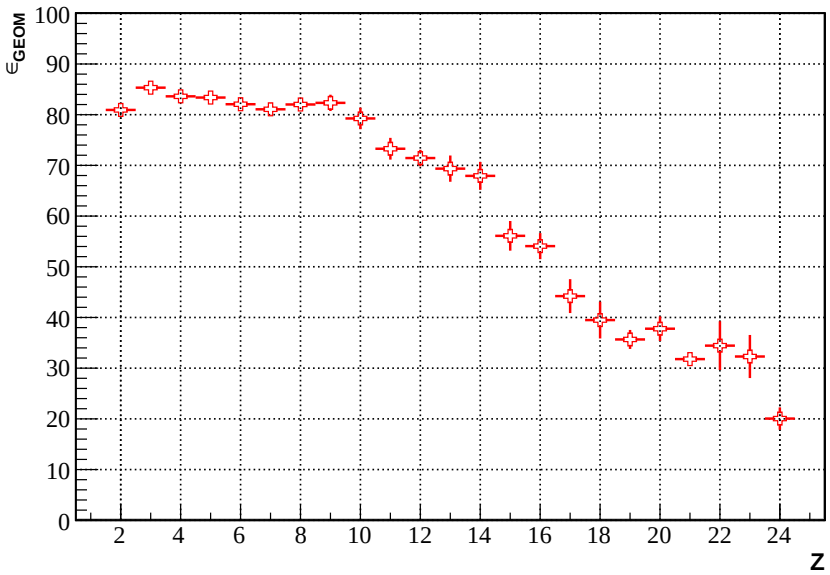


Figure 2.17 – Efficacité géométrique du mur de temps de vol $\epsilon(Z)$ (%).

Dans les chambres d'ionisation, les efficacités sont proches de 100 % pour toutes les charges plus grandes que le seuil de détection $Z = 12$.

2.3.3 Analyse des résultats de la simulation

Le paramétrage de l'efficacité de détection dans la reconstruction des variables à comparer aux données est réalisée lors de l'analyse des calculs de la simulation.

Dans les données, et en ce qui concerne le mur de temps de vol, les charges maximales vues par les différents scintillateurs ne sont pas les mêmes et l'efficacité totale de détection est estimée à 80 % par particule. Ces deux efficacités sont utilisées comme des paramètres dans l'analyse de la simulation. Par exemple, pour une efficacité de 80 %, un nombre aléatoire n est tiré entre 0 et 1 pour chaque fragment dans le ToF puis comparé à 0.8. Le fragment est conservé uniquement si $n \leq 0.8$, simulant ainsi l'inefficacité.

Pour les neutrons, l'information disponible dans l'expérience correspond à un nombre moyen de neutrons dans l'événement comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.2.7. (Nous le verrons plus en détail dans la partie analyse de LAND.) En tenant compte de l'efficacité $\epsilon = 80\%$ au neutron individuel, il est possible de calculer un nombre moyen de neutrons par événement de simulation : à N neutrons incidents dans LAND correspondent en moyenne $N\epsilon$ neutrons détectés. En effet, soit $p(n)$ la probabilité de détecter n neutrons parmi N : $p(n) = C_N^n \ \epsilon^n \ (1-\epsilon)^{N-n}$ avec $\sum_{n=0}^{N} p(n) = 1$, alors la multiplicité moyenne de neutrons

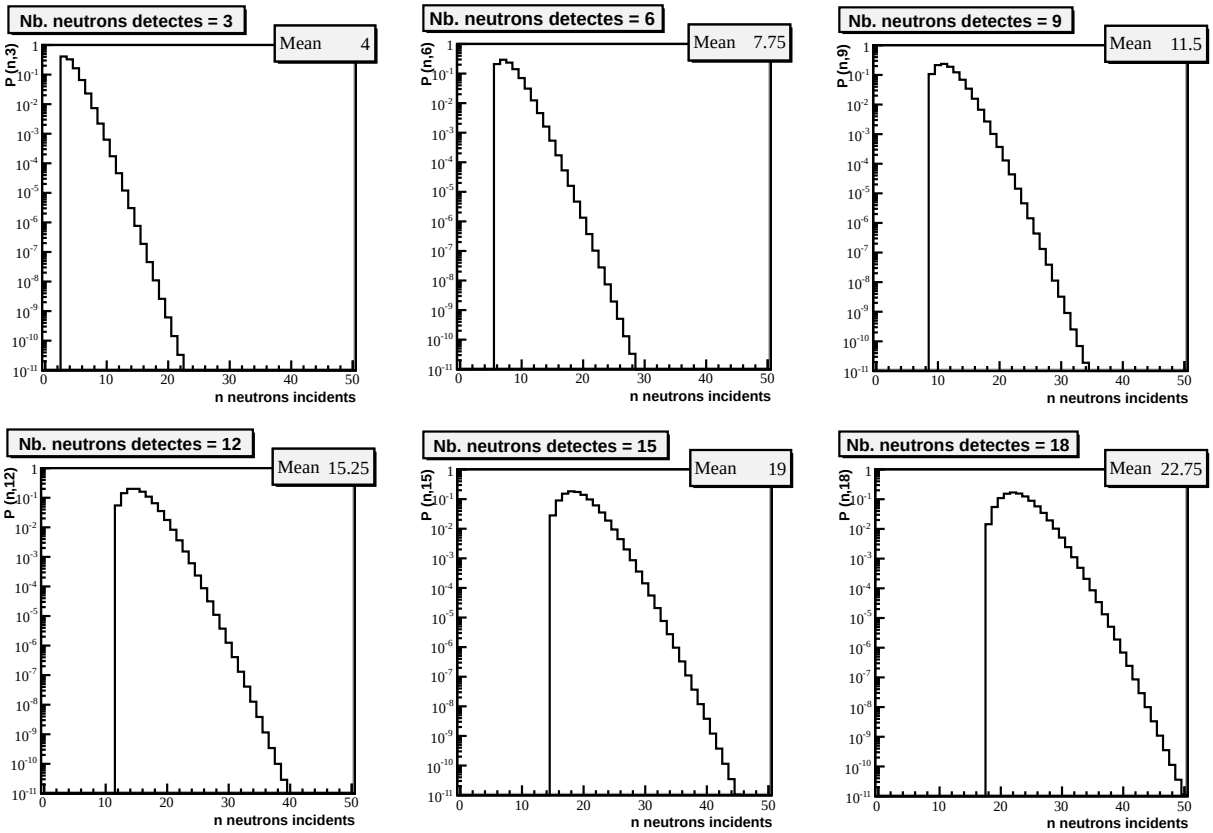


FIGURE 2.18 – Probabilités du nombre de neutrons incidents correspondants à différentes valeurs du nombre de neutrons détectés dans LAND ($\epsilon_n = 0.8$).

$\langle mult(N) \rangle$ vaut :

$$\begin{aligned} \langle mult(N) \rangle &= \sum_{0}^{N} n\, p(n) \\ &= \sum_{n=0}^{N} n\, \frac{N!}{n!\,(N-n)!}\, \epsilon^{n}\, \epsilon^{N-n} \\ &= N\, \epsilon \end{aligned}$$

La statistique est normalisée à la section efficace totale de réaction donnée par le code de cascade corrigée de l'inefficacité du *trigger* (au moins un neutron qui a déclenché LAND).

Chapitre 3

Analyse des données

3.1 Acquisition des données

La prise des données a eu lieu en avril 2009. Compte tenu du nombre de jours qu'il nous est resté une fois tous nos problèmes de détection, d'acquisition et de réglages de l'électronique résolus, des caractéristiques du faisceau et des taux de réaction, la statistique totale que nous pouvons analyser est d'environ 5 000 000 d'événements de spallation $^{136}Xe + p$ pour la cible d'hydrogène liquide et 1 000 000 d'événements $^{136}Xe +^{12} C$ pour la cible de carbone après soustraction des événements « cible vide ». Le système MBS (*Multi Branch System*) de GSI a été utilisé à travers l'acquisition du groupe LAND, à laquelle nous avons greffé l'électronique de lecture de nos détecteurs [1].

3.1.1 Temps mort et taux d'interaction

3.1.1.1 Temps mort

Le temps mort est un blocage imposé à l'acquisition afin d'éviter l'empilement des signaux dans les détecteurs et le mélange des signaux d'événements différents dans le codage et la mise en mémoire des données. Il doit tenir compte d'une part du temps de réponse de chaque détecteur et, d'autre part, du temps de traitement des signaux par l'électronique. L'intensité du faisceau est contrôlée de sorte que le temps mort se situe autour de 35 % (Fig. 3.1), et le taux d'acquisition autour de 500 Hz.

3.1.1.2 Taux d'interaction

Les histogrammes des taux d'interaction par pulse faisceau et pour les différentes cibles sont représentés sur la figure 3.2. Chaque histogramme a été ajusté par une gaussienne ($\chi^2/ndf \approx 1$) afin de déterminer un taux moyen pour chaque cible.

1. Par nous, j'entends surtout Håkan Johansson et Stéphane Pietri !

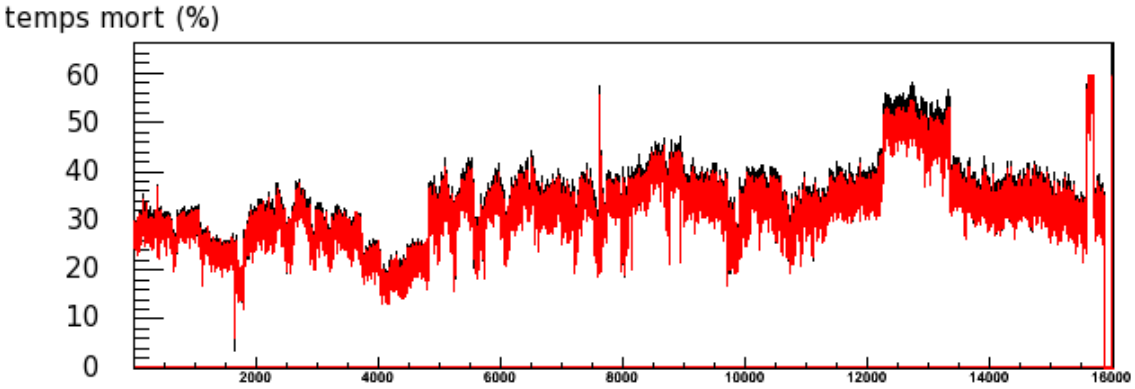


Figure 3.1 – Temps mort de l'acquisition en % en fonction du numéro de pulse faisceau sur toute la durée de l'expérience (toutes cibles confondues) pour le *trigger* faisceau en noir et le *trigger* physique en rouge.

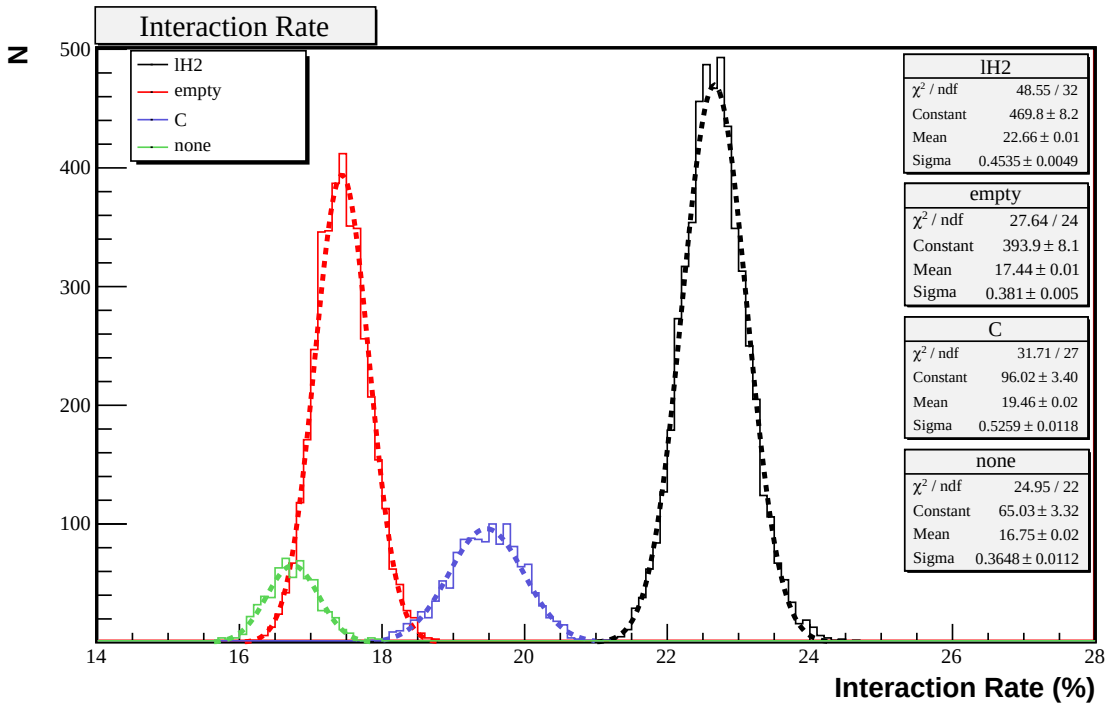


Figure 3.2 – Taux d'interaction pour les différentes cibles (*trigger* physique). Les différentes courbes sont expliquées dans le texte.

Pour la cible d'hydrogène liquide (en noir), le taux d'interaction moyen est d'environ 22.7 %, taux d'interaction auquel il faut soustraire le taux moyen de 17.4 % correspondant à la contribution de la cible vide (en rouge), soit une probabilité d'interaction de l'ordre de 5.3 %. Ceci est compatible avec un calcul basé sur la section efficace totale de réaction mesurée à FRS, $\sigma_{tot} \approx 1.4\ b$ [18], à laquelle on retranche σ_{54}, la contribution de la production des isotopes du xénon [2] :

$$\sigma_{eff} = \sigma_{tot} - \sigma_{54} \approx 1.15\ b$$

$$\begin{aligned} P_{reac} &= \sigma_{eff}\ (cm^2)\ \underbrace{\rho l\ (g.cm^{-2})}_{\text{épaisseur cible}}\ N_A\ (mol^{-1})\ 1\ /\ \rho_M\ (g.mol^{-1}) \\ &\approx 1.15\ 10^{-24} \times 0.08 \times 6.02\ 10^{23} /\ 1 \\ &\approx 5.5\ \% \end{aligned}$$

Pour la cible de carbone ($\rho l \approx 0.35\ g.cm^{-2}$) (en bleu), le taux d'interaction moyen est d'environ 19.45 % auquel on soustrait le taux moyen de 16.75 % correspondant à la contribution de la cible vide (en vert), soit une probabilité de réaction de l'ordre de 2.7 %. Ceci est en bon accord avec une estimation basée sur la section efficace « effective » obtenue pour le système $^{136}Xe +^{208} Pb$ à 1 GeV par nucléon mesuré au FRS [79], multipliée par le rapport des sections efficaces géométriques des deux systèmes :

$$\sigma^{C}_{eff} \approx r \times (\sigma^{Pb}_{tot} - \sigma^{Pb}_{54}) \approx 0.45\ (6.5 - 3.4) \approx 1.4\ b$$

$$\begin{aligned} P_{reac} &\approx 1.4\ 10^{-24} \times 0.35 \times 6.02\ 10^{23} /\ 12 \\ &\approx 2.5\ \% \end{aligned}$$

Ces calculs ont servi à contrôler l'acquisition au cours de l'expérience.

Les écarts-types des deux contributions « cible vide » pour l'hydrogène et le carbone sont systématiquement inférieurs à ceux des mesures avec cible. Ceci suggère de légères variations de l'éclairement par le faisceau de cibles qui ne sont pas tout à fait homogènes.

3.1.2 Critères de déclenchement et types d'événements enregistrés

3.1.2.1 Critères de déclenchement

Il est nécessaire de favoriser l'acquisition et donc d'augmenter la statistique des événements de spallation aux dépens des événements n'ayant pas conduit à une réaction. Pour cela, un critère de déclenchement ou « *trigger* physique » a été utilisé. Il s'agit du *trigger* `LAND` obtenu par la coïncidence entre le *start* ($POS\ !ROLU$) [3] et au moins trois photo-multiplicateurs

2. Voir paragraphe 3.1.2.
3. Voir description du dispositif expérimental : $POS\ !ROLU$ signifie un signal dans le détecteur POS et pas de signal dans le détecteur ROLU.

(PM) de LAND avec le mur VETO en anti-coïncidence. Ces données correspondent à des événements pour lesquels au moins un neutron a déclenché LAND.

Afin d'assurer la normalisation de ces événements physiques par rapport au nombre de noyaux incidents, un critère de déclenchement non sélectif, le « *trigger* faisceau » a également été utilisé. Il est défini uniquement par la présence de POS et l'absence de ROLU et est divisé par un facteur d'échelle constant ($f_{scale} = 8$) pour ne saturer ni l'acquisition ni les disques de stockage avec de tels événements.

Un biais est introduit par le choix de ce *trigger* `LAND`. En effet, les résidus proches du projectile (principalement $Z = 53, 54, 55$) ne sont pas forcément accompagnés de neutrons et, s'il y en a, ils peuvent être produits lors de la cascade pour une proportion importante d'entre eux. Rappelons que ces neutrons de cascade sont détectés avec une faible efficacité dans LAND. L'effet quantitatif de ce biais est représenté sur la figure 3.3 où ont été tracées les sections efficaces de production des résidus proches du faisceau, déterminées avec les deux *triggers*. Dans la mesure où ces résidus sont accompagnés en moyenne de trois ou quatre neutrons dans l'état final de la réaction, cet effet, *i.e.* la probabilité de n'en détecter aucun, est faible dans l'ensemble et significatif uniquement pour l'iode ($Z = 53$) où il est de 10 % environ de la section efficace de production de cet élément.

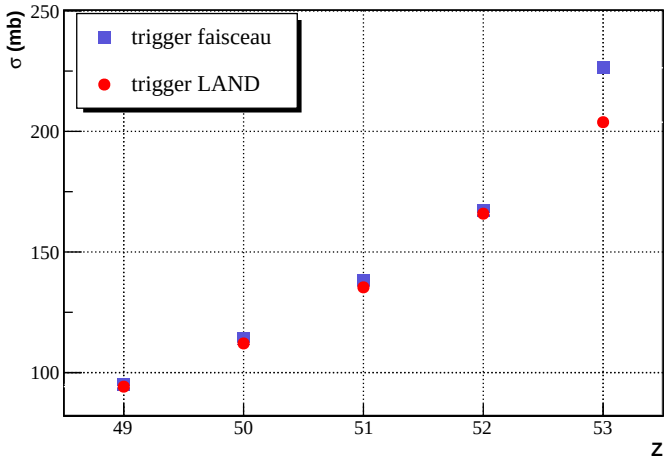


Figure 3.3 – Sections efficaces de production des résidus proches du faisceau (identifiés dans la Forward MUSIC) obtenues à partir du *trigger* `LAND` (en rouge) et du *trigger* faisceau (en bleu).

Une remarque concernant les particules du faisceau : soit, d'une part, p^C et p^D les probabilités totales de réaction respectivement dans la cible et dans le dispositif, et, d'autre part, p^C_{54} et p^D_{54} les probabilités de production des isotopes $A \neq 136$ du xénon. La probabilité de détecter dans le dispositif SPALADIN et avec la cible pleine un Xe^{54+} s'écrit :

$$p^{CP} = \underbrace{(1-p^C)\,(1-p^D)}_{\Leftrightarrow\ pas\ de\ réaction} + p^C_{54}\,(1-p^D) + p^D_{54}\,(1-p^C) + \underbrace{p^C_{54}\,p^D_{54}}_{<<\,(1-p^C)\,(1-p^D)}$$

et en cible vide :

$$p^{CV} \;=\; (1 - p^D) \;+\; p^D_{54}$$

d'où la différence :

$$p^{CP} - p^{CV} \;=\; -\,p^C\,(1 - p^D) \;+\; p^C_{54}\,(1 - p^D) \;-\; p^D_{54}\,p^C \tag{3.1}$$

Étant donné que : $p^D_{54} \;\approx\; p^C_{54} \;<\; p^C$ & p^D, (3.1) devient :

$$\Delta P \;\approx\; \underbrace{-\,p^C\,(1 - p^D) \;+\; \underbrace{p^C_{54}\,(1 - p^D - p^C)}_{<\,p^C\,(1-p^D)}}_{<\,0}$$

La soustraction « cible pleine - cible vide » donne donc une valeur négative pour les fragments de charge 54 (toutes masses confondues, masses que nous ne déterminons pas dans notre expérience). Par conséquent, nous n'avons pas pu extraire de nos données les canaux de désexcitation aboutissant à un résidu xénon dans l'état final. Pour cette même raison, le canal $Z = 26$ de la réaction $^{56}Fe + p$ n'a pas pu être étudié dans l'expérience S248 [66].

3.1.2.2 Types d'événements enregistrés

Des mesures avec les critères de déclenchement physique et faisceau (1 pour 8) ont été effectuées sur les cibles d'hydrogène et de carbone ainsi que sur leurs cibles vides respectives (« empty » et « none » Fig. 3.2). La statistique totale est, pour rappel, d'environ 5 millions de réactions dans la cible d'hydrogène et de 1 million dans la cible de carbone (après soustraction de la contribution de leurs cibles vides respectives).

Un balayage du mur de temps de vol avec le faisceau à plus basse énergie (250 MeV par nucléon, afin de pouvoir couvrir l'ensemble du mur) et à plus faible intensité (afin de ne pas endommager les scintillateurs) a été réalisé pour son étalonnage en temps et en amplitude (*cf.* paragraphe 3.3).

Des événements de rayonnement cosmique (*trigger* `LAND` seul, quelques kHz) ont également été enregistrés en début, milieu et fin d'expérience, pour l'étalonnage en temps et en amplitude des scintillateurs de LAND (*cf.* paragraphe 3.4).

À la fin de chaque pulse faisceau, sont enregistrés dans le fichier de données les nombres de *triggers* (physique et faisceau) avant/après temps mort et avant/après réduction, utilisés pour la correction de temps mort et la normalisation absolue par rapport au nombre de particules incidentes.

3.2 Les chambres d'ionisation

3.2.1 « Forward » MUSIC

Les ADC de la Forward MUSIC ne présentent pas de dépendance vis-à-vis des signaux TDC comme cela est illustré sur la partie gauche de la figure 3.4 représentant les valeurs TDC de l'anode 3 en fonction des valeurs ADC. Le spectre TDC brut de cet anode, visible sur la partie droite de la figure 3.4, est ajusté par une gaussienne d'écart-type σ de 85 canaux. Ceci est équivalent à une dispersion transverse des résidus du projectile de l'ordre de 2 mm (RMS) [4].

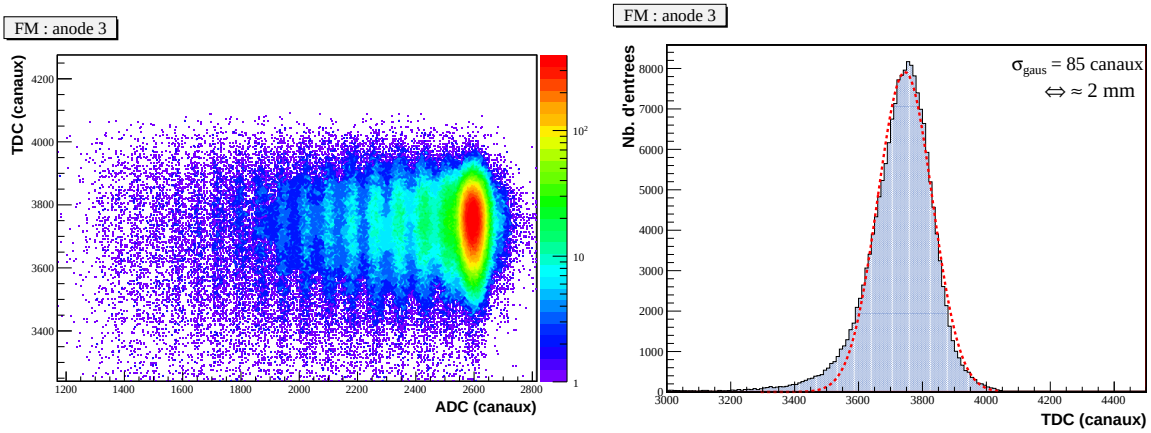


Figure 3.4 – anode 3 de la Forward MUSIC : TDC vs. ADC (à gauche) et TDC (à droite).

Les quatre anodes étant alimentées par la même tension et les signaux connectés aux mêmes pré-amplificateurs, nous avons pu vérifier que les gains relatifs des quatre ADC étaient similaires. Ceci est visible sur la figure 3.5 où les signaux ADC des anodes 1 et 2 de la Forward MUSIC sont très bien corrélés, corrélation très proche de la diagonale $y = x$.

Le spectre en charge (somme des ADC) obtenu pour la cible d'hydrogène est montré sur la figure 3.6. La charge Z est la solution de l'équation quadratique

$$E \;=\; p_0 + p_1 Z + p_2 Z^2 \;;\; p_0 = 33,\; p_1 = 0.825,\; p_2 = 5.150 \; et \; E \;=\; \frac{1}{4}\sum_{i=1}^{4} ADC(i)$$

où $ADC(i)$ représente l'amplitude du signal détecté par l'anode i. [5] La composante $p_1 Z$ reprise de l'étalonnage initial n'est pas physique, mais sa contribution est très petite sur toute la gamme en Z.

La discrétisation de cette variable continue est obtenue par l'utilisation d'un peigne.

Il est possible d'identifier les charges jusqu'à $Z \approx 12$ même si en dessous de $Z = 20$ la résolution est moins bonne (faible rapport pic sur creux, voir Fig. 3.6).

4. Vitesse de dérive de 5 $cm\ \mu s^{-1}$ et fenêtre d'acquisition de 1.8 μs pour 4096 canaux.

5. Merci à Orlin Yordanov de l'INRNE (Sofia, Bulgarie) qui s'est chargé de l'étalonnage initial des deux chambres d'ionisation.

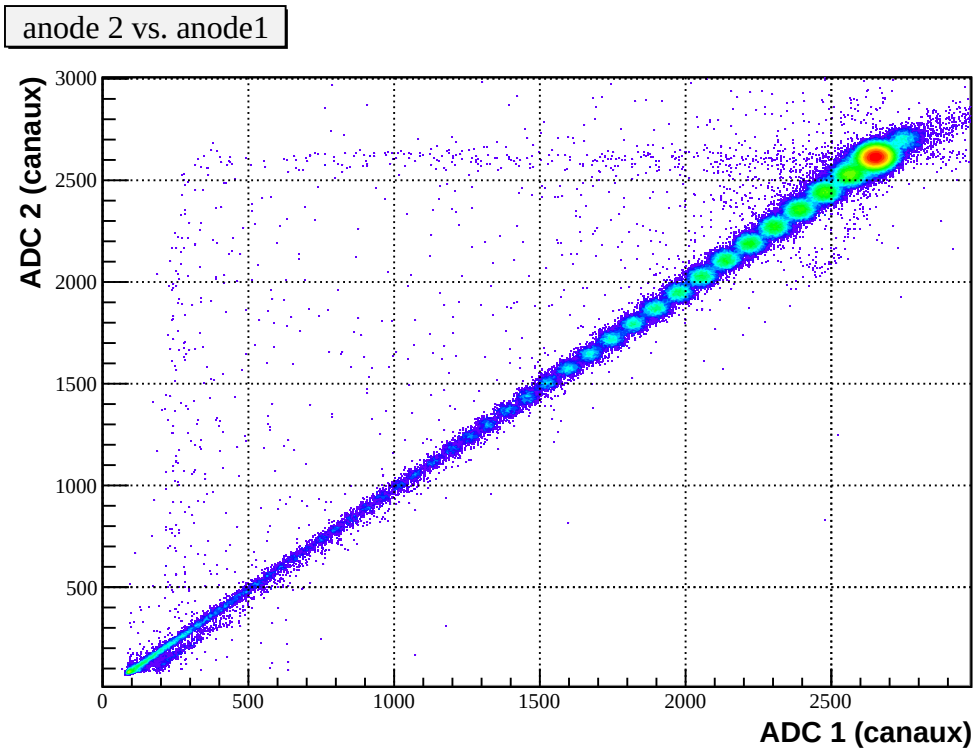


FIGURE 3.5 – ADC anode 2 vs. ADC anode 1 (Forward MUSIC).

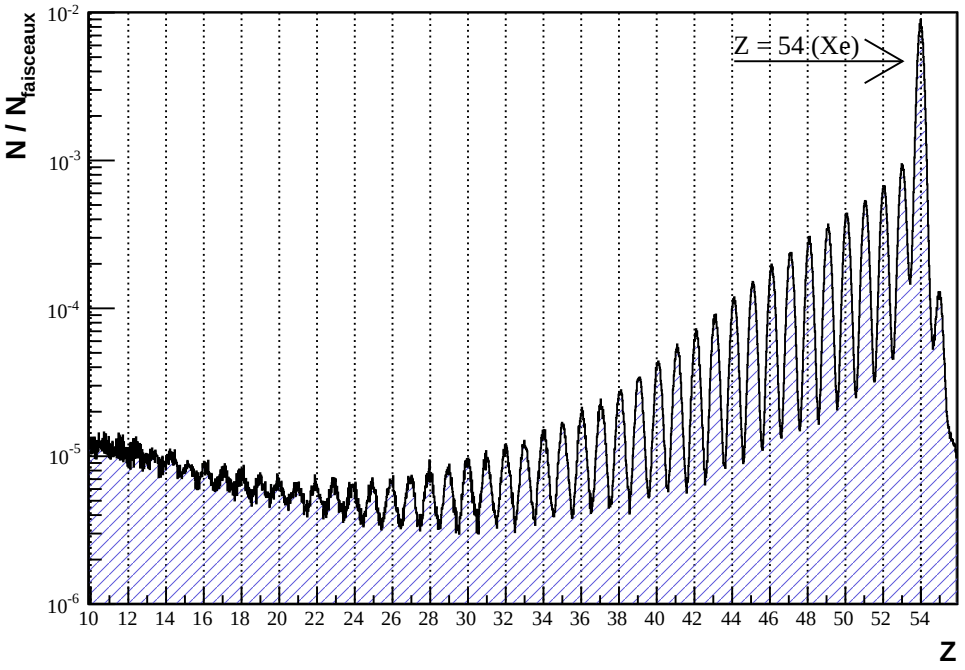


FIGURE 3.6 – Spectre en charge obtenu dans la Forward MUSIC.

Un signal dans la Forward MUSIC est défini par le bon fonctionnement des quatre ADC (> 98 % des événements) ; aucune condition sur les TDC n'est spécifiée.

3.2.2 « Twin » MUSIC

Comme pour la Forward MUSIC, il n'est pas nécessaire de réajuster les gains relatifs des anodes d'un même volume de détection (up ou down), comme illustré sur la figure 3.7 où sont tracés, pour chaque volume, les ADC de l'anode 2 en fonction de ceux de l'anode 1 : les signaux se trouvent bien alignés sur la diagonale.

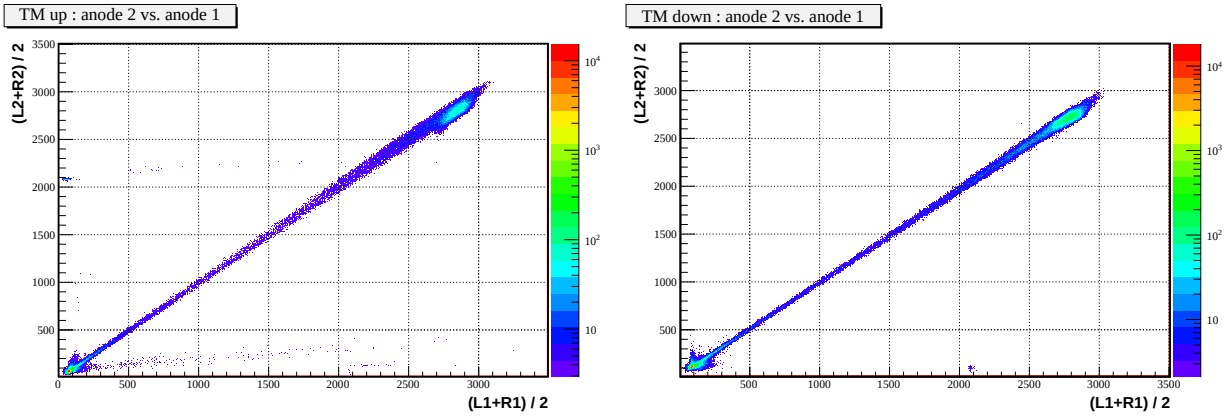


Figure 3.7 – ADC *((left+right)/2)* anode 2 vs. anode 1 Twin MUSIC up (à gauche) et down (à droite).

3.2.2.1 Dépendance gauche-droite du signal d'ionisation

Les signaux $left$ et $right$ étant indépendants, il ne devrait théoriquement pas y avoir de dépendance gauche-droite (donnée par $left - right$) du signal total d'ionisation (donné par $left + right$). Cependant, les distributions $2D$ obtenues dans nos données brutes sont légèrement inclinées, leur covariance n'est donc pas nulle, ce qui est visible sur la partie gauche de la figure 3.8. Si l'on produit des histogrammes de perte d'énergie sans tenir compte de cette dépendance, alors les pics auront une plus grande largeur à mi-hauteur. Cette covariance peut être annulée si l'on applique un facteur de correction aux anodes droites (voir annexe A), afin de réduire légèrement leur contribution dans la somme totale, et donc de supprimer cette inclinaison (partie droite de la figure 3.8). Ces facteurs (k_j), donnés dans la table 3.1, sont estimés visuellement et séparément pour les huit couples d'anodes de la Twin MUSIC.

3.2.2.2 Dépendance en position verticale du signal d'ionisation

On observe dans les données une dépendance entre les ADC en fonction des temps de dérive. Cette dépendance est liée à la recombinaison des électrons primaires de l'ionisation du gaz

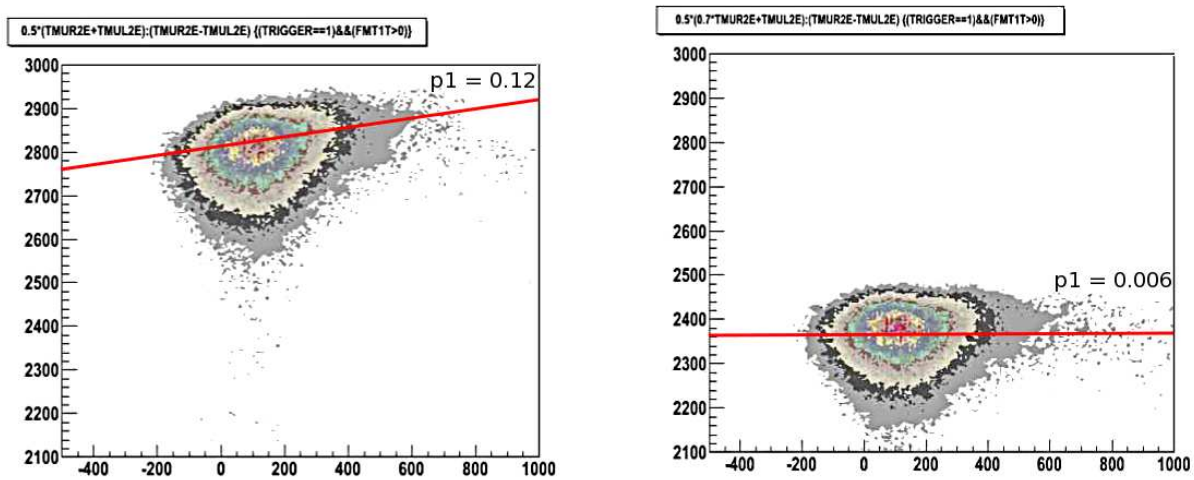


FIGURE 3.8 – Dépendance gauche-droite ($left - right$ en abscisse) du signal total de perte d'énergie ($(left + right)/2$ en ordonnée) avant et après correction pour la deuxième anode de la partie haute de la Twin MUSIC (données brutes pour $Z = 54$).

	k_1 (anode 1)	k_2 (anode 2)	k_3 (anode 3)	k_4 (anode 4)
TM up	0.80	0.80	0.70	0.75
TM down	0.85	0.80	0.82	0.90

TABLE 3.1 – Facteurs de correction k_j de la dépendance « gauche-droite » du signal de perte d'énergie.

par les fragments, recombinaison d'autant plus importante que la distance à parcourir par les électrons est grande. Son effet sur les signaux détectés par la Twin MUSIC est plus important que pour les signaux de la Forward MUSIC pour deux raisons. La première est que la distance de dérive est plus grande dans la Twin MUSIC que dans la Forward MUSIC. La seconde est liée à l'étalement spatial des ions dans le volume actif de ces détecteurs. En effet, juste en aval de la cible, les ions qui traversent la Forward MUSIC passent dans un volume en gros cylindrique dont le diamètre peut être estimé à environ 5 cm. Du fait de sa situation en fin de détection, cette tache des ions dans la Twin MUSIC a une hauteur de 9 cm de chaque côté de la cathode centrale. Pour observer cet effet, la somme des signaux en amplitude de toutes les anodes pour chacun des deux volumes de la Twin MUSIC et pour différentes fenêtres en temps (*i.e.* différentes hauteurs de dérive) a été tracée (Fig. 3.9). La position du pic correspondant au faisceau primaire (le plus grand) a été extraite de chaque histogramme. La différence entre cette position (E_i) et une position de référence arbitraire (E_{ref}) normalisée à cette dernière (pour obtenir un coefficient adimensionnel de perte de signal en fonction de la position verticale de la trace) est alors calculée :

$$\Delta E_i \;=\; \frac{E_i \;- E_{ref}}{E_{ref}}$$

où i représente une fenêtre en temps. La figure 3.9 montre l'évolution de ΔE_i en fonction de i : remarquons que l'ordre de grandeur de ΔE_i par rapport à E_i n'est que de quelques pourcents.

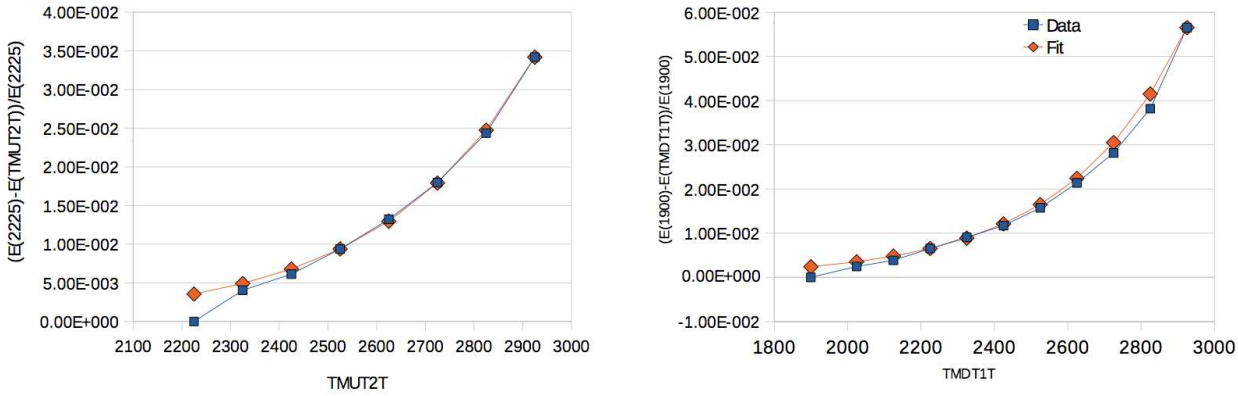


Figure 3.9 – Dépendance en position verticale du signal d'énergie : $\Delta E_t \;=\; f(t)$ pour la partie haute (à gauche) et la partie basse (à droite) de la Twin MUSIC. Ici t (*TMUT2T & TMDT1T*) est exprimé en unité de codage TDC : les grandes valeurs de TDC correspondent à des petites dérives. Pour information, aucun élargissement significatif n'est observé pour le RMS du signal du faisceau primaire en fonction de la position verticale.

Cette dépendance a un comportement exponentiel[6] et peut être aisément ajustée par une fonction du type $\Delta E_t \;=\; A\ \exp(B\ t)$ où t représente un temps en unité de codage TDC. Les paramètres utilisés pour les deux volumes de la Twin MUSIC sont donnés dans la table 3.2.

6. Le taux de recombinaison est directement proportionnel au nombre d'électrons primaires : $dn/dt \propto -n$, et suit donc une loi exponentielle.

	A	B
TM up	2.6467×10^{-6}	3.2363×10^{-3}
TM down	6.8236×10^{-6}	3.0846×10^{-3}

TABLE 3.2 – Paramètres pour la correction de la dépendance verticale du signal d'énergie : $\Delta E_t \; = \; A \; \exp(B \; t)$.

Pour les deux volumes de détection pris séparément, le signal total non corrigé de l'effet de recombinaison vaut :

$$E_{raw} \; = \; \frac{1}{8} \sum_{j=1}^{4} (L_j + k_j \; R_j)$$

où j représente une anode, L_j et R_j le signal lu respectivement par la partie gauche et droite de cette anode et k_j le facteur de pondération appliqué à l'anode droite, dont nous avons parlé plus haut.

La correction complète appliquée aux signaux s'écrit donc :

$$E_{corr} \; = \; \frac{E_{raw}}{1 \; - \; A \; \exp(B \; T_{raw})}$$

où T_{raw} est le temps lié au signal E_{raw}. Le spectre en charge est alors obtenu en traçant $k\sqrt{E_{corr}}$, où $k = 54/E_{corr}^{beam} = 0.02$ est le facteur permettant de convertir les ADC en charges. Le résultat est visible sur la figure 3.10. L'identification des charges peut se faire jusqu'à $Z = 12$ même si le rapport r pic sur creux est assez peu favorable en dessous de $Z = 25$ ($r \leq 2$).

Comme pour la Forward MUSIC, l'utilisation d'un peigne permet de discrétiser cette variable continue.

3.2.2.3 Positions transverses horizontales

Pour rappel, les positions transverses horizontales x sont obtenues par le rapport entre la différence et la somme des signaux de la partie gauche et droite d'une anode. Le facteur de conversion de $x \in [-1; 1]$ vers $x(cm)$ est simplement au premier ordre la demi-largeur $W/2$ du volume de détection, à savoir 31.25 cm. Il faut ajouter à ce terme de conversion linéaire un terme constant lié à la position réelle du faisceau dans la Twin MUSIC (voir annexe A) mais qui est sans importance ici.

La taille transverse du faisceau au niveau de la Twin MUSIC a pu être déterminée à partir du *trigger* faisceau (sans le déclenchement de LAND) et en exigeant une bonne identification d'un Xe^{54+} et dans la Forward et dans la Twin (courbe en bleu sur la figure 3.11). L'écart-type de la distribution est de 8 mm, ce qui correspond à une dispersion angulaire d'environ 0.63 $mrad$ et qui est compatible avec un calcul ATIMA de diffusions multiples [80] qui donne

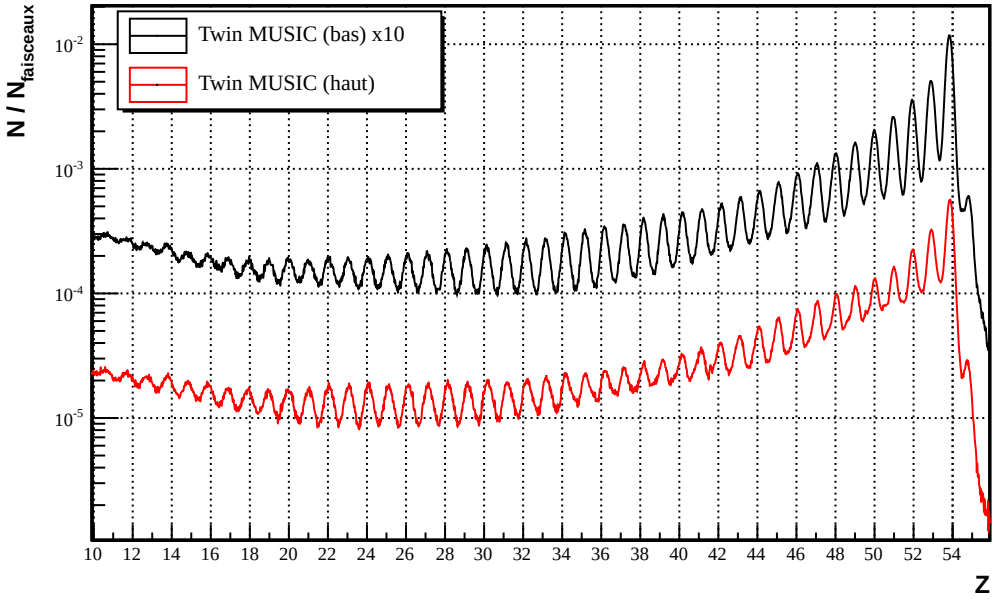


Figure 3.10 – Spectre en charge obtenu dans la Twin MUSIC (haut et bas).

0.65 *mrad* pour 9 *m* d'air (assimilé à de l'azote). Notons que l'essentiel des réactions secondaires qui affectent le faisceau et qui ne génèrent pas de *triggers* physiques se retrouvent sous le pic sur la figure 3.11, signe que celles-ci ont essentiellement lieu après l'analyse magnétique d'ALADiN.

La figure 3.12 montre les positions transverses pour différents groupes de fragments obtenues à partir du *trigger* physique. La courbe bleue correspond aux événements identifiés comme ayant la charge du faisceau ($Z_{Twin} = Z_{Forward} = 54$). La courbe verte trace la position des fragments de charge inférieure à 45 et la courbe marron celle des fragments de charge comprise entre 46 et 53 provenant d'événements bien identifiés, *i.e.* avec la même charge vue dans les deux MUSICs. Le $^{136}_{54}Xe$ est un noyau riche en neutrons avec un rapport masse / charge de 2.52. Les résidus de spallation ont en moyenne une rigidité magnétique de 2.25 [7], ils seront donc plus déviés par le champ magnétique de l'aimant [8]. Ceci est bien illustré sur la figure 3.12 où l'on compare la position du faisceau (courbe bleue) à celle de fragments plus légers (courbe verte) pour des événements bien identifiés ($Z_{Twin} = Z_{Forward}$) correspondant au *trigger* physique. Dans le cas de résidus proches du projectile (qui représentent la plus grande part de la section efficace totale), si une réaction secondaire a lieu après l'aimant, leur trajectoire étant alors déjà définie, ils seront identifiés autour de la position du faisceau comme un fragment plus léger. Si par contre la réaction se produit avant l'aimant, ils se comporteront comme des événements provenant de la cible et qui ont produit un résidu relativement léger. La courbe rouge (Fig. 3.12) représente de tels événements (structure

7. D'après les données FRS et les différents modèles.

8. $B\,\rho \propto A\,/\,Z \Rightarrow$ à champ magnétique B constant, plus le rapport $A\,/\,Z$ est petit, plus la rigidité magnétique $B\,\rho$ (où ρ est le rayon de courbure) est faible et plus les particules seront donc déviées.

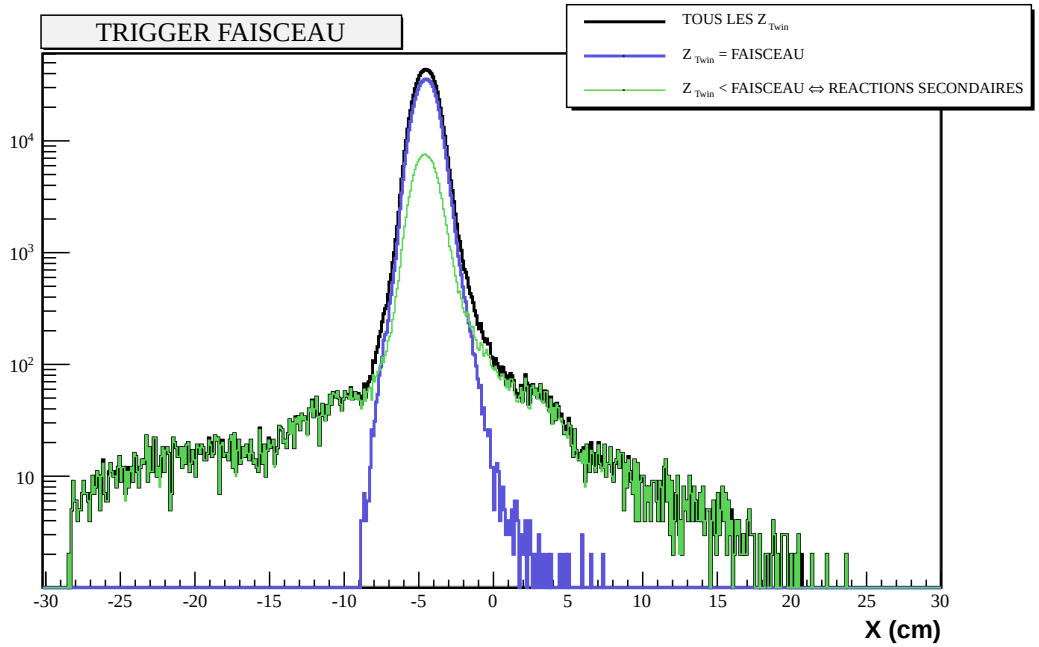


FIGURE 3.11 – Position transverse du faisceau dans la Twin MUSIC (*trigger* faisceau).

avec deux bosses) pour lesquels la charge maximale diffère entre la Forward et la Twin MUSIC, signe d'une réaction secondaire dans le dispositif après la première identification, et principalement après l'aimant.

Notre dispositif expérimental ne nous permet pas d'identifier les masses des fragments. Cela est illustré sur la figure 3.13 sur laquelle est tracée la position horizontale (donc dans le plan dispersif) des fragments de charge 40 : il est impossible de distinguer les différents isotopes du zirconium.

3.2.2.4 Positions transverses verticales

La taille verticale de la tâche faisceau dans la Twin MUSIC a pu être estimée à partir des TDC de la partie haute et de la partie basse du détecteur (Fig. 3.14). Les spectres ont été travaillés (inversion du spectre up, translation relative pour symétriser la distribution transverse d'événements) afin de pouvoir les sommer et d'en obtenir le meilleur ajustement gaussien, centré sur le canal 0, comme illustré sur la figure 3.15.

L'écart-type de la distribution verticale du faisceau visible sur la figure 3.14 est de 381 canaux, ce qui équivaut à environ 8.3 mm. Cette valeur est tout à fait compatible avec l'écart-type de 8 mm de la distribution horizontale du faisceau donné au paragraphe précédent. La position de la cathode est parfaitement identifiable sur la figure 3.14 au niveau du canal 100, *i.e.* à environ 2 mm du sommet de la gaussienne (centre du faisceau). Cette valeur est tout à fait en accord avec le positionnement manuel de la Twin MUSIC par rapport au plan du faisceau. En effet, nous avions réglé la position verticale de la Twin MUSIC de sorte que le

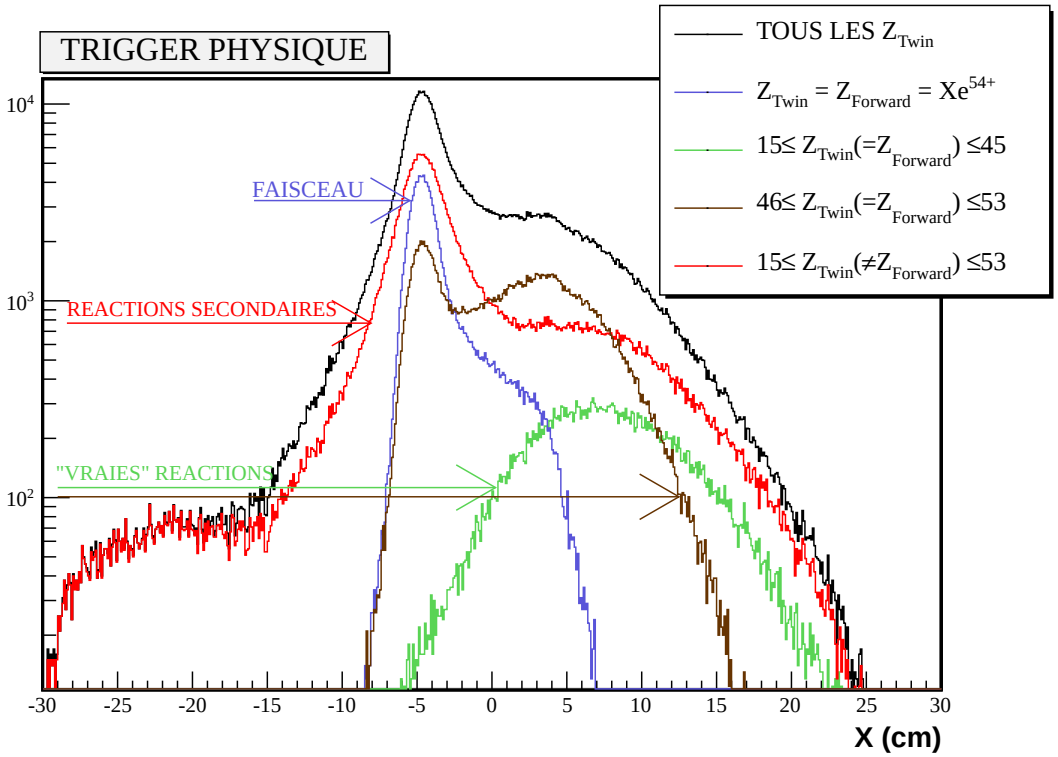


Figure 3.12 – Position transverse des fragments dans la Twin MUSIC (*trigger* physique).

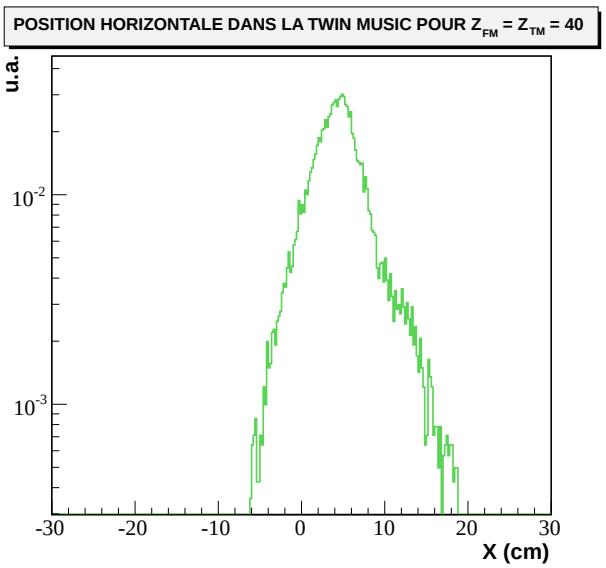


Figure 3.13 – Position transverse des fragments dans la Twin MUSIC pour les charges $Z = 40$ bien identifiées, *i.e.* $Z_{FM} = Z_{TM} = 40$.

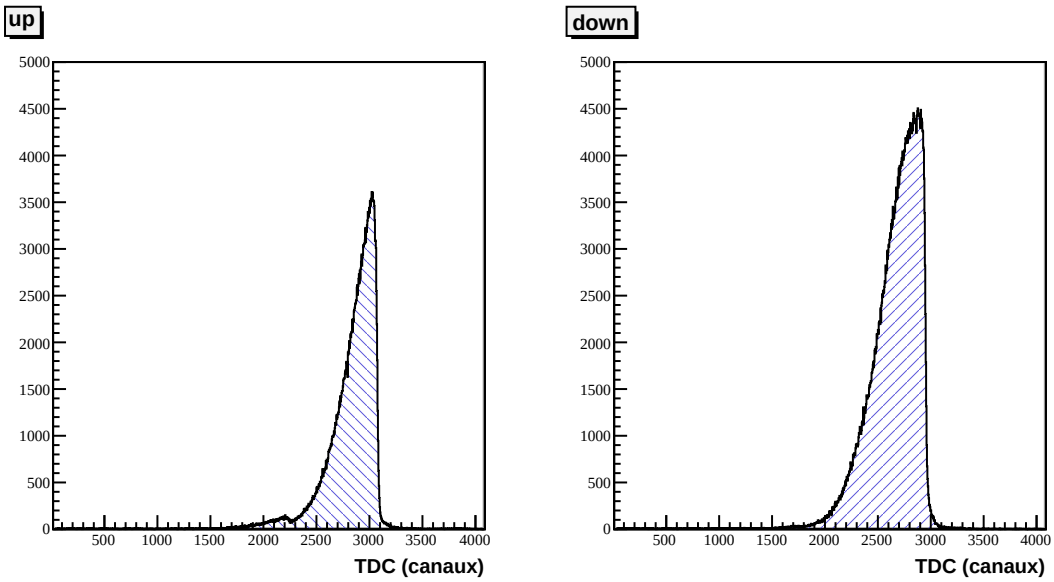


FIGURE 3.14 – Spectre en temps (équivalent position verticale) des particules faisceaux dans la partie haute et la partie basse de la Twin MUSIC (*unité de codage TDC*).

faisceau passe légèrement en dessous de la cathode, afin de diminuer les diffusions multiples sur cette dernière.

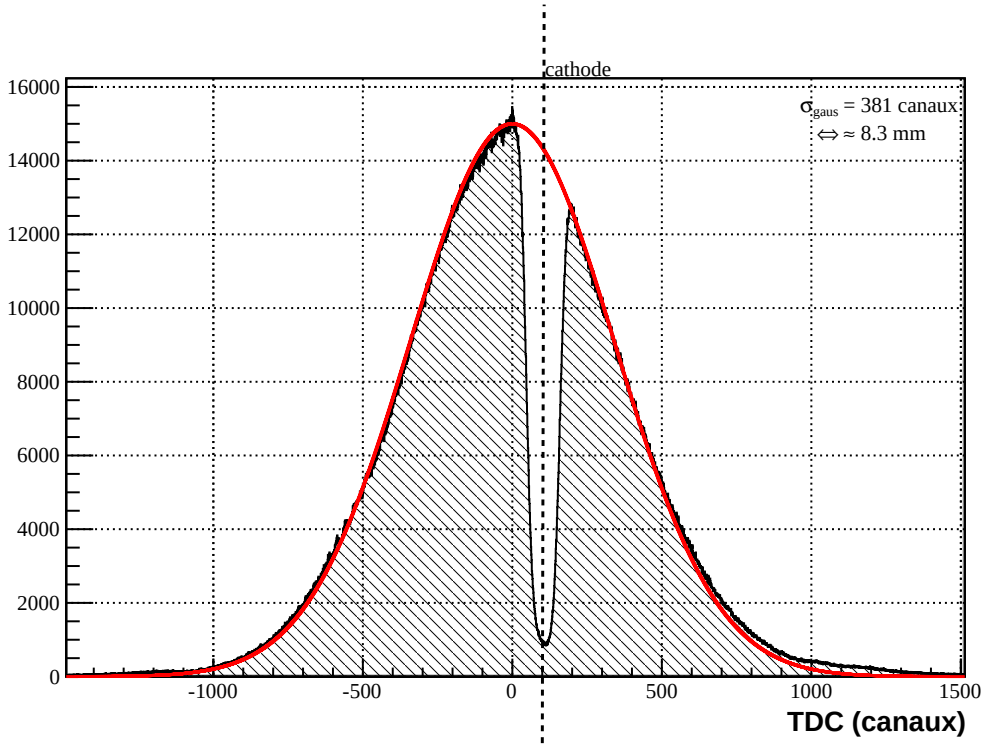


FIGURE 3.15 – Position transverse verticale du faisceau dans la Twin MUSIC.

3.2.3 « Forward » vs. « Twin »

La contribution très importante des réactions secondaires que nous avons observée dans le paragraphe précédent (Fig. 3.11 et 3.12) est quantifiée sur la figure 3.16 où sont représentées les sections efficaces de production de la charge maximale dans l'événement (Z_{MAX}) obtenues soit avec la « Forward » soit avec la « Twin » MUSIC.

Les résidus proches du projectile correspondent à des réactions périphériques qui sont les plus probables. Ainsi, nous observons de deux à trois ordres de grandeur entre leurs sections efficaces de production et celles des Z_{MAX} plus petits. Quelques pourcents de réactions secondaires liées à ces charges élevées peuvent donc contribuer de manière importante aux sections efficaces des charges plus petites.

Prenons l'exemple de $Z_{MAX} = 31$ sur la figure 3.16. La section efficace potentiellement la moins « polluée » par les réactions secondaires est obtenue avec la « Forward » MUSIC et vaut environ 1 mb. La section efficace donnée par la « Twin » est légèrement supérieure à 3 mb. Cela signifie que les réactions secondaires produisent au moins deux fois plus[9] de cet élément que la réaction de spallation elle-même ! Ceci est d'autant plus vrai que du fait de l'élargissement cinématique (dans la production de $Z = 31$), 20 % environ des $Z = 31$ n'atteignent pas la Twin MUSIC et ne sont donc pas identifiés, comme nous le verrons ci-dessous.

La première identification de la charge dans la « Forward » MUSIC est donc indispensable pour assurer la sélection d'événements provenant bien de la cible et éliminer les réactions secondaires dans le dispositif.

Soient Z la charge déterminée dans la « Forward » MUSIC et Z_{TM} celle dans la « Twin » MUSIC. Pour un Z donné, la probabilité d'occurrence d'une réaction secondaire (Fig. 3.17) est définie par :

$$P_{2ndR}(Z) \;=\; 1 \;-\; \frac{N(Z_{TM} = Z \parallel Z_{TM} = Z-1)}{\sum\limits_{Z_{TM,min} < Z_{TM} \leq Z} N(Z_{TM}, Z)}$$

où $N(Z_{TM} = Z \parallel Z_{TM} = Z-1)$ représente le nombre d'événements ayant une charge considérée comme identique dans les deux MUSICs, et $\forall\, Z_{TM},\; N(Z_{TM}, Z)$ le nombre d'événements avec une charge Z identifiée dans la Forward MUSIC et une charge Z_{TM} identifiée dans la Twin MUSIC[10].

Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant sur l'analyse du ToF, les charges unitaires ne sont pas identifiées dans notre dispositif. Cela signifie que nous pouvons négliger les

9. Au-delà en réalité, car cet élément est lui-même sujet aux réactions secondaires :

$$\sigma_{TM}(Z) \;=\; \sigma_{FM}(Z)\,(1 \;-\; P_{2ndR}(Z)) \;+\; \sum_{z=Z}^{54} \sigma_{FM}(z)\, P_{2ndR}(z)$$

où $P_{2ndR}(Z)$ est, pour un Z donné, la probabilité d'occurrence d'une réaction secondaire.

10. Le *seuil* de la Twin MUSIC se situe autour du canal 100 en ADC soit une valeur de charge estimée à $Z_{TM,min} \approx 6-7$.

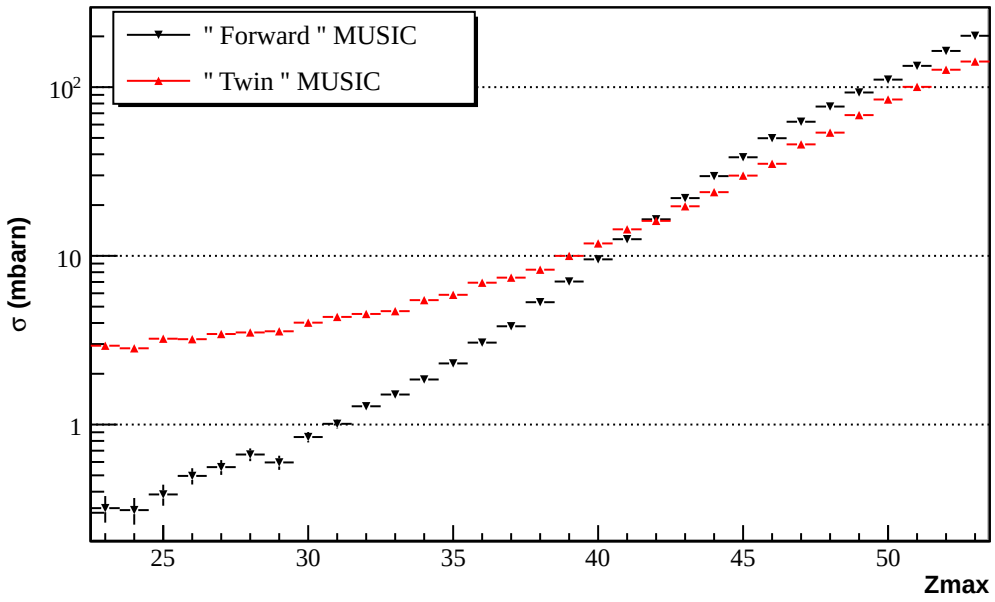


FIGURE 3.16 – Sections efficaces de Z_{MAX} obtenues à partir de la « Forward » (en noir) et de la « Twin » MUSIC (en rouge).

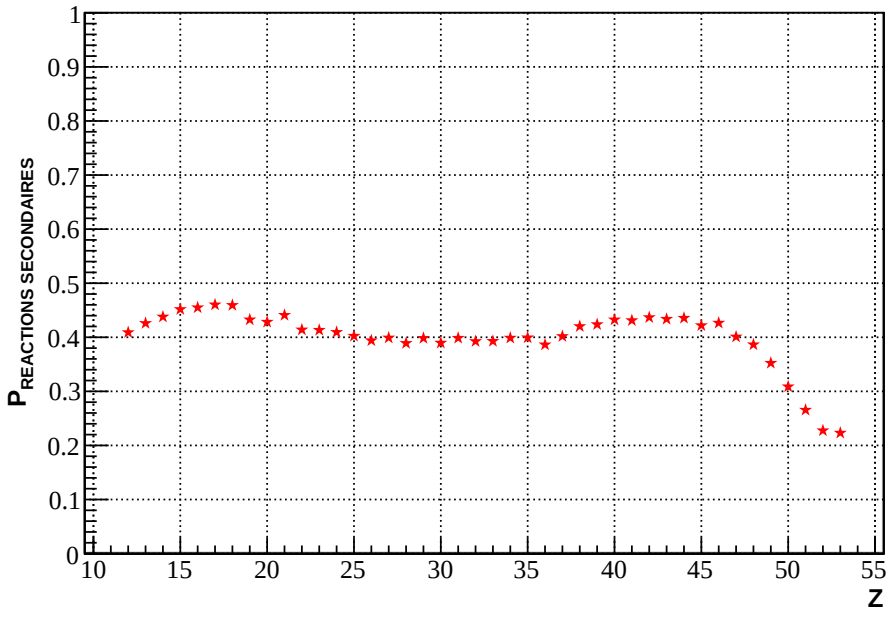


FIGURE 3.17 – Probabilités de réactions secondaires en fonction de la charge Z du résidu ($P_{2ndR}(Z)$), obtenues à partir des données. (Les barres d'erreur statistique, de l'ordre de 1 %, sont plus petites que la taille des points).

changements de charge de $\pm$ 1 unité sur le résidu du projectile, ils n'affectent pas les spectres en charge dans le ToF. En d'autres termes, si un résidu perd une charge par réaction secondaire, cela est transparent dans nos observables concernant les particules chargées [11]. Ceci explique le choix du « ≤ 1 » qui permet d'augmenter significativement la statistique, sans pour autant influer sur les résultats [12].

Comme nous l'avons vu dans le descriptif des chambres d'ionisation au chapitre précédent, l'espace de dérive de la Twin MUSIC n'est pas entièrement couvert par la porte de lecture de l'ADC, déclenchée par le *trigger* (seulement $\pm$ 9 cm). Il est possible d'estimer les pertes engendrées en calculant un RMS pour la distribution spatiale verticale de la tâche des résidus au niveau de la Twin MUSIC, à partir des distributions de vitesse (figure 1.8) et d'énergie cinétique (figure 3.18) obtenues à FRS [18]. Pour les fragments de masse supérieure à 30 ayant un spectre de vitesse longitudinale avec un profil gaussien d'écart-type σ_v et de valeur moyenne $\langle v_\parallel \rangle$, l'énergie cinétique est donnée par :

$$E_k \;=\; \frac{1}{2}\, m_0\, A\, (\langle v_\parallel \rangle^2 \;+\; 3\, \sigma_v^2) \tag{3.2}$$

Sur la figure 3.18, la courbe noire correspond à l'énergie cinétique moyenne et la rouge la contribution à cette énergie de $\langle v_\parallel \rangle$. Cette dernière peut être considérée comme négligeable autour de $A = 35$ ($\leq 1\ MeV$ par rapport à $\approx 30\ MeV$). Les fragments les plus lourds sont qualitativement compatibles avec la systématique de Morrissey [81]. Cette systématique corrèle la valeur moyenne et la largeur de la distribution de transfert d'impulsion dans le repère du projectile respectivement à la perte de masse et à la racine carrée de la perte de masse.

Pour $A = 35$, E_k vaut environ 30 MeV, et d'après (3.2), σ_v est alors de l'ordre de 0.75 $cm.ns^{-1}$, ce qui correspond au point cible à une dispersion angulaire de $\sigma_\theta \approx 30\ mrad$ [13], et un RMS en position d'environ 27 cm au niveau de la Twin MUSIC située à 9 m. Pour une distribution gaussienne, on manque les trois quarts des événements pour une couverture de 30 % du RMS, un peu plus de la moitié pour 60 % et un tiers pour 1 RMS.

Cette inefficacité géométrique liée à la cinématique des fragments (Fig. 3.19) est obtenue charge par charge dans les données :

$$1 \;-\; \epsilon_{GEOM}(Z) \;=\; 1 \;-\; \frac{\sum\limits_{Z_{TM,min} < Z_{TM} \leq Z} N(Z_{TM}, Z)}{N(Z)}$$

où $N(Z_{FM})$ est le nombre total d'événements identifiés avec une charge Z dans la Forward MUSIC.

11. Nous montrons un peu plus loin que les spectres neutrons de LAND, très peu modifiés par ces changements de charge de $\pm$ 1 unité sur le résidu du projectile, le sont en revanche de façon non négligeable si une sélection $Z_{FM} = Z_{TM} \parallel Z_{FM} = Z_{TM} + 1$ n'est pas appliquée.

12. La charge du résidu de l'événement utilisée dans l'analyse est celle identifiée dans la « Forward » MUSIC.

13. $\sigma_\theta = \sigma_v / v_\parallel$ avec $v_\parallel \approx v_{faisceau} \approx 26\ cm.ns^{-1}$.

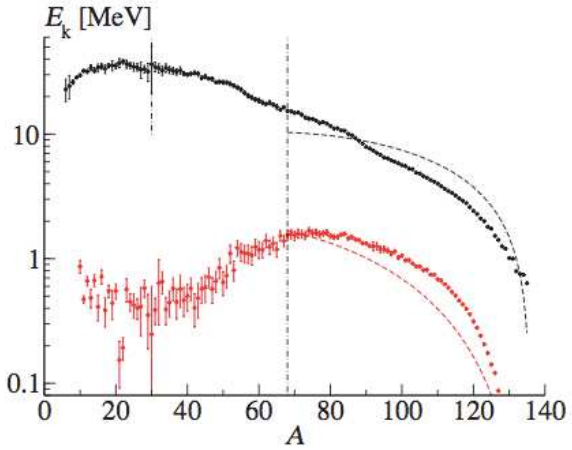


FIGURE 3.18 – Distribution de l'énergie cinétique moyenne dans le repère du projectile en fonction de A (en noir) et contribution à cette énergie de $\langle v_{\parallel} \rangle$ (en rouge), comparées pour les fragments les plus lourds à la systématique de Morrissey [81].

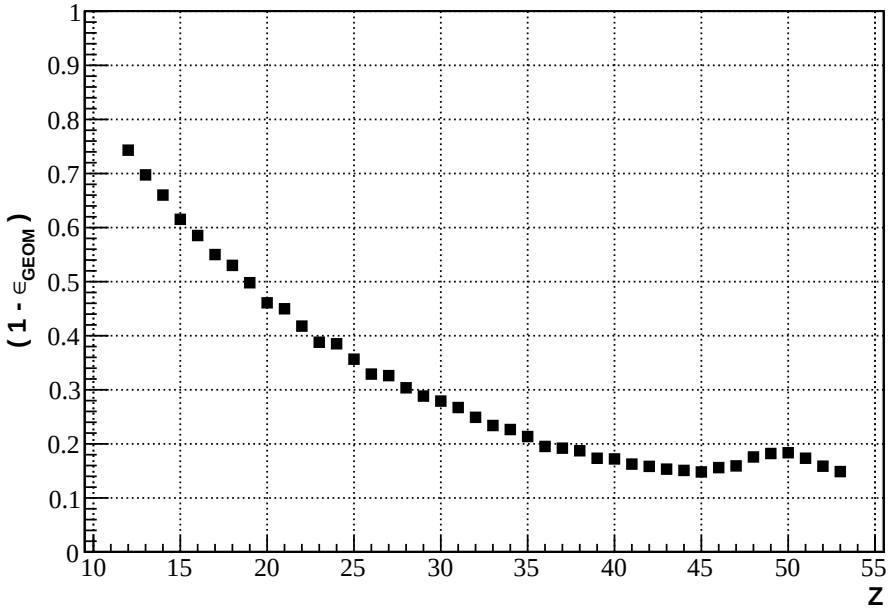


FIGURE 3.19 – Inefficacités géométriques dans la « Twin », en fonction de la charge identifiée dans la « Forward », obtenues dans les données.

Finalement, la probabilité de survie totale[14] d'une charge Z le long de son parcours au sein du dispositif est donnée par :

$$P_{Survie}(Z) \;=\; \epsilon_{GEOM}(Z) \;\times\; (1 \;-\; P_{2ndR}(Z))$$

Cette probabilité de survie varie de 20 à 70 %, comme cela est illustré sur la figure 3.20.

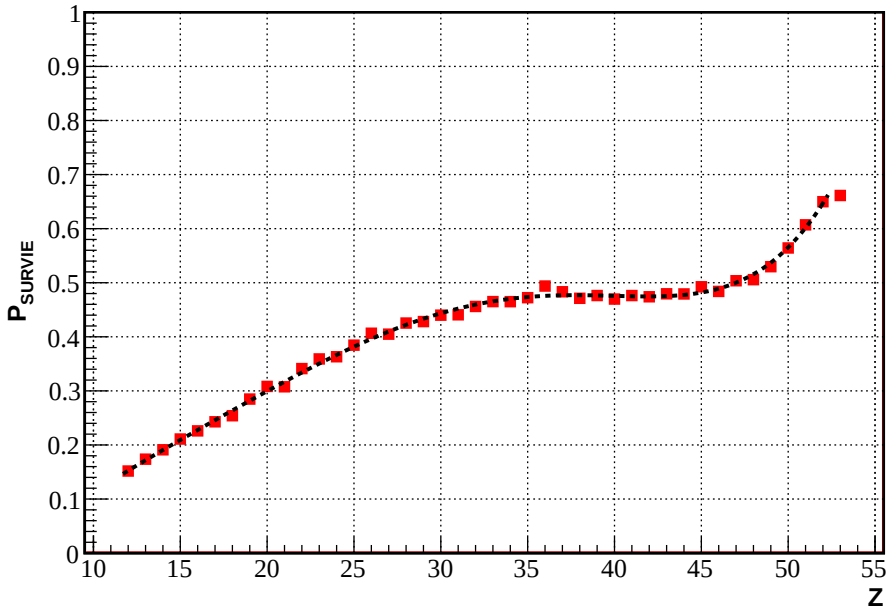


Figure 3.20 – Probabilité de survie d'une charge Z entre la Forward et la Twin MUSIC, obtenue dans les données, et ajustée par un polynôme d'ordre 2 en Z (courbe noire en pointillés).

3.3 Le mur de temps de vol (ToF)

3.3.1 Soustraction des piédestaux et réunion des spectres

Les signaux d'amplitude du mur de temps de vol sont codés avec deux gains pour avoir une large gamme en identification :

- le grand gain : les signaux ayant une amplitude inférieure à un certain seuil sont amplifiés par un facteur 8 avant d'être codés sur 4096 canaux (les 4096 premiers canaux sur la figure 3.21) ;
- le petit gain : les signaux ayant une amplitude supérieure au seuil sont codés sans être amplifiés (canaux 4096 à 8192 sur la figure 3.21). Le spectre correspondant ne commence pas au canal « 0 » (en fait 4096 ici) mais à une valeur qui correspond au seuil en dessous duquel le codage est réalisé avec le grand gain.

14. Par « totale », j'entends la probabilité pour un résidu, identifié dans la Forward MUSIC, de se trouver géométriquement dans la Twin MUSIC sans avoir subi de réaction secondaire qui aurait modifié sa charge.

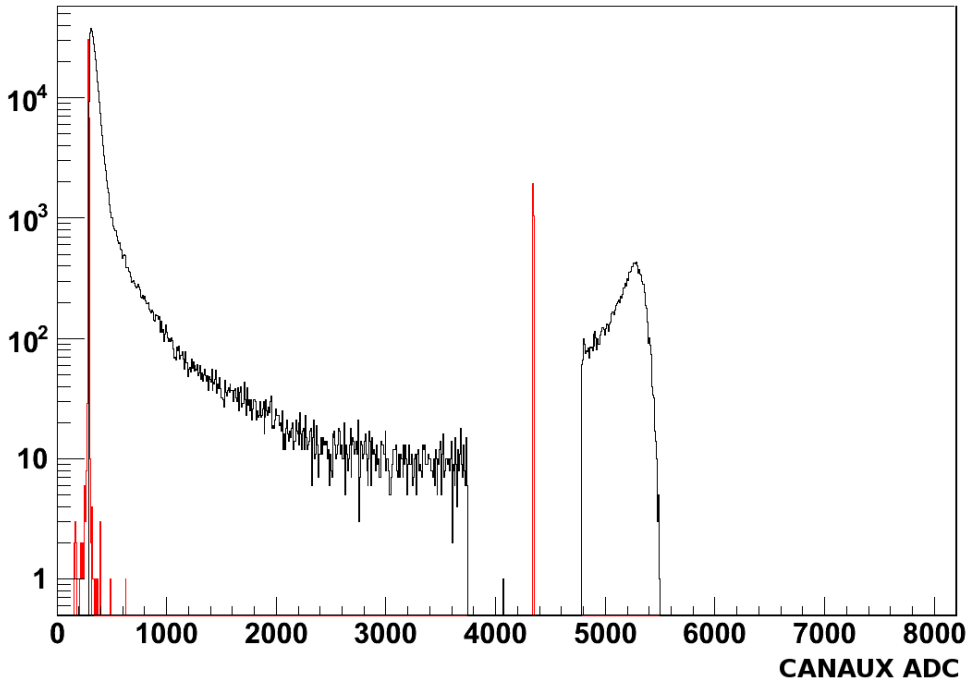


FIGURE 3.21 – Spectre ADC brut d'un scintillateur avant soustraction des piédestaux (en rouge sur la figure). Les 4096 premiers canaux correspondent aux signaux codés en grand gain (petits signaux ×8), et en petit gain (grands signaux) au-delà.

La procédure pour rassembler les spectres est la suivante :
– les piédestaux sont calculés et retranchés séparément pour les deux spectres,
– on applique la formule suivante aux grands signaux ADC_{pg} (petit gain) :

$$ADC_{pg} \;=\; (ADC_{pg} - 4096) \;\times 8$$

La figure 3.22 montre le spectre obtenu une fois la soustraction des piédestaux et la réunion des deux gains effectuée. Dans certains cas, il est possible de distinguer le point où la jonction s'est faite lors de la procédure [15]. Tel est le cas sur la figure 3.22 au niveau du canal 3500 [16]. Nous n'avons observé aucune conséquence sur l'identification des charges et leur taux de comptage, notamment parce que les charges identifiables dans le mur correspondent principalement aux seuls signaux codés en grand gain.

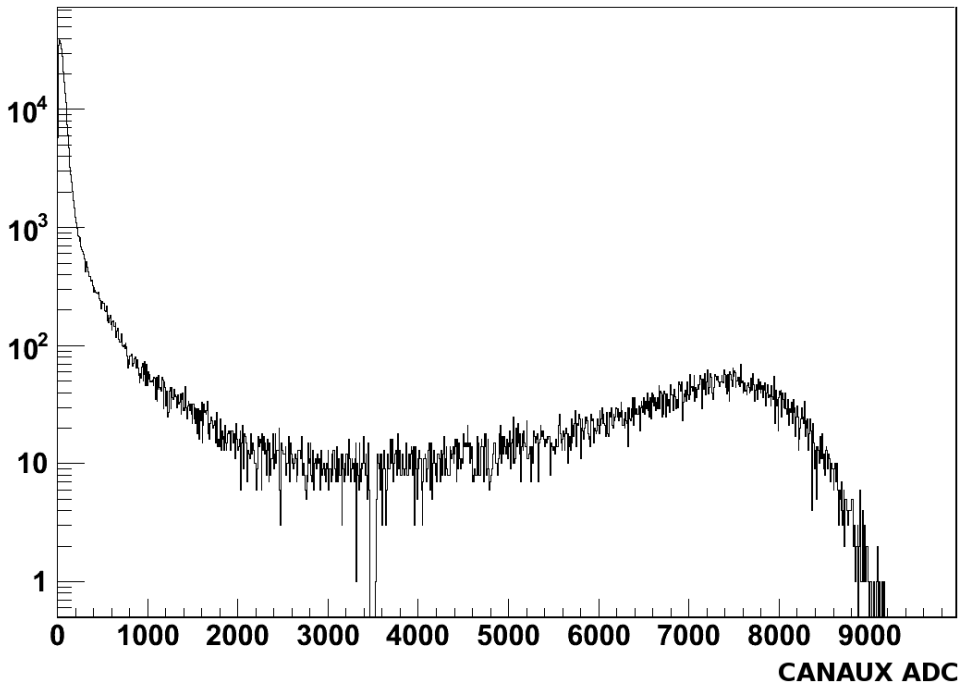


Figure 3.22 – Le spectre ADC d'un PM du ToF visible sur la figure 3.21 après soustraction des piédestaux et réunion des deux gains. La jonction est visible au niveau du canal 3500.

3.3.2 Données du « sweep » (balayage)

La prise de données du « sweep » a été réalisée pour l'étalonnage des scintillateurs du mur de temps de vol. Cette mesure consiste à balayer l'intégralité du mur avec le faisceau à plus basse énergie (250 MeV par nucléon) en variant et en inversant le champ magnétique de l'aimant ALADiN. Pour effectuer la correction de « walk » (voir paragraphe 3.3.4), une barre en

15. Cet *artefact* est lié à la fluctuation des piédestaux.
16. Pour la plupart des PM, cette valeur correspond à des charges au-delà de $Z = 12$.

aluminium est placée à la hauteur du faisceau et au contact des scintillateurs. La présence de cette barre permet de produire des noyaux sur un grand intervalle de charges, et le fait qu'elle soit au contact des scintillateurs assure une dispersion en temps de vol négligeable. Ainsi, toute une dynamique en signaux est obtenue avec le même temps de référence.

3.3.3 Correction de la topologie du ToF

Il n'est pas improbable d'observer des inversions de voies électroniques lorsque l'on branche des centaines de câbles de signaux ! *Errare humanum est,* mais ces erreurs peuvent être corrigées. En effet, avec les données sweep, il est possible de savoir à quel moment (*i.e* quel événement) le faisceau est passé sur chaque scintillateur et donc de vérifier la géométrie. Pour ce faire, on regarde le taux de comptage ADC et TDC de chaque PM intégré tous les 1000 événements (un lot) et on suit son évolution en fonction du numéro du lot (Fig. 3.23). Les spectres font apparaître des distributions piquées présentant deux maxima correspondant au passage du faisceau sur le PM considéré dans un sens puis dans l'autre. En mettant ensuite les PM côte à côte dans un histogramme avec leur maximum respectif $\bar{x}$ (celui correspondant au deuxième pic par exemple), les inversions de voies s'observent facilement. En effet, suivant la direction du balayage, la pente de la courbe est soit descendante soit montante et tout changement de pente est synonyme d'inversion (Fig. 3.24).

L'état de fonctionnement du ToF au cours de notre expérience est visible sur la figure 3.25. Les scintillateurs dont les deux ADC fonctionnent sont représentés en vert, ceux pour qui seul un scintillateur fonctionne, en bleu. Les scintillateurs en noir étaient branchés mais n'ont pas été utilisés dans l'analyse à cause d'un gain trop faible ou de l'impossibilité d'identifier les charges. La non-utilisation de ces derniers affecte peu la couverture angulaire. Les fragments de charge unité, dont l'extension vers les côtés du ToF est la plus importante, ne sont de toute façon pas détectés. De plus, ces scintillateurs non-utilisés ne correspondent qu'à environ 10 % de la couverture angulaire des héliums et à 0 % pour les charges plus élevées.

3.3.4 Étalonnage des signaux TDC

L'étalonnage des signaux TDC (pour le temps de vol) consiste à corriger leur dépendance vis-à-vis de la charge de l'ion donc de l'amplitude du signal physique sortant du PM (appelée *correction de walk*). C'est ici que sont utilisées les données du « sweep » (paragraphe 3.3.2) prises avec la barre en aluminium et qui permettent d'obtenir toute une dynamique en signaux avec le même temps de référence.

La valeur moyenne du spectre TDC est tracée en fonction de la racine carrée de l'ADC correspondant (Fig. 3.26) pour chaque PM. La courbe obtenue est ajustée pour chaque PM par un polynôme de degré sept dont les paramètres sont ensuite utilisés pour corriger le spectre (Fig. 3.27). Des tests ont été effectués avec des ajustements polynomiaux d'ordre trois, d'ordre cinq ou en ajustant séparément deux régimes de part et d'autre d'une valeur seuil (30 % de l'ADC_{max}), mais ceux-ci se sont avérés soit insuffisants soit inadaptés à l'ensemble des PM. Le degré sept est le degré minimal donnant un ajustement satisfaisant

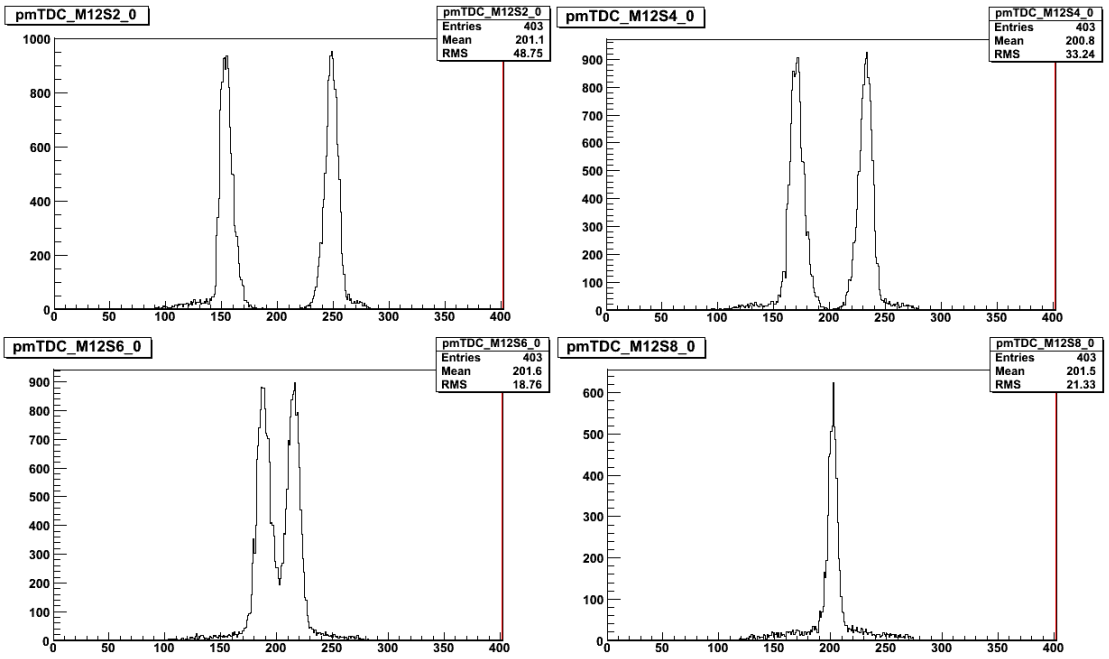


Figure 3.23 – Données de la mesure « sweep ». En abscisse : numéro de lot d'événements. De gauche à droite et de haut en bas : scintillateur $M12S2$ - $M12S4$ - $M12S6$ - $M12S8$. Le(s) pic(s) correspond(ent) au passage du faisceau sur le scintillateur. Deux pics, un à l'« aller » (augmentation du champ magnétique dans l'aimant), l'autre au « retour » (diminution du champ). Le scintillateur $M12S8$ (le plus éloigné du 0 degré *i.e.* de la mesure à champ nul) correspond à la position pour laquelle le champ a atteint son maximum (d'où un unique pic).

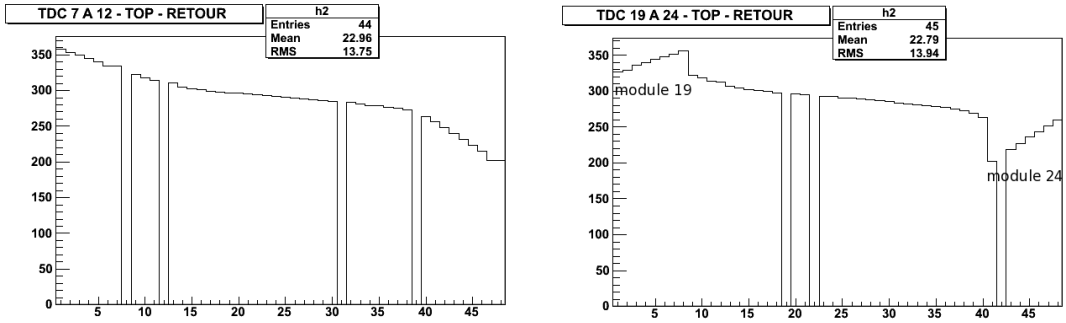


Figure 3.24 – Données de la mesure « sweep ». Abscisse : numéro de scintillateur S - Ordonnée : numéro de lot $\bar{x}$ correspondant au passage du faisceau sur le scintillateur S. À gauche : modules 7 à 12 $\Rightarrow$ pas d'inversion des voies TDC. À droite : modules 19 à 24 $\Rightarrow$ inversion des huit voies TDC à l'intérieur des modules 19 et 24.

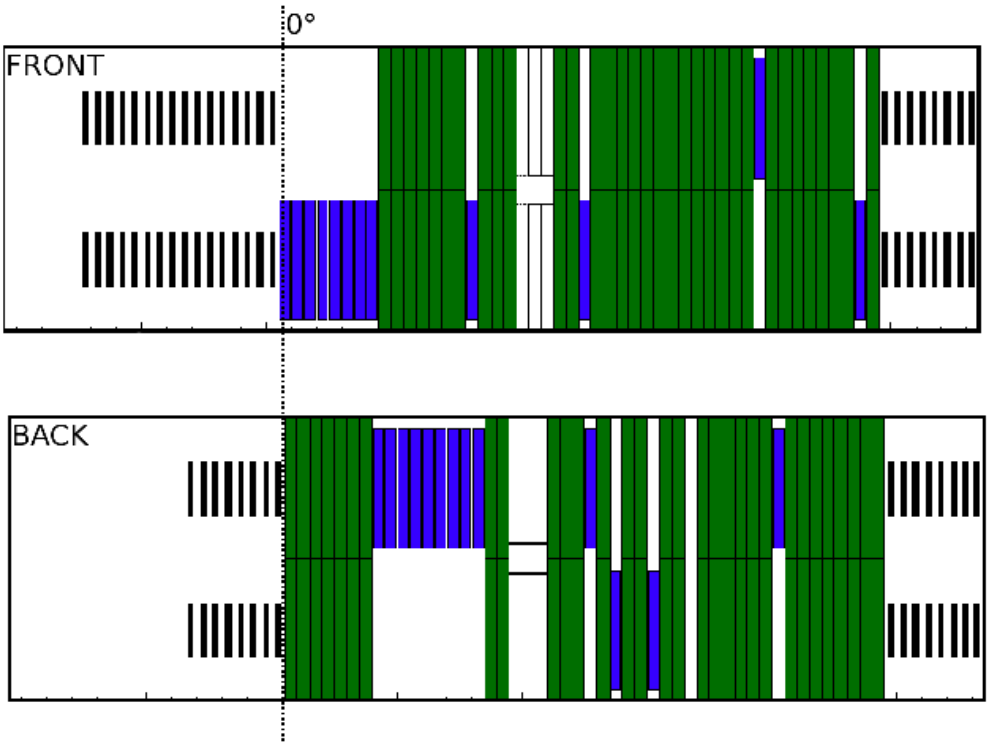


FIGURE 3.25 – État de fonctionnement du mur de temps de vol.

pour tous les PM.

Les modules TDC sont configurés en *common stop*. Pour obtenir des temps en nanosecondes, il convient donc de réaliser la petite opération suivante :

$$TDC_{corr} \;=\; (4096 \;-\; TDC) \times \mu$$

où μ est le coefficient d'étalonnage des TDC de 25 $ps/canal$.

Une fois cette correction effectuée, la valeur moyenne du spectre TDC corrigé (Fig. 3.28) est calculée pour les deux TDC d'un même scintillateur et, ce, afin d'obtenir T_{diff}, le paramètre d'ajustement des TDC haut et bas d'un scintillateur :

$$\begin{cases} T_{top} & = & T_{top,corr} & + & T_{diff} \\ T_{bottom} & = & T_{bottom,corr} & - & T_{diff} \end{cases}$$

Les valeurs moyennes des temps de chaque scintillateur sont ensuite synchronisées entre elles à l'aide du paramètre T_{sync} autour d'une valeur référence T_{ref} :

$$T_{sync} \;=\; T_{ref} \;+\; \Delta t(N) - < T >$$

où $\Delta t(N)$ est la différence de temps de vol entre le scintillateur N et un scintillateur de référence $(M6S2)$ tel que $\Delta t(M6S2) = 0$ [17].

17. Distance la plus courte.

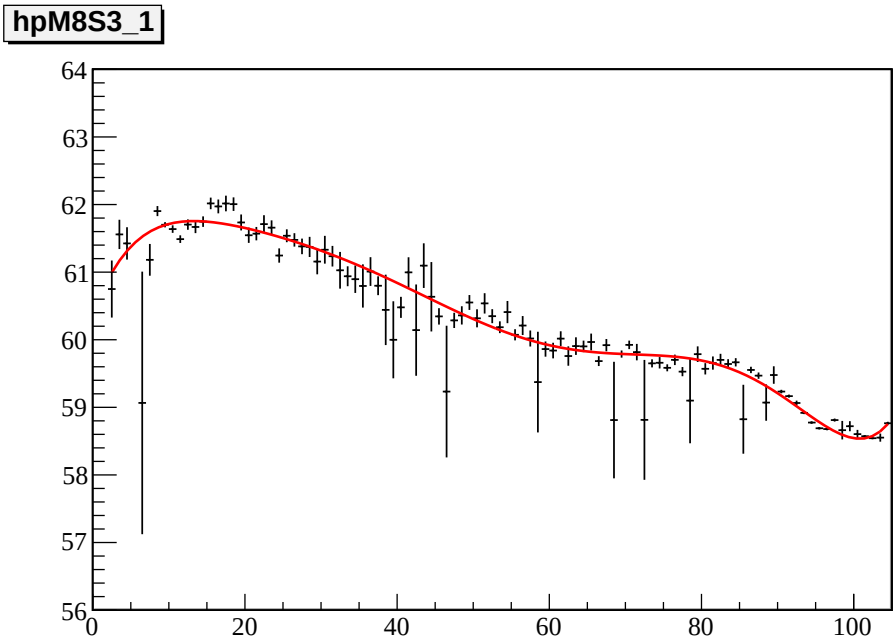


Figure 3.26 – Valeur moyenne du spectre TDC pour une valeur donnée de la racine carré de l'ADC d'un PM du mur (PM bas module 8 scintillateur 3). Ordonnée : Temps (ns) - Abscisse : $\sqrt{ADC}$ (unité arbitraire).

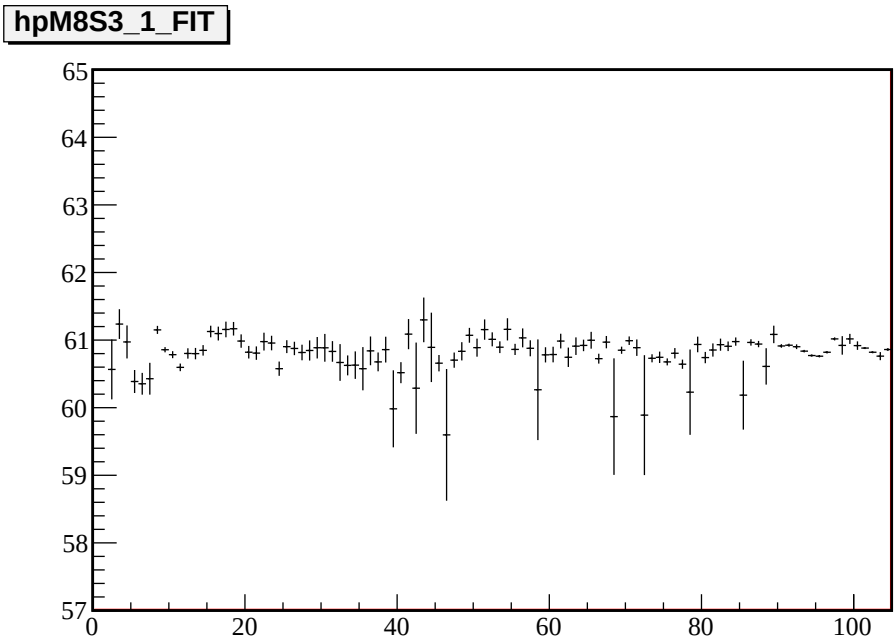


Figure 3.27 – Idem Fig. 3.26 après correction.

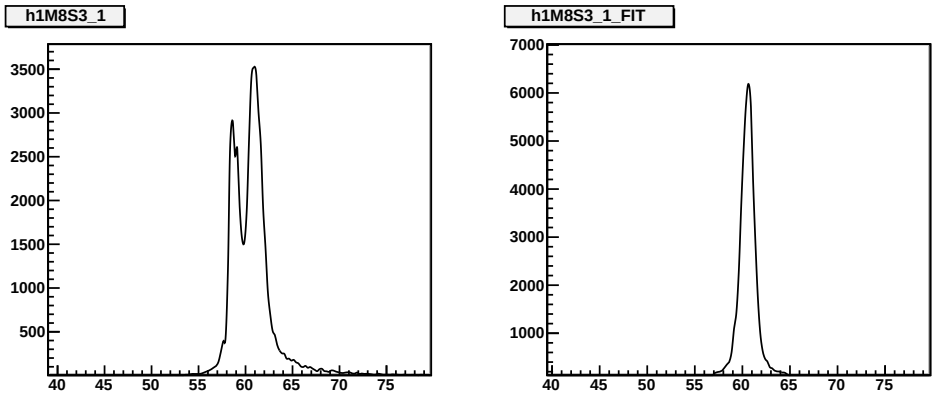


FIGURE 3.28 – Spectre TDC d'un PM du mur (PM bas module 8 scintillateur 3) avant et après correction.

Le résultat de ces différentes corrections est montré sur la figure 3.29. Pour les charges $Z \geq 4$, la résolution moyenne (RMS sur tous les scintillateurs) est de 300 ps en temps de vol et 130 ps (soit 2.5 cm) en position verticale. Pour les $Z = 2$ et $Z = 3$, en raison de la correction de walk dans cette zone de charge, ces résolutions passent respectivement à 550 ps et 260 ps (soit 5 cm) [18].

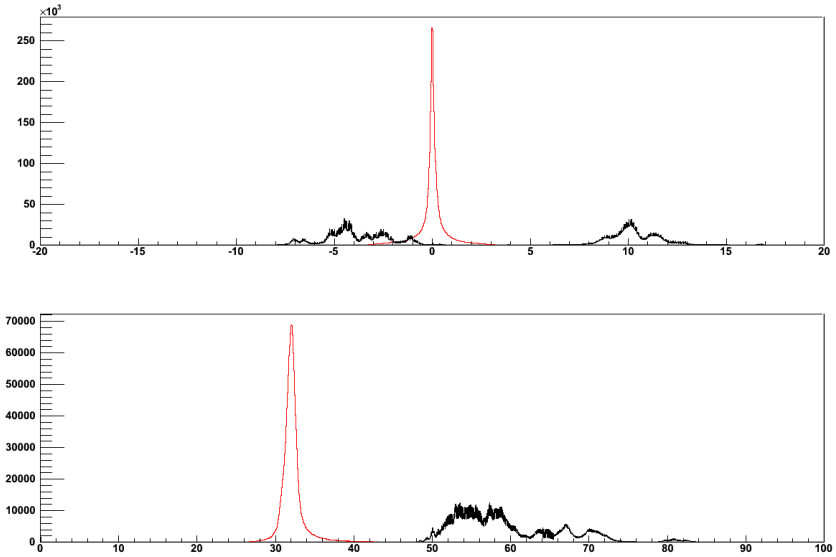


FIGURE 3.29 – Positions verticales (en haut) et temps de vol (en bas) pour l'ensemble des scintillateurs du mur : en noir avant correction, en rouge après.

18. La résolution en position verticale est en fait de l'ordre de la taille de la barre en aluminium tandis que la résolution en temps de vol correspond à l'enveloppe en temps de production des noyaux devant les scintillateurs. Dans le cas des données physiques, la résolution temporelle est un peu dégradée dans la mesure où les particules qui traversent un même scintillateur peuvent avoir suivi différentes trajectoires. Il s'agit donc moins d'une résolution temporelle que d'une largeur physique de détection.

3.3.5 Étalonnage des signaux ADC

Comme nous l'avons vu dans la description du ToF, le produit des ADC est utilisé pour obtenir les spectres en charge. Cependant, cela n'est évidemment possible que lorsque les deux ADC du scintillateur fonctionnent et qu'ils ont été étalonnés de manière cohérente. Pour les scintillateurs n'ayant qu'un ADC opérationnel et deux TDC, il est possible de corriger les valeurs des ADC de l'effet de l'atténuation de la lumière le long de son parcours jusqu'au PM. La longueur d'atténuation λ est estimée à partir de la pente visible dans le spectre bi-dimensionnel *log(ADC) vs. position* du scintillateur concerné (Fig. 3.30).

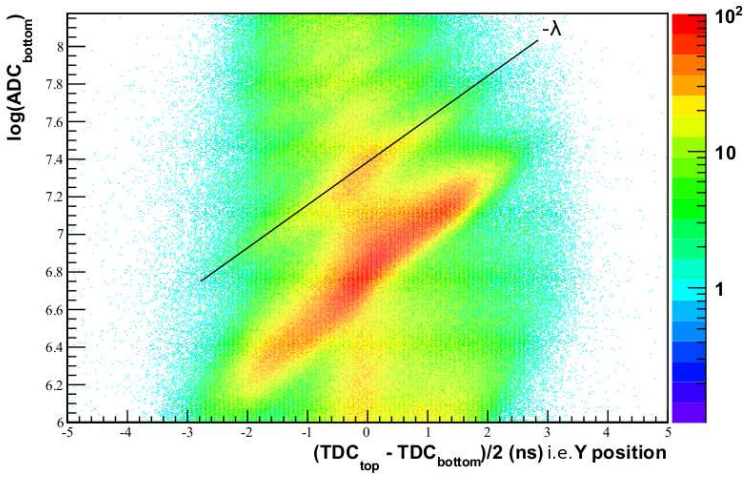


Figure 3.30 – $\log(ADC_{bottom})$ vs. différence de temps haut-bas (*i.e.* position verticale) pour un scintillateur du ToF (module 19 scintillateur 1). On observe bien l'effet dû à l'atténuation de la lumière dans le plastique suivant la position.

Pour rappel, la quantité de lumière enregistrée par un PM vaut :

$$L_{PM}(x) \;=\; L_0 \;\times\; \exp(-\lambda x)$$

La pente visible dans la figure 3.30 vaut donc

$$\frac{\log(L_{PM}(x_2)) - \log(L_{PM}(x_1))}{x2 - x1} \;=\; -\lambda$$

Il suffit alors de multiplier chaque valeur de l'ADC par le facteur $\exp(\lambda x)$ pour éliminer la dépendance en x. Le résultat d'une telle correction est visible sur la figure 3.31. Cette correction permet une bonne identification des charges de $Z = 2$ à $Z = 7$ environ. Une valeur λ d'environ 0.20 ns^{-1} a été trouvée pour les quelques scintillateurs sur lesquels ce travail a été effectué, soit une longueur d'atténuation de l'ordre de 100 cm [19].

19. Notre mesure est plus faible que la valeur donnée par Saint-Gobain Crystals [75], plutôt de l'ordre de 200 cm, mais cette différence peut en partie s'expliquer par le vieillissement des scintillateurs.

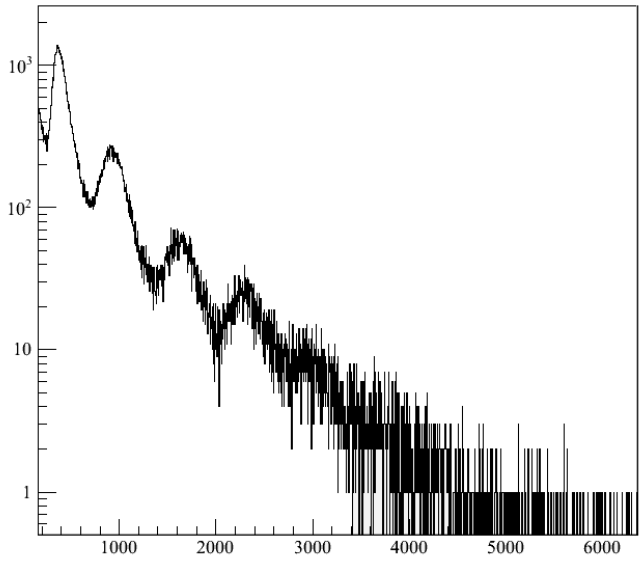


FIGURE 3.31 – Spectre en charge obtenu après corrections des valeurs ADC du module 19 scintillateur 1 de la figure 3.30.

Enfin, pour les scintillateurs n'ayant qu'un ADC et un ou zéro TDC opérationnel, il est tout de même possible de récupérer des informations en mélangeant les signaux d'ADC valide (top ou bottom) avec ceux de l'ADC complémentaire (bottom ou top) des scintillateurs lui faisant directement face dans l'autre plan (*p.ex.* ADC bottom $M18S7$ (module 18 scintillateur 7) avec ADC top $M6S7$ ou $M6S8$).

Les scintillateurs du ToF ne sont pas capables d'identifier une charge aussi grande que celle du faisceau. Il faut donc trouver un autre moyen d'attribuer la bonne charge au bon pic :
- en utilisant le rapport entre les positions des premiers pics :
  $pic_2/pic_1 \approx 4$ et $pic_3/pic_2 \approx 2.25$ si le premier pic correspond à $Z = 1$
  $pic_2/pic_1 \approx 2.25$ et $pic_3/pic_2 \approx 1.8$ si le premier pic correspond à $Z = 2$
- en comparant les taux de production des deux premiers pics d'un scintillateur à son voisin (qui diffèrent d'un ordre de grandeur) et en s'assurant de ne pas avoir une hausse / chute brutale de ces taux qui serait synonyme de mauvaise identification.

Le rapport pic_2/pic_1 est notamment bien plus proche de 2 que de 4 pour l'ensemble de nos scintillateurs, la différence avec les valeurs données ci-dessus s'expliquant par une différence entre les gains des PM haut et bas dont on mélange les signaux pour en faire une moyenne géométrique. Ceci nous a permis d'attribuer la charge 2 au premier pic et, par conséquent, de confirmer la non-détectabilité des charges unitaires [20].

Enfin, la relation δE vs. Z^2, idéalement linéaire (valable pour les premières charges), a été ajustée scintillateur par scintillateur à l'aide d'un polynôme d'ordre quatre en $\sqrt{ADC_{top}\ ADC_{bottom}}$

20. D'un côté, cela signifie que nous ne maîtrisons pas vraiment les seuils dans la chaîne de codage, mais de l'autre cela rend le ToF insensible aux *δ-rays*. Est-ce un mal pour un bien ?...

(Fig. 3.32) [21], puis utilisée pour obtenir scintillateur par scintillateur les spectres en charges (Fig. 3.33).

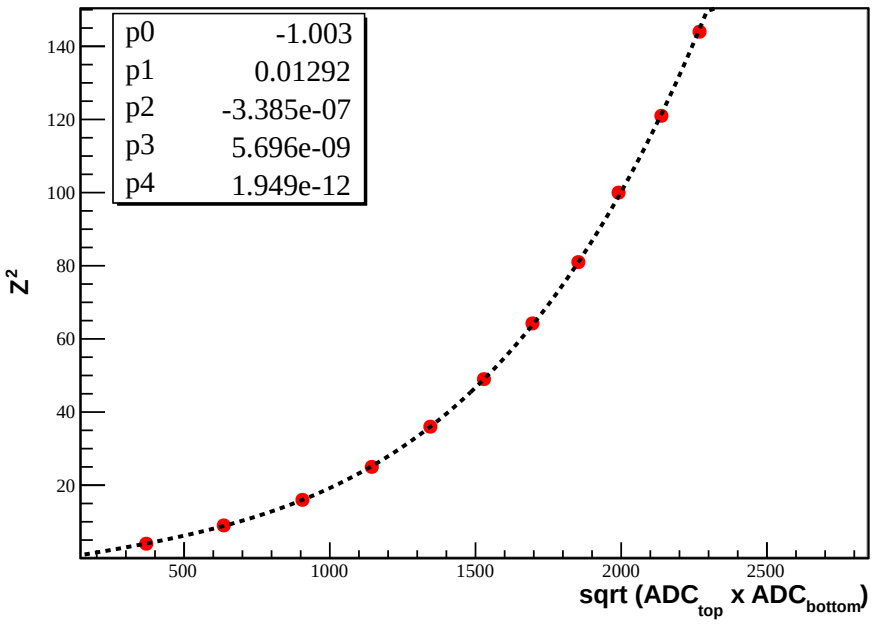


Figure 3.32 – Z^2 en fonction de $\sqrt{ADC_{top}\ ADC_{bottom}}$ pour un scintillateur du ToF. Les points rouges représentent la position des pics dans les données : le meilleur ajustement est obtenu par un polynôme d'ordre 4.

3.3.6 Efficacité de détection

La difficulté de la détermination de l'efficacité de détection est liée essentiellement à la pollution des charges $Z \geq 3$ par $Z = 2$ (queue de Landau du signal $Z = 2$ combinée à un important taux de comptage) et, plus généralement, du pic identifiant la charge Z par la charge $Z - 1$ (pour les charges inférieures ou égales à 6).

Soit S_B un scintillateur du mur arrière et $S_{F,\,1\,2\,3}$ les trois scintillateurs de devant qui lui font face. Un fragment qui donne un signal dans S_B passe nécessairement par l'un des $S_{F,i}$. Pour déterminer l'efficacité du scintillateur S_B par charge, la procédure suivante a été utilisée :

– Soit F_0 le spectre « brut » de S_B, *i.e.* tel que les charges vues dans S_B sont conditionnées par l'absence de signal dans les S_B voisins uniquement,

21. La saturation des gains des PM aboutit à une réponse non-linéaire de ceux-ci en fonction du carré de la charge du fragment détecté.

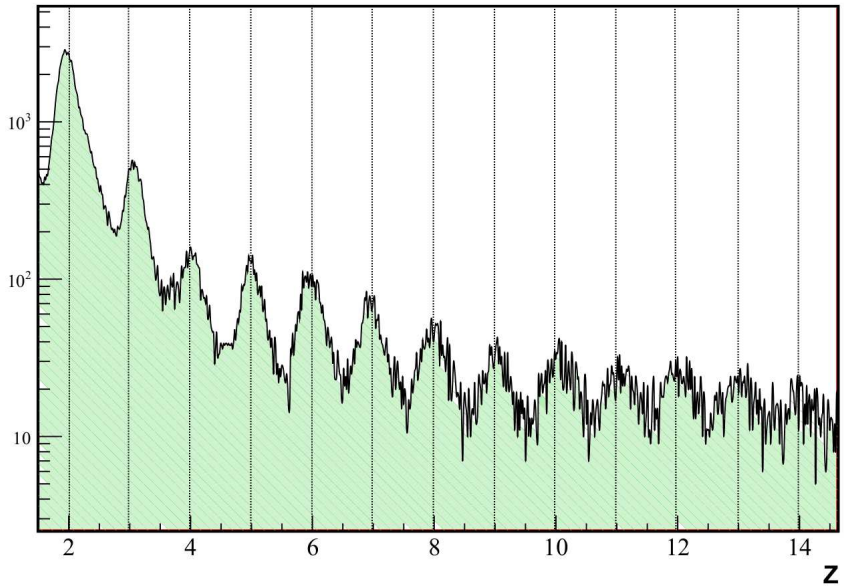
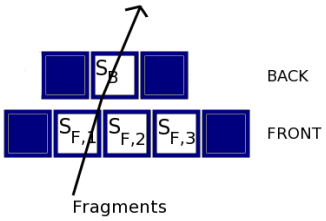
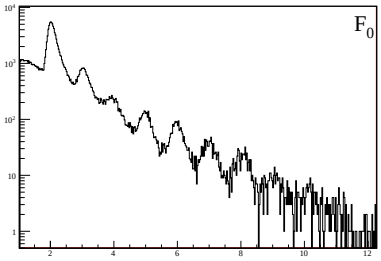


FIGURE 3.33 – Spectre en charges obtenu pour l'un des scintillateurs du ToF après la correction polynomiale d'ordre quatre en $\sqrt{ADC_{top}\ ADC_{bottom}}$.

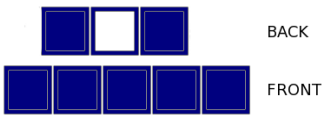


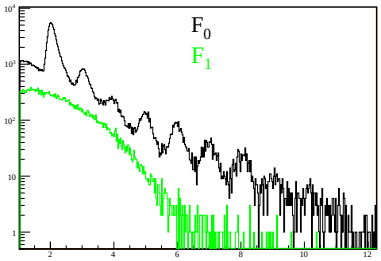
Configuration géométrique identifiant les scintillateurs.



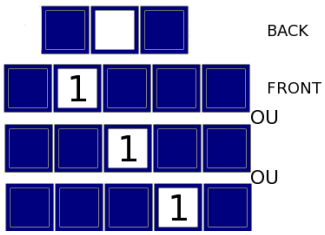
Spectre en charges obtenu sur S_B sans condition sur les $S_{F,i}$.

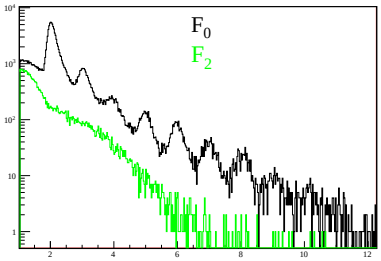
– F_1 le spectre « bruit » de S_B (→ un signal dans S_B et aucun signal dans les autres),



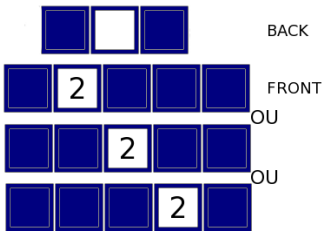


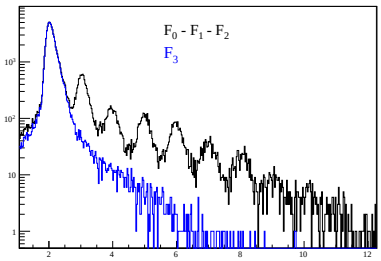
– F_2 le spectre généré sur S_B par le passage d'une charge strictement inférieure à 2 dans un et un seul des S_F (confirmation de la non-détectabilité des charges unités),



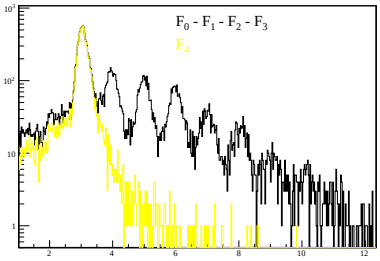


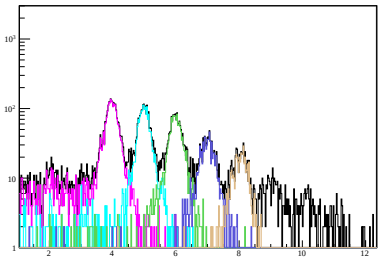
– et F_3 le spectre généré sur S_B par le passage d'une charge 2 dans un et un seul des S_F.





– Alors, l'efficacité de détection des $Z = 2$ est obtenue en comparant l'intégrale sous le pic $Z = 2$ du spectre F_3 à celle de F_0, une fois F_1 et F_2 soustraits.
– Le même travail est effectué pour les charges suivantes sans oublier de soustraire à chaque fois la contribution de la charge précédente.





Cette procédure a été répétée en divers lieux du ToF et a permis de déterminer une efficacité de détection par charge et par scintillateur $\epsilon(Z)$ (Fig. 3.34). Aucune dépendance en charge significative de $\epsilon(Z)$ n'a été observée :

$$\boxed{\epsilon_{det}(Z) \;=\; 96 \;\pm 2\,\%}$$

3.3.7 Identification des charges du ToF

L'identification finale des charges du ToF présentes dans un événement est définie par la coïncidence entre les deux plans du mur de temps de vol. En effet, pour se défaire des problèmes d'efficacité de détection vus au paragraphe précédent, on définit dans l'analyse une charge bien reconstruite dans le ToF si deux scintillateurs en vis-à-vis (un dans chaque plan) génèrent des charges et des temps compatibles.

Techniquement, le programme de reconstruction balaye le mur de gauche à droite et essaye d'associer à chaque coup identifié sur un scintillateur S_B un coup dans l'un des scintillateurs

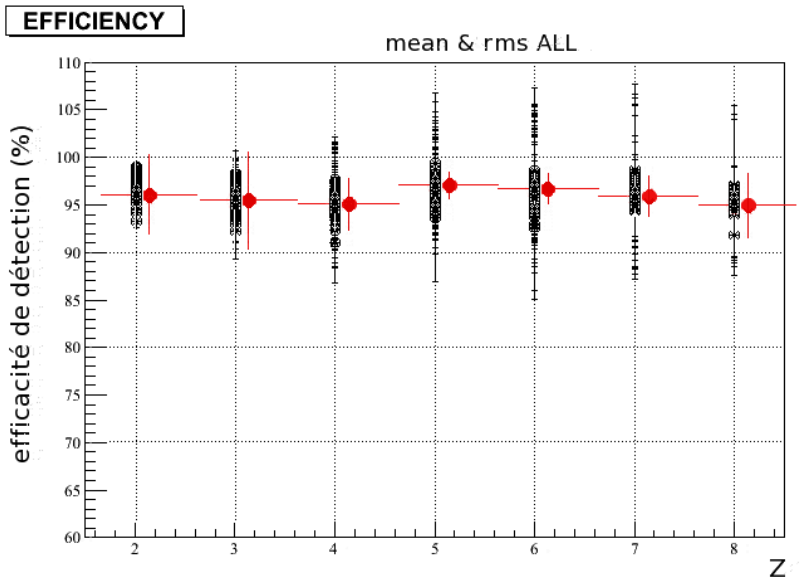


FIGURE 3.34 – Efficacité de détection $\epsilon(Z)$: moyenne et RMS calculés sur 44 scintillateurs.

$S_{F,i}$. Il vérifie tout d'abord le scintillateur directement « en face » $S_{F,2}$ (la trajectoire la plus probable) puis, en cas d'échec, celui à gauche $S_{F,1}$ et, en cas de nouvel échec, celui à droite $S_{F,3}$. Dans cette dernière configuration, le programme vérifie alors s'il existe ou non un coup sur le voisin de droite de S_B. Si tel est le cas, et si ce coup est susceptible d'être associé à $S_{F,3}$, il aura la priorité sur S_B et une seule trace sera reconstruite (S_B est « éliminé »). Sinon, le programme essaiera de reconstruire éventuellement deux traces. Dans la pratique, 96.5 % des coups n'ont pas de voisin, et plus de 80 % des traces sont reconstruites avec le scintillateur directement « en face ». Les 3.5 % des événements restants sont donc tels que deux coups voisins peuvent éventuellement être associés à deux traces distinctes (ce qui est le cas une fois sur deux). Il faut aussi tenir compte de la possibilité d'avoir deux particules dans le même scintillateur (*double comptage*), mais cette possibilité, estimée à l'aide de la simulation à environ 1.8 %, peut être négligée.

La probabilité pour une particule de passer entre deux scintillateurs (P_{btw}) a été estimée autour de 6 ± 1 %[22]. Finalement, la probabilité totale d'être détectée pour une particule franchissant le mur de temps de vol vaut :

$$\epsilon_{det}^2 \times (1 - P_{btw})^2 = 81 \pm 3\ \%$$

3.4 Le détecteur de neutrons LAND

Les données relatives au détecteur LAND ont été extraites à l'aide des programmes mis au point par le groupe LAND au GSI. Nous y avons ajouté un développement de l'analyse utilisée pour S254 [82] ainsi qu'un ensemble de méthodes pour tester la validité de nos

22. Ce qui équivaut à un espacement entre les scintillateurs de l'ordre de 1.5 *mm*.

résultats.

3.4.1 Étalonnage initial et extraction des données brutes

Les signaux bruts sont les valeurs des ADC et des TDC des PM situés aux deux extrémités des scintillateurs. L'étalonnage de ces signaux a pour objectif de les convertir, événement par événement, en un ensemble de *hits*. Chaque *hit* est défini par une position dans l'espace (X,Y,Z), un temps t (temps de vol) et une amplitude du signal de scintillation, improprement appelé dépôt d'énergie E ou énergie visible [23].

3.4.1.1 Principe

Le principe d'étalonnage est le même que pour les scintillateurs du ToF :
- le dépôt d'énergie est obtenu à partir de la moyenne géométrique des deux ADC,
- le temps de vol par la demi-somme des deux TDC,
- le plan Z par le numéro de scintillateur touché (modulo 20),
- les positions X et Y, soit par le numéro de scintillateur touché, soit par la demi-différence des TDC, selon l'orientation des scintillateurs sur le plan.

3.4.1.2 Fichiers de calibrage

Afin d'obtenir les différents paramètres nécessaires à l'étalonnage du détecteur LAND, des événements de rayonnement cosmique ont été enregistrés en début, milieu et en fin d'expérience [24]. Ces données sont utilisées par trois routines d'analyse qui se chargent de calculer les paramètres et de générer trois fichiers de calibrage :
- *clock* pour le calcul des piédestaux,
- *tcal* pour la synchronisation en temps PM par PM, scintillateur par scintillateur, plan par plan,
- *cosmic_1* (qui prend comme paramètres *clock* et *tcal*) pour l'étalonnage complet en temps et en amplitude avec conversion vers des unités physiques (cm, ns et MeV). L'unité d'énergie est arbitraire, mais les informations importantes dans la suite de l'analyse sont les distances et les temps, calculés en connaissant l'unité de codage TDC respectivement en $cm/canal$ et en $ns/canal$.

Ces fichiers sont ensuite utilisés par le programme d'extraction des signaux bruts qui les transforme en données calibrées (Fig. 3.35).

23. Nous avons limité notre analyse aux hits « bien définis », *i.e.* deux ADC et deux TDC. Il arrive, dans certaines expériences utilisant LAND pour la détection d'au plus deux neutrons, qu'on utilise une définition moins restrictive des *hits* pour accroître la statistique.

24. Acquisition de l'ordre du kHz avec le critère de déclenchement LAND seul.

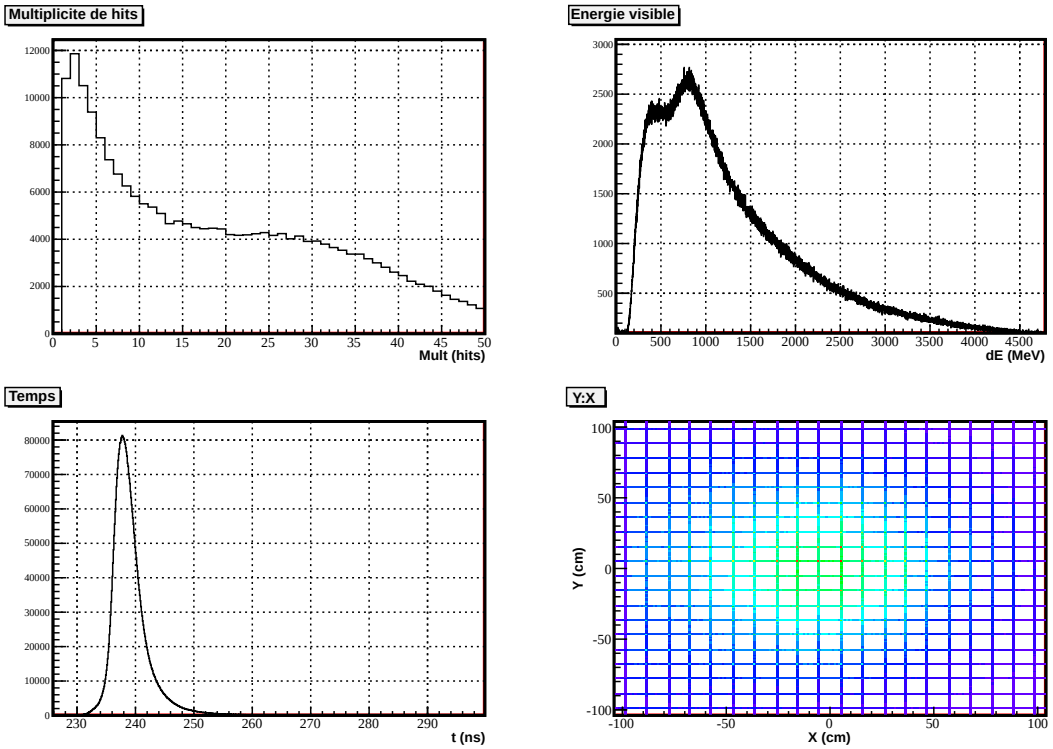


FIGURE 3.35 – Distribution en multiplicité de *hits* (un *hit* correspond à deux ADC et deux TDC dans un scintillateur), en dépôt d'énergie, en temps et en positions transverses après calibrage complet (*run* physique).

3.4.1.3 « Nettoyage » après extraction

Comme présenté plus haut, seuls les *hits* définis par la présence des deux signaux ADC et des deux signaux TDC sont considérés. Il faut sélectionner ces derniers en éliminant tous les *hits* incomplets, assimilés à du bruit de fond et facilement identifiables. En effet, lorsqu'une information est manquante, la valeur *nan* (*not a number*) lui est attribuée. La proportion de ces *hits* incomplets est loin d'être négligeable puisqu'elle est de l'ordre de 50 %.

Parmi les *hits* sélectionnés, certains (moins de 1.5 %) sont reconstruits en dehors des limites physiques du détecteur [25] ou appartiennent à des scintillateurs fonctionnant mal et sont donc également éliminés.

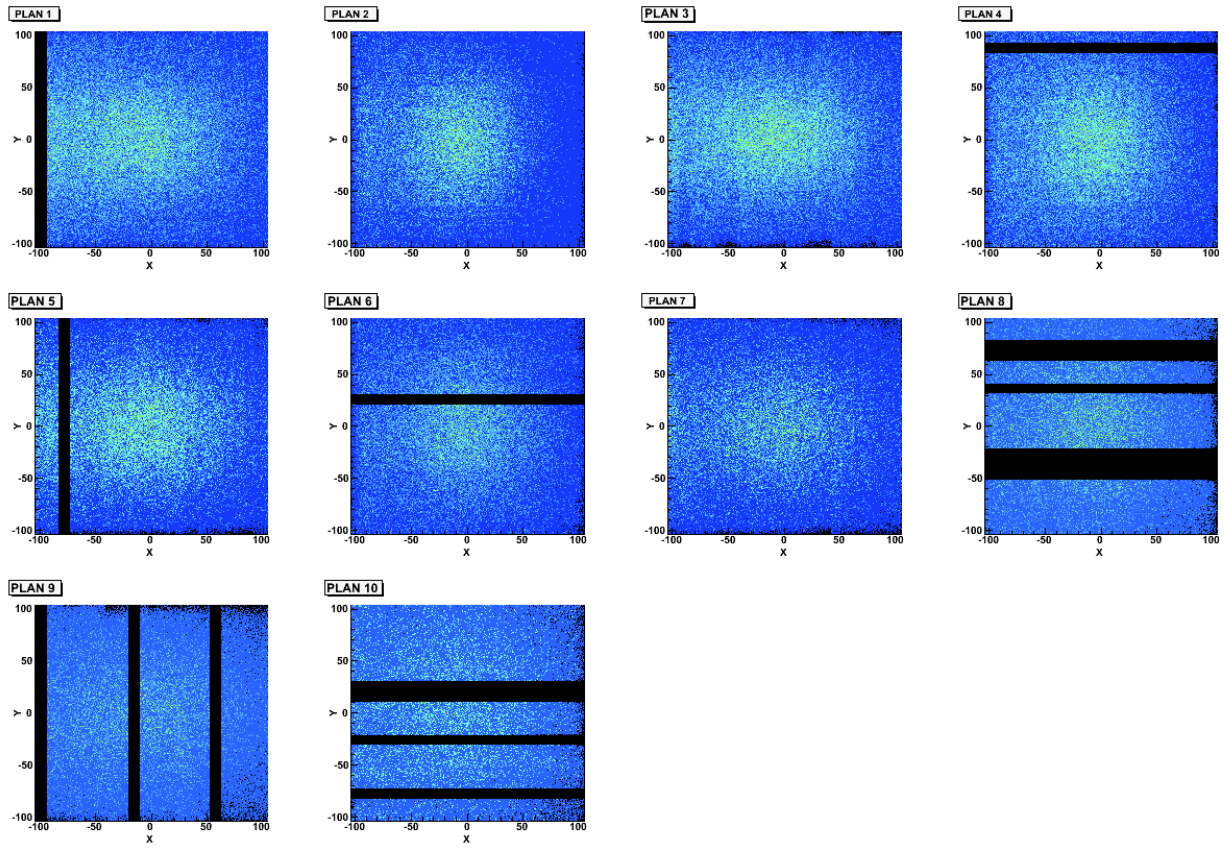


Figure 3.36 – Statut des différents plans de LAND. Les scintillateurs ne fonctionnant pas sont identifiés en noir.

La figure 3.36 permet de situer plan par plan les scintillateurs ne fonctionnant pas ou mal : dix-sept scintillateurs sont absents des données, ce qui représente 8.5 % du nombre de voies du détecteur.

25. Par exemple, si deux particules traversent le même scintillateur, la différence de temps utilisée pour la détermination de la position est faussée et peut conduire à une valeur non physique.

3.4.2 Programme d'analyse : reconstruction des neutrons

L'analyse des données de LAND a deux objectifs :
- reconstruire la multiplicité de neutrons qui ont déclenché LAND, événement par événement,
- déterminer l'efficacité de LAND au neutron unique.

Cette efficacité sera utilisée pour convoluer les modèles de spallation et produire ce que nous appellerons des observables théoriques qui pourront être comparées aux données.

3.4.2.1 Programme originel

Nous sommes partis de l'analyse développée pour l'expérience S254 [26] [82, 83] par nos collègues polonais de l'Institut de Physique Nucléaire et de l'Université de Cracovie. Celle-ci était principalement optimisée pour soustraire la contribution des particules chargées dans les signaux de LAND, qui représentait quelques pour cent des événements de S254. Cette analyse avait pour objectif de reconstruire un nombre de traces neutrons avec trois méthodes différentes, qui donnaient trois estimations de la quantité de traces liées aux particules chargées, et donc trois estimations différentes de la multiplicité de neutrons. Dans S254 et S248 ($^{56}Fe + p$ à 1 GeV par nucléon [19]) en cave B de GSI, LAND se trouvait environ deux mètres derrière le mur de temps de vol. L'enveloppe du faisceau non diffusé et des résidus du projectile était proche de LAND et, donc, certaines particules chargées pouvaient l'atteindre. Dans S254, LAND ne faisant pas partie du critère de déclenchement, leur contribution n'était pas éliminée. Dans S248 [66], le non fonctionnement de certains des scintillateurs du VETO a amené à conserver l'analyse telle quelle afin de pouvoir séparer les traces provenant des particules chargées.

3.4.2.2 Modifications

Dans notre expérience S304 en cave C, LAND se trouve à une dizaine de mètres derrière l'aimant, et fait partie du critère de déclenchement de l'acquisition (un signal dans LAND et pas de signal dans son plan VETO). Nous avons donc modifié le programme en conséquence :
- la recherche de particules chargées a été supprimée ;
- les trois méthodes de reconstruction de la multiplicité de neutrons ont été conservées, en utilisant trois séries de coupures pour définir des traces neutrons (voir table 3.3) :
  - des coupures relativement larges qui, dans le principe, doivent produire des multiplicités plus faibles ($NNumMin$),
  - des coupures intermédiaires pour un nombre moyen de traces ($NNumAve$),
  - des coupures plus étroites pour obtenir de plus grandes multiplicités ($NNumMax$) ;

26. Étude de la multifragmentation en fonction de l'isospin dans la région de masse A autour de 110.

méthode « Min » $\Rightarrow$ $NNumMin$

ΔX (cm)	$\pm$ 40	$\pm$ 30	$\pm$ 40	$\pm$ 30
ΔY (cm)	$\pm$ 30	$\pm$ 40	$\pm$ 30	$\pm$ 40
Δt (ns)	$\pm$ 5	$\pm$ 5	$\pm$ 10	$\pm$ 10

méthode « Ave » $\Rightarrow$ $NNumAve$

ΔX (cm)	$\pm$ 30	$\pm$ 20	$\pm$ 30	$\pm$ 20
ΔY (cm)	$\pm$ 20	$\pm$ 30	$\pm$ 20	$\pm$ 30
Δt (ns)	$\pm$ 3	$\pm$ 3	$\pm$ 5	$\pm$ 5

méthode « Max » $\Rightarrow$ $NNumMax$

ΔX (cm)	$\pm$ 20	$\pm$ 20	$\pm$ 30	$\pm$ 20
ΔY (cm)	$\pm$ 20	$\pm$ 20	$\pm$ 20	$\pm$ 30
Δt (ns)	$\pm$ 2	$\pm$ 2	$\pm$ 5	$\pm$ 5

Table 3.3 – Séries de coupures géométriques et temporelles pour les trois méthodes de reconstruction.

– un test additionnel de formation de clusters à partir des *hits* (géométriquement et temporellement voisins) a été ajouté afin de vérifier la performance de l'analyse, en particulier pour les événements à petit nombre de *hits*.

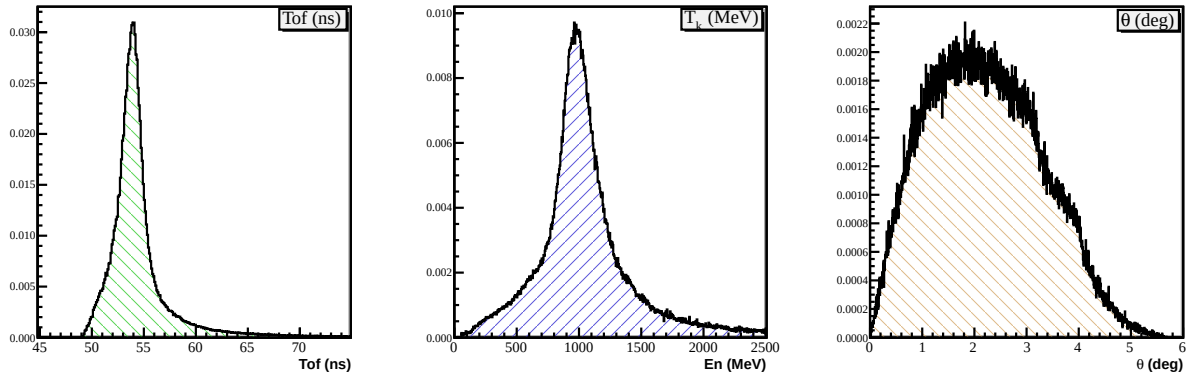


Figure 3.37 – Distributions en temps de vol, en énergie cinétique, et angulaire, des neutrons dans LAND, obtenues à partir du *hit* principal (référentiel laboratoire).

3.4.2.3 Détails de l'analyse

Les *hits* sont analysés de la manière suivante :

1. Ils sont rangés en temps absolu, le premier étant celui qui possède le temps de vol le plus petit.
2. Ils sont réunis (*i.e.* considérés corrélés) en traces si leurs différences en temps et position se situent à l'intérieur des coupures. Ces corrélations sont appréciées d'un *hit* au suivant

dans la liste en temps (procédure récursive) : un *hit* ne peut être corrélé qu'avec le *hit* corrélé qui le précède.

3. Les *hits* restants sont vérifiés pour une « corrélation longue portée ».

4. Les derniers *hits* restants sont considérés comme des traces à un seul *hit*.

5. Les traces sont testées entre elles à la recherche d'éventuelles corrélations, au cas où elles pointeraient vers le même *hit* initial et donc ne formeraient qu'une seule et même trace.

(Les étapes 2 à 6 sont répétées pour chaque série de coupures.)

Pour chaque trace reconstruite, le *hit* principal (*i.e.* le premier en temps) définit la trajectoire du neutron et son temps de vol (Fig. 3.37).

Il est apparu nécessaire d'éliminer en amont les *hits* provenant du plan arrière et du côté droit de LAND ($X < 0$), après avoir comparé les distributions en X et Z d'événements à un seul *hit* neutron aux autres événements (Fig. 3.38). On observe sur cette figure, pour des événements à un seul *hit* (en rouge), un maximum local des spectres à $X \approx -100$ *cm* et $Z \approx 1570$ *cm*, ce qui correspond à la partie droite de LAND en regardant depuis la cible et à l'arrière de ce détecteur respectivement. En effet, le faisceau passe à droite de LAND avant d'être arrêté dans un bloc de plomb situé derrière ce détecteur. Bien que (partiellement) protégé par des blocs de béton, des particules de faible énergie qui proviennent du *beam stop* (plan arrière) ou d'interactions secondaires du faisceau dans l'air et le dispositif expérimental (côté droit) peuvent déclencher LAND avec des statistiques de *hits* faibles.

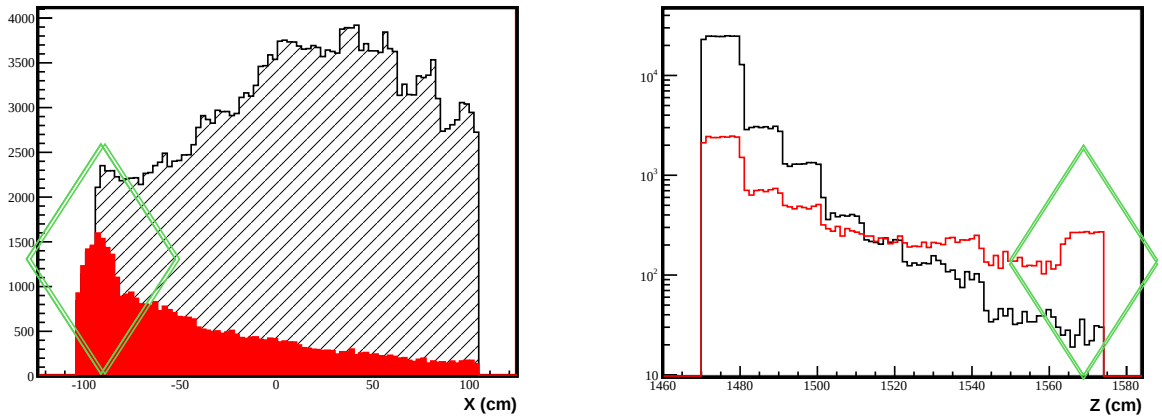


FIGURE 3.38 – Distributions en X et Z des événements à un seul *hit* neutron (en rouge) comparées à celles des *hits* principaux pour les autres événements (en noir). Les losanges correspondent aux deux « zones d'exclusion » (côté droit et plan arrière) décrites dans le texte.

3.4.3 Étalonnage de l'analyse

3.4.3.1 Objectif et principe

On cherche à déterminer une observable la plus proche possible de la multiplicité des neutrons qui ont déclenché LAND. Le principe est de comparer une multiplicité initiale connue à une multiplicité reconstruite, et d'ajuster les paramètres de l'analyse [27] tels que cette corrélation soit la meilleure. Pour cela, des événements à un seul neutron (« *single-neutron* ») sont mélangés afin de créer de nouveaux événements artificiels mais réalistes ayant une multiplicité connue, et suivant les distributions en (X,Y) et en temps de vol de S304 (*i.e.* les distributions en X, Y, t des *hits*). Ces pseudo-événements sont alors analysés avec le code d'analyse des données physiques, et les multiplicités reconstruites sont comparées aux multiplicités initiales connues.

Dans le souci de s'assurer de la robustesse de l'étalonnage, nous avons décidé de procéder en deux étapes :

1. utiliser un premier jeu de neutrons individuels, les mélanger (*set 1*) et les analyser,
2. extraire du *set 1* des neutrons individuels apparents (en se basant sur des considérations telles que le nombre de *hits*, l'ADC total, le nombre de traces reconstruites), les mélanger (*set 2*) et les analyser,

⇒ comparer les résultats provenant du *set 1* et du *set 2*.

3.4.3.2 La routine de mélange des neutrons / *hits*

Neutrons Un neutron avant mélange est défini par un ensemble de *hits* dans LAND. Ces ensembles de *hits* proviennent de données expérimentales. Chaque neutron est centré en (X,Y,t) à partir de la distribution spatiale et du temps de vol des neutrons de notre expérience. La distribution de multiplicité de neutrons peut être choisie constante, centrée sur une certaine valeur, ou obtenue à partir de la simulation Geant4 (Fig. 3.39).

Hits Les *hits* correspondant à une trace sont centrés en (X,Y,t) en conséquence. Si deux *hits* de deux traces différentes se retrouvent dans le même scintillateur, on peut soit « mélanger » les ADC et les TDC, soit conserver uniquement le premier *hit* en temps. Nous avons fait ce second choix, comme le fait le groupe LAND, choix qui n'influe pas sur les résultats. Le masque des scintillateurs fonctionnant dans S304 est alors appliqué. Les *hits* qui se retrouveraient après la translation de la trace à sa nouvelle position (X,Y), soit dans un mauvais scintillateur, soit en dehors des limites géométriques de LAND sont effacés.

27. Par « paramètres », on entend surtout des coupures géométriques et temporelles.

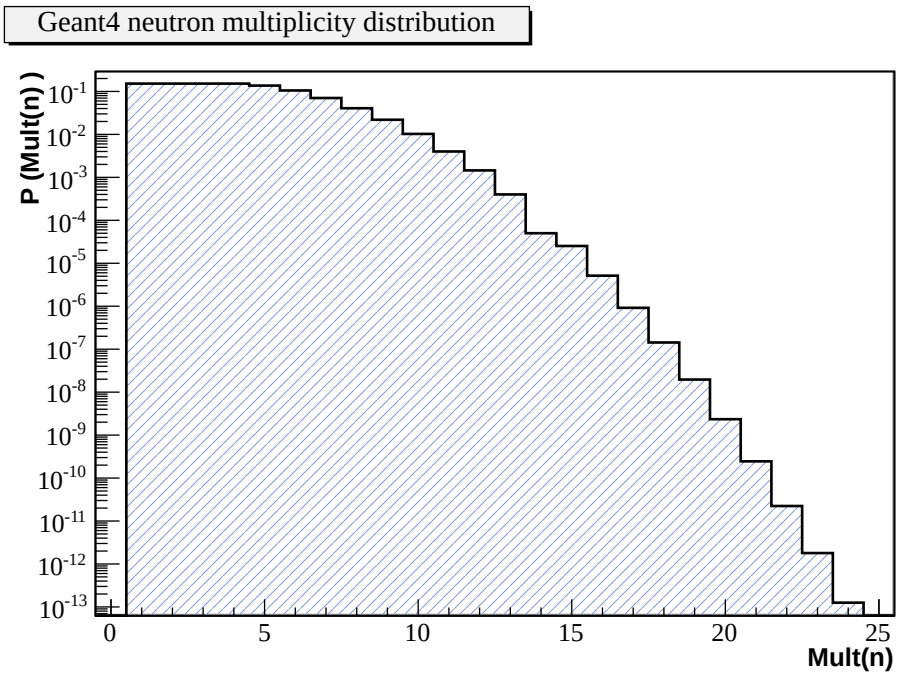


FIGURE 3.39 – Probabilités des multiplicités de neutrons incidents sur LAND calculées par la simulation GEANT4 du dispositif, sans prise en compte de l'inefficacité de détection.

3.4.3.3 Les différents jeux de neutrons individuels

Pour réaliser l'étalonnage des données de LAND, nous avons utilisé deux types d'événements dont les avantages et inconvénients sont donnés dans la table 3.4 :

- les événements S107 obtenus par cassure de deuton lors de l'étalonnage de LAND en cave B en 1992,
- les événements S304 extraits de nos propres données physiques à l'aide de coupures sur les variables de LAND.

La figure 3.40 donne les probabilités du nombre de neutrons incidents (*i.e.* avant la prise en compte de l'inefficacité de détection) pour différentes valeurs du nombre de neutrons « reconstruits » dans LAND, obtenues à partir d'événements S107 mélangés (S107 *set 1*) et de différentes distributions initiales de multiplicité de neutrons. L'information principale que l'on peut souligner est que ces probabilités dépendent peu du choix de la distribution initiale de multiplicité, si ce n'est éventuellement à grande multiplicité. Le maximum de probabilité se situe en particulier à la même valeur de multiplicité initiale et ce, même pour des multiplicités reconstruites élevées. Il faut également noter qu'en moyenne, notre analyse reconstruit plus de neutrons qu'il n'y en avait initialement [28]. Nous rappelons ici que nous sommes limités par l'effet de combinatoire dû à l'inefficacité de LAND, comme nous l'avons vu au paragraphe 2.3.3, et que par conséquent nous obtenons par événement non pas la multiplicité réelle, mais une multiplicité moyenne ou la plus probable de neutrons

28. Par exemple, d'après la figure 3.40, la valeur la plus probable de multiplicité initiale pour 12 neutrons reconstruits est 7.

	Avantages	Inconvénients
S107	– distribution non biaisée de neutrons uniques *i.e.* vrais neutrons uniques	– faible statistique à faible énergie – spectre d'énergie discret – paramètres de l'électronique de LAND, topologie des scintillateurs en fonctionnement différents de S304
S304	– pas de problème de statistique – mêmes réglages (seuils, gains), même électronique, même acquisition	– neutrons uniques biaisés *i.e.* pseudo neutrons uniques

Table 3.4 – Avantages et inconvénients liés au choix du jeu de neutrons uniques.

qui ont laissé une trace dans LAND.

Nous avons utilisé les événements S107 pour définir les coupures et observables qui permettent de sélectionner *a priori* les événements à un seul neutron parmi les événements à multiples neutrons. La figure 3.41 montre dans le cas d'événements mélangés S107 *set 1* l'énergie visible dans LAND [29] pour une multiplicité $Mult(n) \leq 2$ en noir et $Mult(n) = 1$ en rouge. La figure 3.42 montre cette même observable conditionnée par deux jeux de coupures différents (en noir et vert) supposés isoler des neutrons uniques (*i.e.* $Mult(n) = 1$) et comparée à la distribution des vrais neutrons uniques (en rouge). Le jeu de coupures en vert sur la figure 3.42 est relativement performant, la distribution des événements qui en découle étant quasi-identique à celle des vrais neutrons uniques. Nous avons évidemment testé ce jeu de coupures sur d'autres observables telles que la multiplicité de *hits* ou les différentes multiplicités de traces reconstruites $NNum$. La figure 3.43 représente la distribution de $NNumMax$ pour les sélections utilisées dans la figure 3.42, et avec le même code couleur. À nouveau, la distribution obtenue avec le jeu de coupures (en vert) est très proche de celle des vrais neutrons uniques (en rouge). Finalement, nous avons utilisé ce dernier jeu de coupures pour extraire les neutrons individuels de nos données :

$$\begin{array}{ccccc} 0 & < & \Sigma\, ADC & < & 8000 \\ 0 & < & N(hits) & < & 6 \\ 0 & < & NNumMin & < & 4 \\ 0 & \leq & NNumMax - NNumMin & \leq & 1 \end{array}$$

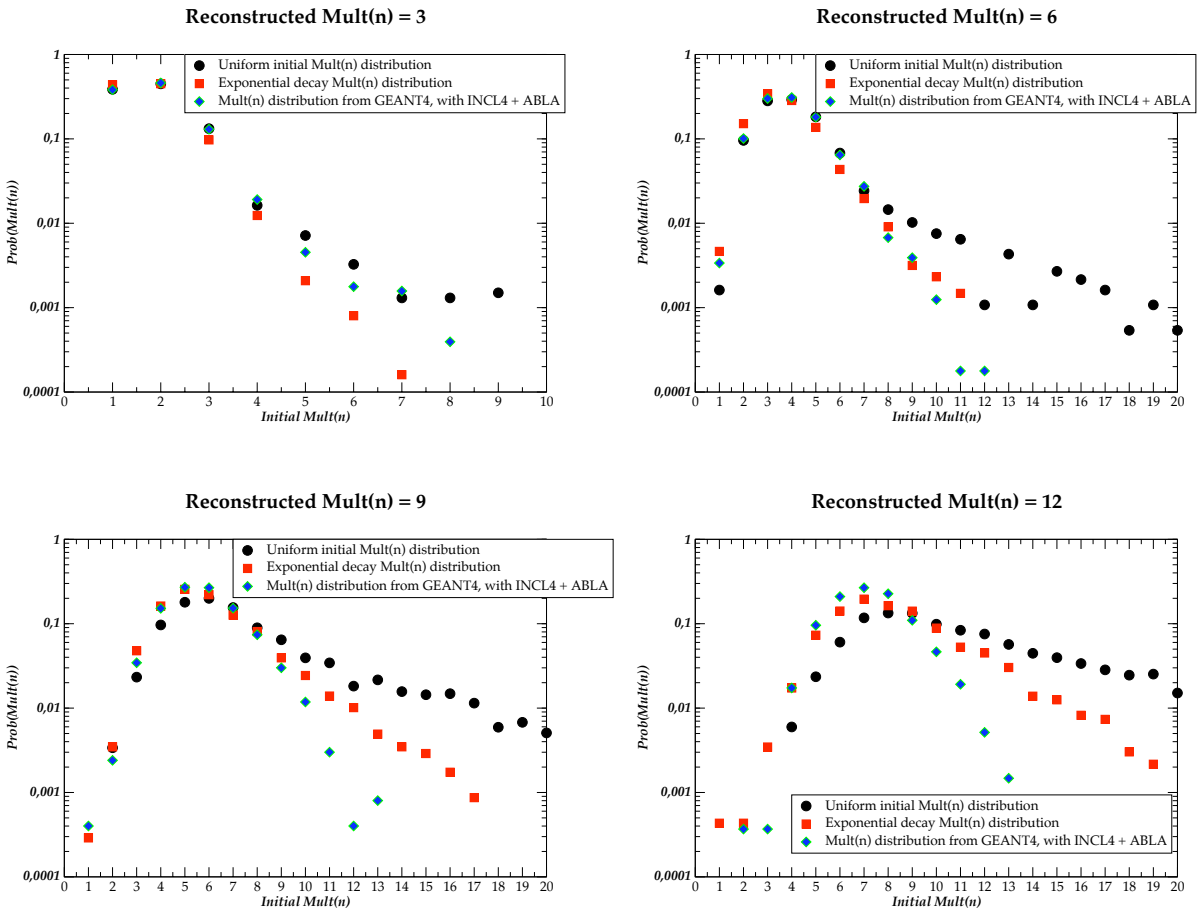


FIGURE 3.40 – Probabilités du nombre de neutrons incidents correspondants à différentes valeurs du nombre de neutrons « reconstruits » dans LAND (N_{Rec}) : de gauche à droite, de haut en bas N_{Rec} = 3, 6, 9, ou 12. Les 3 courbes correspondent à différentes distributions initiales du nombre de neutrons incidents : uniforme - en noir -, décroissance exponentielle - en rouge - et distribution simulée dans GEANT4 avec `INCL4` / `ABLA` (la plus réaliste) - en bleu.

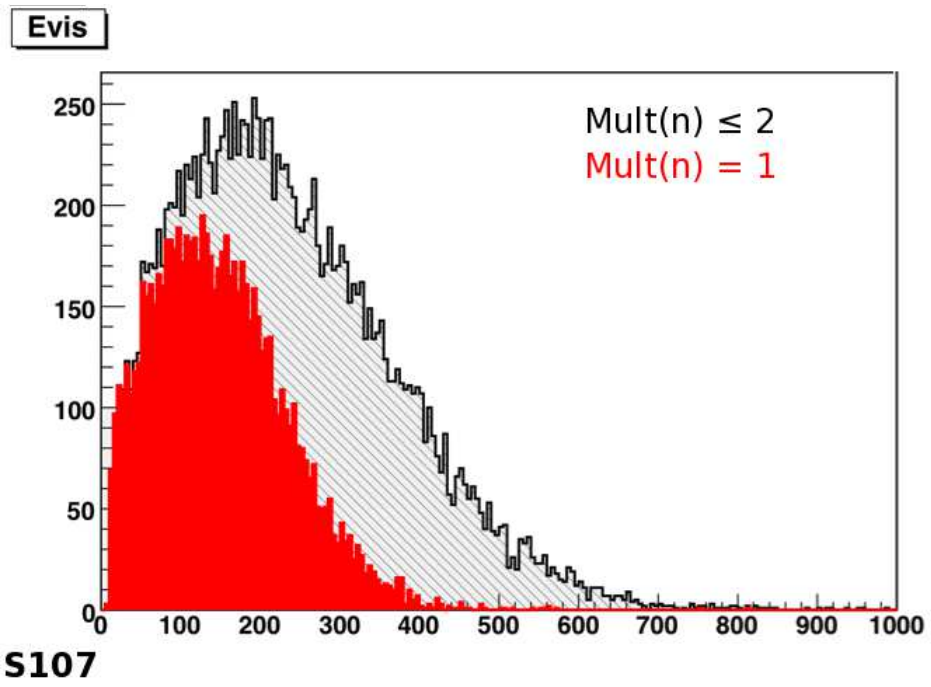


Figure 3.41 – Énergie visible dans LAND pour une multiplicité neutron $Mult(n) \leq 2$ en noir et $Mult(n) = 1$ en rouge - S107 *set 1*

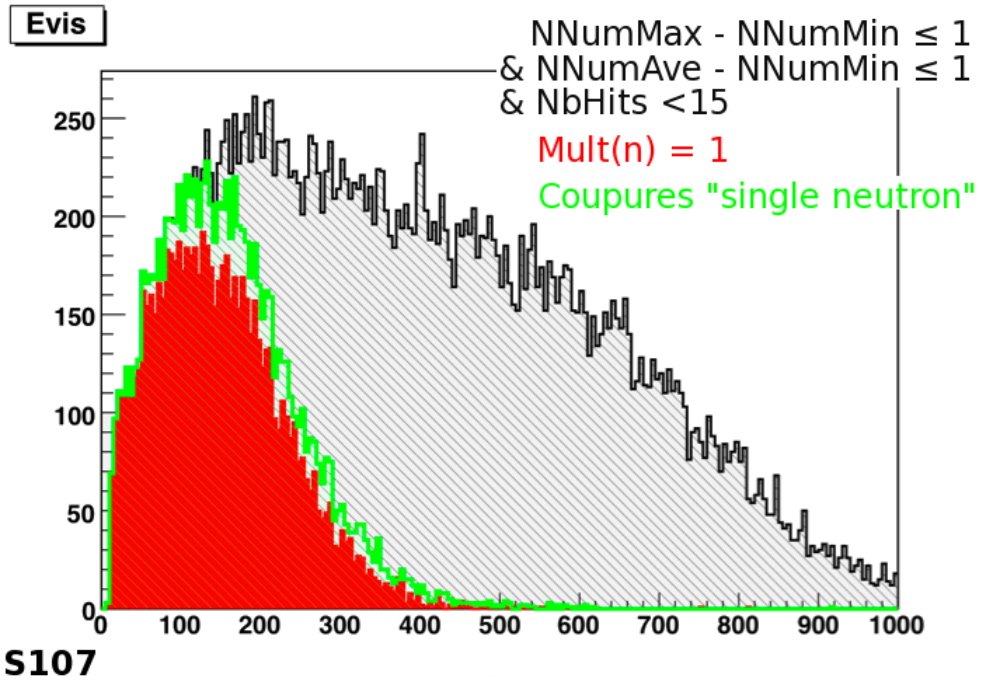


Figure 3.42 – « Énergie visible » dans LAND pour $Mult(n) = 1$ en rouge, un premier jeu de coupures censé isoler des neutrons uniques en noir, et un second jeu de coupures plus performant en vert - S107 *set 1*

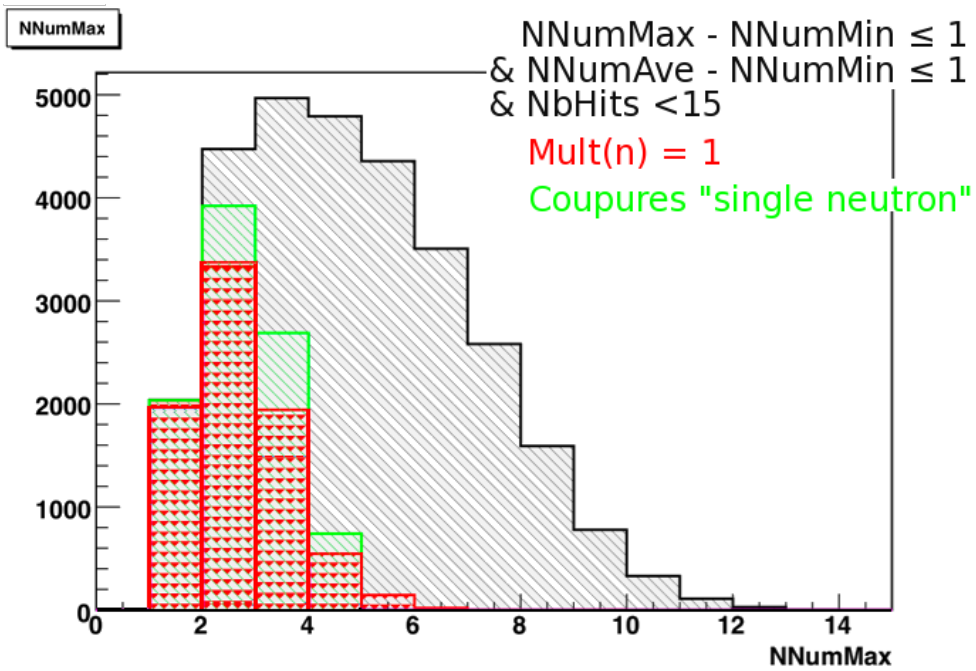


FIGURE 3.43 – $NNumMax$ pour $Mult(n) = 1$ et les deux jeux de coupures déjà vus sur la figure 3.42 (même code couleur).

3.4.4 Corrélations

Les figures 3.44 et 3.45 illustrent, dans le cas d'événements mélangés S107, les corrélations que l'on obtient entre la multiplicité de neutrons reconstruite par l'analyse et la multiplicité initiale de neutrons incidents sur LAND. Les différentes méthodes de reconstruction diffèrent peu lorsque l'on s'intéresse à des événements de faible multiplicité initiale (≤ 5), comme on peut le voir sur la figure 3.45 sur laquelle, à ces faibles multiplicités, les courbes des différentes méthodes de reconstruction se superposent. À plus grande multiplicité, ces relations entre multiplicité initiale et multiplicité reconstruite atteignent une asymptote (Fig. 3.44). L'asymptote se situe à une valeur de multiplicité reconstruite autour de 19 pour la méthode Max. Les méthodes Min/Ave utilisant des coupures plus larges, leur asymptote se situe à plus faible multiplicité reconstruite, à savoir autour de 12. Ce comportement asymptotique s'explique par la difficulté de séparer 15 ou 20 traces neutrons quasi simultanées [30] avec un détecteur de granularité peu élevée. Nous avons finalement décidé d'utiliser la méthode Max « modifiée » (tracée en bleue sur la figure 3.45) pour laquelle la relation est quasi linéaire sur un large intervalle en multiplicités initiales, d'autant plus que de grandes multiplicités de neutrons incidents ne sont pas rares dans ce genre de réaction.

La figure 3.46 montre les distributions de $NNumMax$ (méthode Max modifiée) pour dif-

29. L'énergie visible $Evis$ d'un neutron est la somme des ADC (dépôt d'énergie) sur les *hits* d'une trace reconstruite.

30. Rappel : la dispersion en temps de vol des neutrons est de l'ordre de 5 ns (Fig. 3.37) à comparer à nos coupures en temps au mieux de 2 ns (Table 3.3).

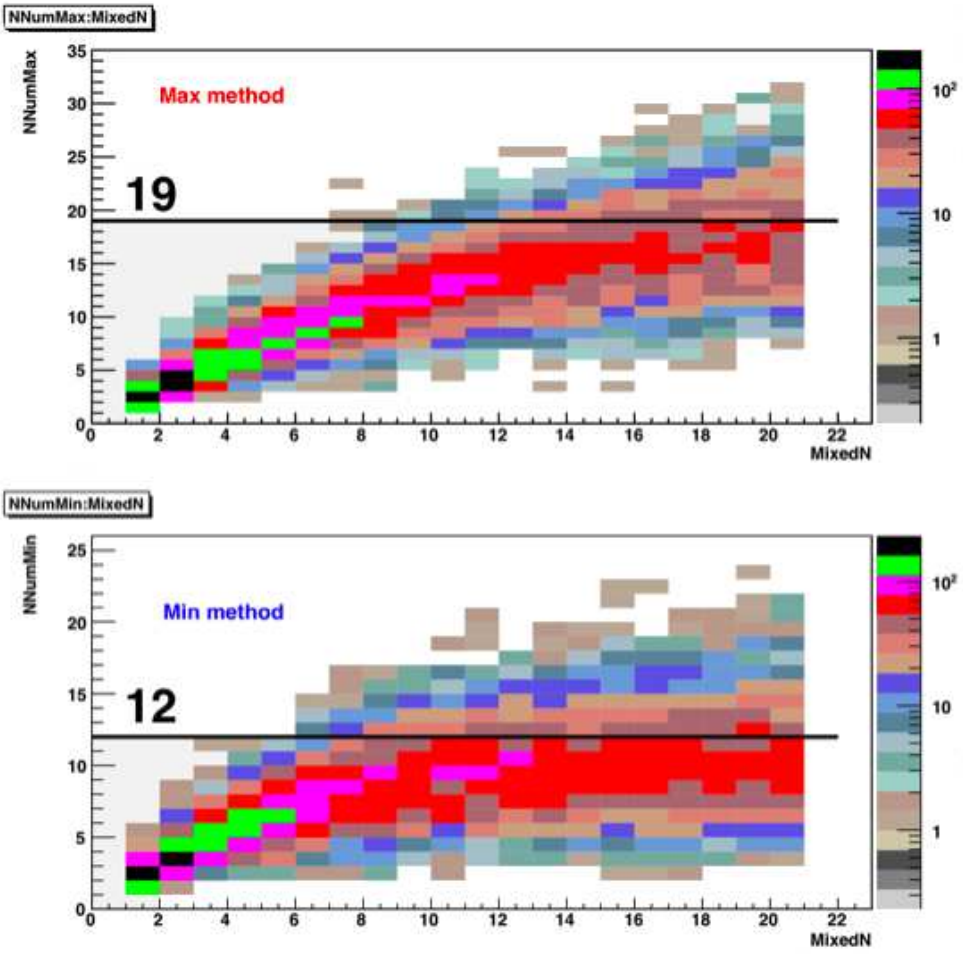


Figure 3.44 – Nombre de traces neutrons reconstruites par l'analyse ($NNum$) en fonction du nombre de neutrons incidents sur LAND ($MixedN$), pour des événements mélangés S107 et pour les méthodes min et max présentées dans le paragraphe "Modifications".

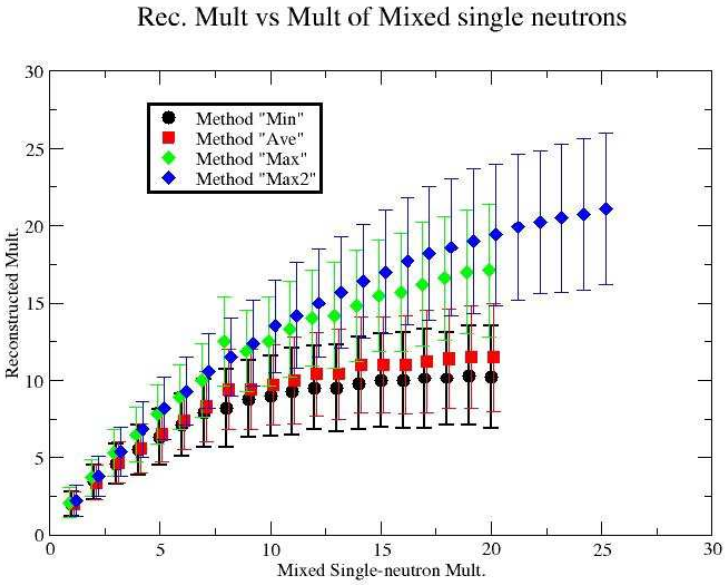


FIGURE 3.45 – $\langle NNum \rangle$ et RMS($NNum$) en fonction du nombre de neutrons incidents, pour les mêmes événements mélangés S107 que sur la figure 3.44 et pour les 3 méthodes de reconstruction de l'analyse plus une méthode *max* légèrement modifiée (en bleue). Les RMS sont donnés par les barres d'erreur.

férentes multiplicités initiales et pour différents types d'événements mélangés : S107 *set 1* en violet, S304 *set 1* en noir et S304 *set 2* en rouge. Pour premier rappel, dans le cas des événements mélangés S304, ces derniers ont été générés à partir de pseudo neutrons uniques extraits de nos données réelles à partir du jeu de coupures décrit à la fin du paragraphe précédent. Pour second rappel, les événements du *set 2* ont été générés également à partir de pseudo neutrons uniques mais cette fois extraits d'un premier mélange (*set 1*) afin de pouvoir tester la stabilité de notre étalonnage. Deux informations principales ressortent de cette figure 3.46. Tout d'abord, les distributions de $NNumMax$ diffèrent certes selon le choix S107 ou S304, mais finalement la corrélation obtenue dans le cas S304 (Fig. 3.47) est tout à fait comparable à celle de S107 (Fig. 3.45). La seconde information que l'on peut extraire de ces comparaisons est la bonne stabilité de cet étalonnage. En effet, les distributions de $NNumMax$ des *sets 1 & 2* de S304 sont peu différentes, en particulier au niveau de leur largeur et de leur valeur centrale, ce qui conforte notre choix de la procédure d'extraction des neutrons individuels de nos données.

Nous avons également vérifié la stabilité de notre programme d'analyse dans son ensemble en comparant les corrélations obtenues avec différents *runs*, *i.e* à divers moments de l'expérience et pour différentes cibles. Le résultat est visible sur la figure 3.47 sur laquelle on observe la même corrélation entre $NNumMax$ et $Mult(n)$ et ce, quel que soit le *run* considéré (indépendamment du type de cible).

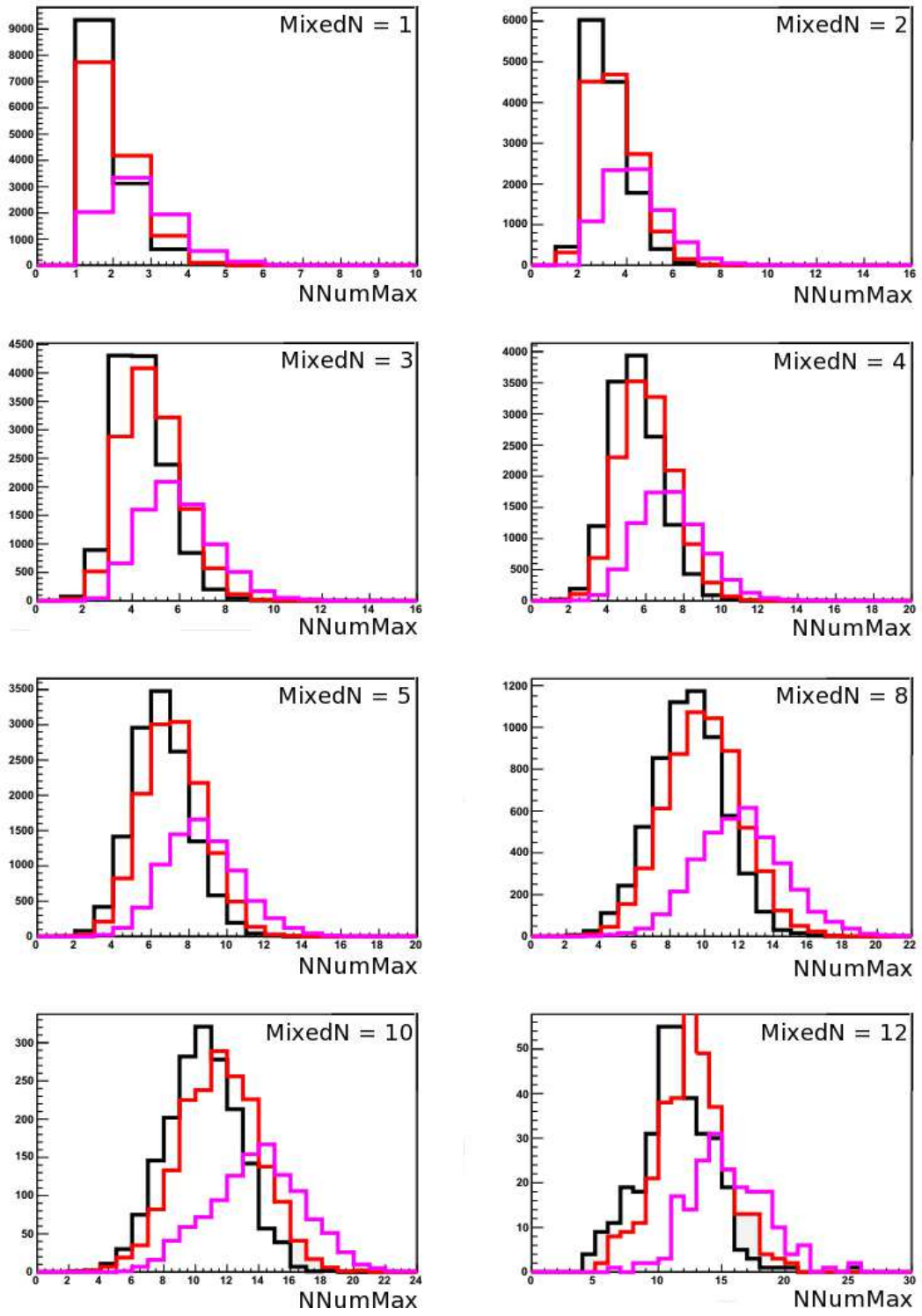


Figure 3.46 – Distributions de $NNumMax$ en fonction de $MixedN$ (multiplicité initiale de neutrons incidents) pour différents types d'événements mélangés : S107 *set 1* en violet, S304 *set 1* en noir et S304 *set 2* en rouge.

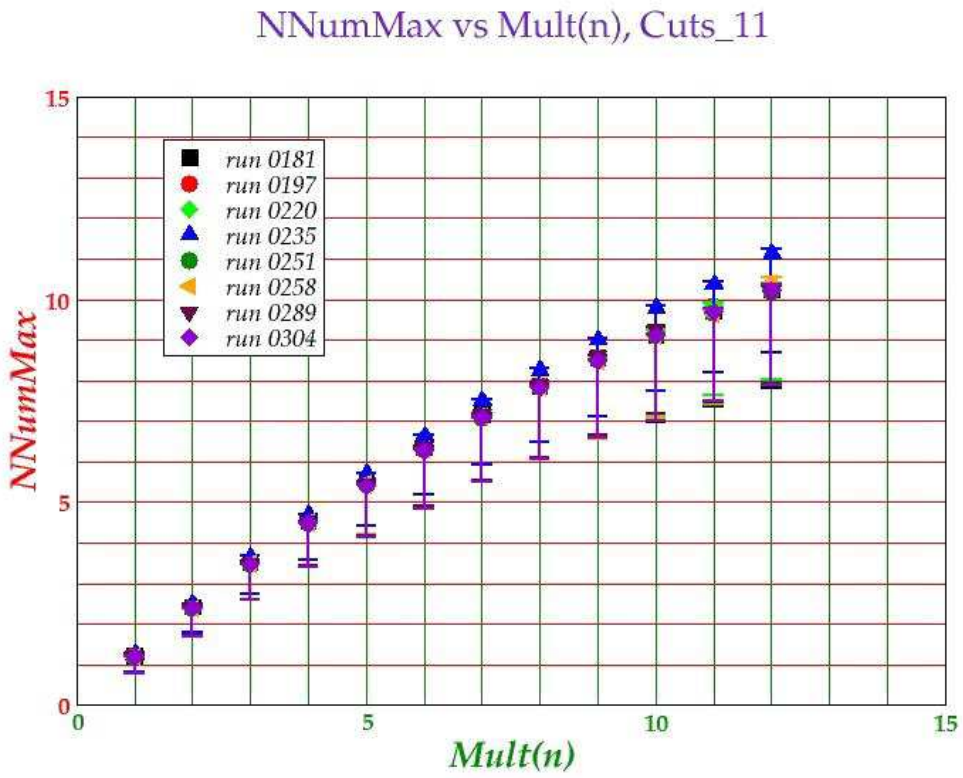


FIGURE 3.47 – Corrélation entre $NNumMax$ et $Mult(n)$ pour différents *runs*, *i.e* à divers moments de l'expérience et pour différents types de cible.

3.4.5 Efficacité de LAND

Nous avons procédé à deux déterminations de l'efficacité de LAND. Ce paramètre est utilisé dans l'analyse des événements de simulation Geant4.

La première méthode que nous avons utilisée a été d'ajuster les spectres de multiplicité mesurés avec ceux de Geant4 pour différentes efficacités de LAND au neutron individuel, pour $Z = 55,\ 53,\ 52$ et 51 (Fig 3.48). Une estimation de l'efficacité de LAND ϵ est alors $\epsilon \approx\ 0.8\ \pm\ 0.1$.

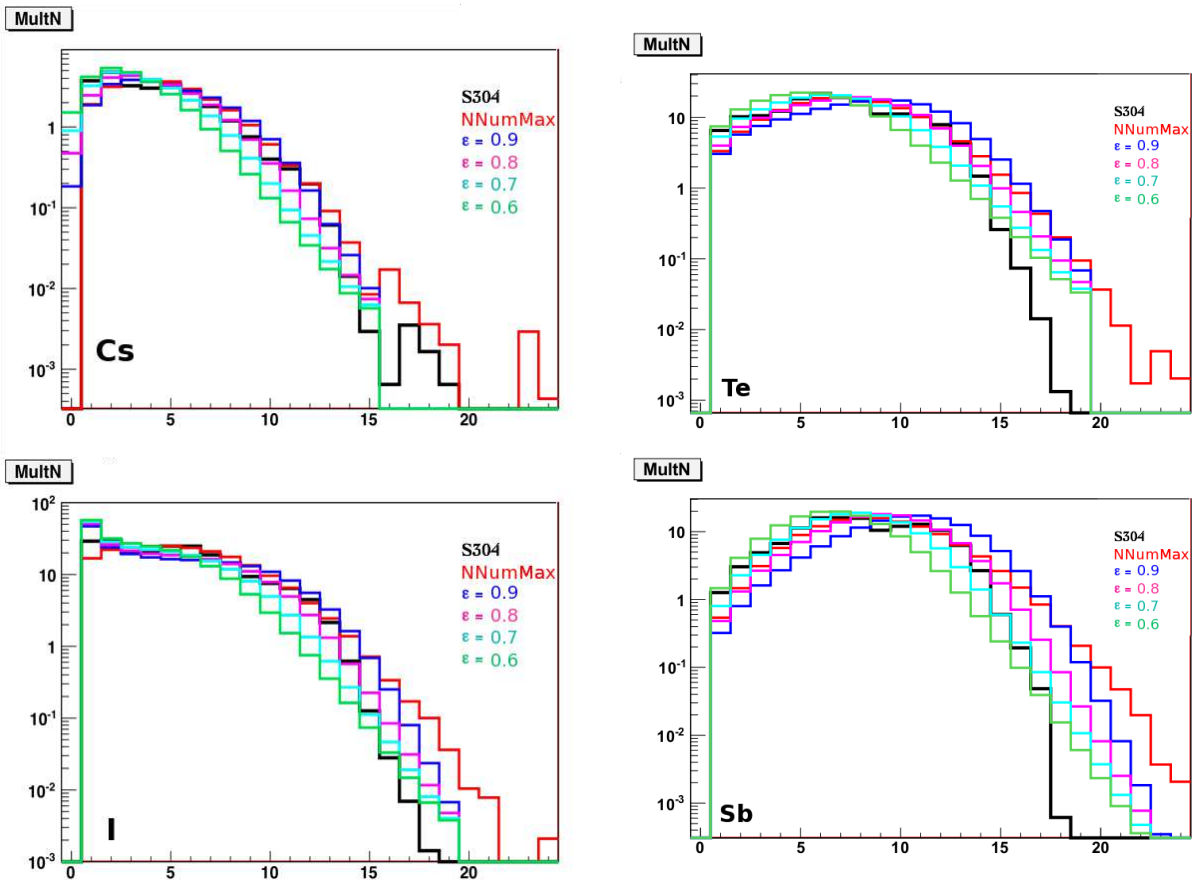


Figure 3.48 – Distributions de multiplicités de neutrons mesurées en noir, obtenues à partir de $NNumMax$ en rouge, et comparées à celles de Geant4 pour différentes efficacités de LAND ϵ entre 0.6 et 0.9 (autres couleurs).

La seconde méthode pour déterminer l'efficacité de LAND a été d'utiliser la section efficace de production du Cs^{55+} obtenue dans nos données avec le *trigger* faisceau, *i.e.* sans neutron détecté, et qui devrait correspondre à la production de l'isotope ^{136}Cs si l'efficacité de LAND était de 100 % [31]. Aussi, devrions-nous avoir un supplément de section efficace par rapport

31. En effet, dans ce cas précis il s'agit d'un échange de charge $p \rightarrow n$ et le neutron émis possède alors, par conservation de l'impulsion, une énergie proche de celle du proton initial dans le centre de masse : sa probabilité de détection dans LAND est quasi-nulle.

	σ (mb)	$\langle\ Mult(n)\ \rangle_{incidents}$
^{135}Cs	1.415	$\alpha = 0.76$
^{134}Cs	2.65	$\beta = 1.57$
^{133}Cs	2.94	$\gamma = 2.40$
^{132}Cs	3.12	$\delta = 3.25$

TABLE 3.5 – Sections efficaces isotopiques du Cs (données FRS [18]) et multiplicités moyennes de neutrons incidents sur LAND selon l'isotope (simulation).

à celle du ^{136}Cs mesurée à FRS, supplément correspondant à la contribution des autres isotopes du Cs multipliée par l'inefficacité de LAND.

Dans nos données, cette section efficace, corrigée des diffusions secondaires, a été mesurée à 1.27 mb $\pm$ 0.15 contre 0.5 mb pour le ^{136}Cs à FRS. Aussi, pouvons-nous extraire une estimation de l'inefficacité de LAND en résolvant l'équation en $(1-\epsilon)$ suivante :

$$\begin{aligned}\sigma(Cs)_{0-n} \approx \quad & \sigma(^{136}Cs) \\ +(1-\epsilon)^{\alpha} \quad & \sigma(^{135}Cs) \\ +(1-\epsilon)^{\beta} \quad & \sigma(^{134}Cs) \\ +(1-\epsilon)^{\gamma} \quad & \sigma(^{133}Cs) \\ +(1-\epsilon)^{\delta} \quad & \sigma(^{132}Cs) \\ \ldots \quad & \end{aligned}$$

où $\sigma(^{136,135,134,133,132}Cs)$ sont les sections efficaces mesurées à FRS, ϵ l'efficacité de LAND au neutron individuel et $(\alpha, \beta, \gamma, \delta)$ les multiplicités moyennes de neutrons incidents sur LAND selon les isotopes du Cs. Ces multiplicités moyennes, obtenues dans la simulation GEANT4, prennent en compte la proportion de neutrons de cascade non détectés du fait de la géométrie du dispositif. Les valeurs des sections efficaces et des multiplicités moyennes sont listées dans la table 3.5. La solution graphique de cette équation, donnée sur la figure 3.49, nous a permis d'extraire une efficacité ϵ de l'ordre de 79 $\pm$ 3 % compatible avec notre première estimation. Nous n'avons pas d'explication claire de la différence entre cette estimation de l'efficacité de LAND et la valeur trouvée dans [77].

3.4.6 De $NNumMax$ à $\langle\ Mult(n)\ \rangle$

$NNumMax$ est une des observables de notre expérience, reconstruite événement par événement, mais n'a pas une interprétation directe pour la physique que nous voulons étudier. Afin de pouvoir comparer les données aux modèles, il faut donc associer à cette observable une variable plus physique que l'on pourra facilement déterminer dans les modèles. Ce travail d'analyse de LAND permet *in fine*, à partir des corrélations que l'on a obtenues, d'associer à chaque valeur de $NNumMax$ une multiplicité moyenne de neutrons incidents qui ont déclenché LAND $\langle\ Mult(n)\ \rangle$. La courbe de conversion de $NNumMax$ vers $\langle\ Mult(n)\ \rangle$ est

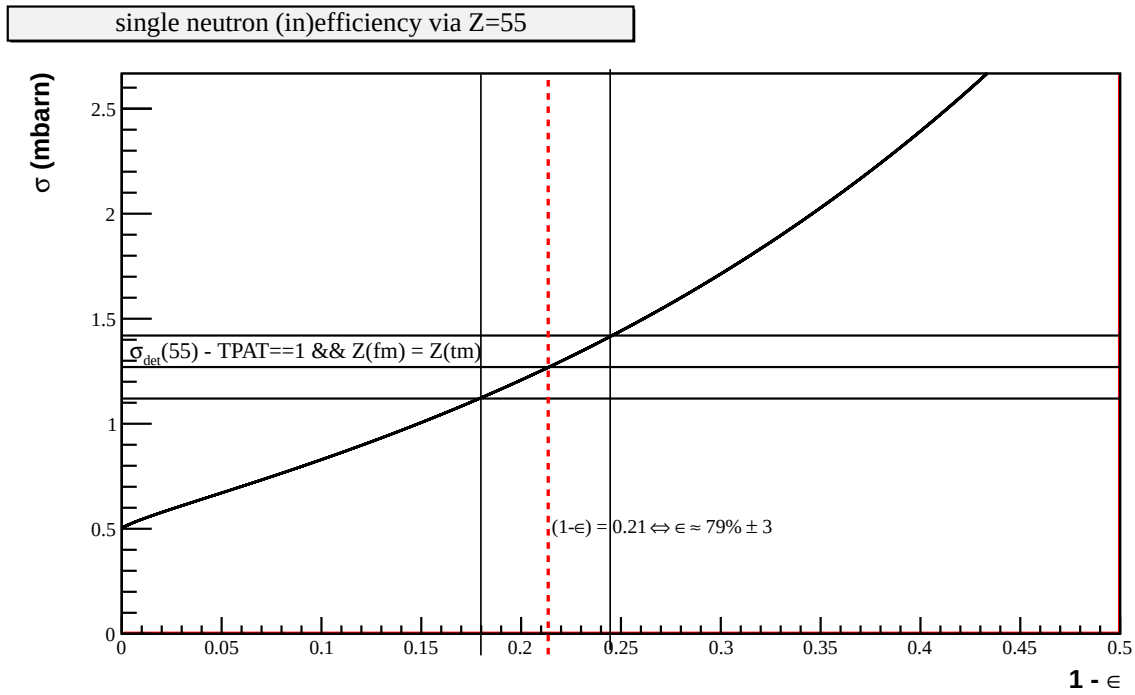


Figure 3.49 – Estimation de l'efficacité de LAND au neutron individuel à partir de la section efficace du Cs^{55+} mesurée avec le *trigger* faisceau seul, *i.e.* pas de neutron détecté.

montrée sur la figure 3.50. Par exemple, si le nombre de traces neutrons reconstruites dans l'analyse est de 11, cela signifie qu'en moyenne il y a eu 9.6 neutrons incidents qui ont déclenché LAND. Ces événements peuvent alors être comparés à ceux des modèles pour lesquels la multiplicité vraie incidente est de 12, c'est-à-dire 9.6 en moyenne [32].

3.5 Conditions de sélection des événements de coïncidence

Pour déterminer des observables qui ont un sens par rapport à la physique que nous souhaitons étudier dans notre expérience, il nous faut nous assurer que nos mesures ne sont pas dégradées par les diffusions secondaires des fragments issus de la cible dans le restant du dispositif expérimental qui n'était, rappelons-le, pas sous vide. Il faut en effet souligner que ces effets de diffusion secondaire ne sont pas effacés par la simple soustraction de la contribution de la « cible vide », chaque ion pouvant diffuser de la même façon sur d'autres noyaux de la matière, que celui-ci ait été produit par spallation dans la cible ou par collision avec un autre noyau.

La condition initiale indispensable pour la sélection des événements est d'exiger que la charge du résidu du projectile soit la même [33] dans la Forward MUSIC, située juste derrière la cible,

32. $N = 12 \Rightarrow N\,\epsilon = 9.6$ avec $\epsilon = 0.8$.
33. $Z_{TM} - Z_{FM} = 0 \parallel -1$ comme nous l'avons vu dans le paragraphe « Forward » vs. « Twin ».

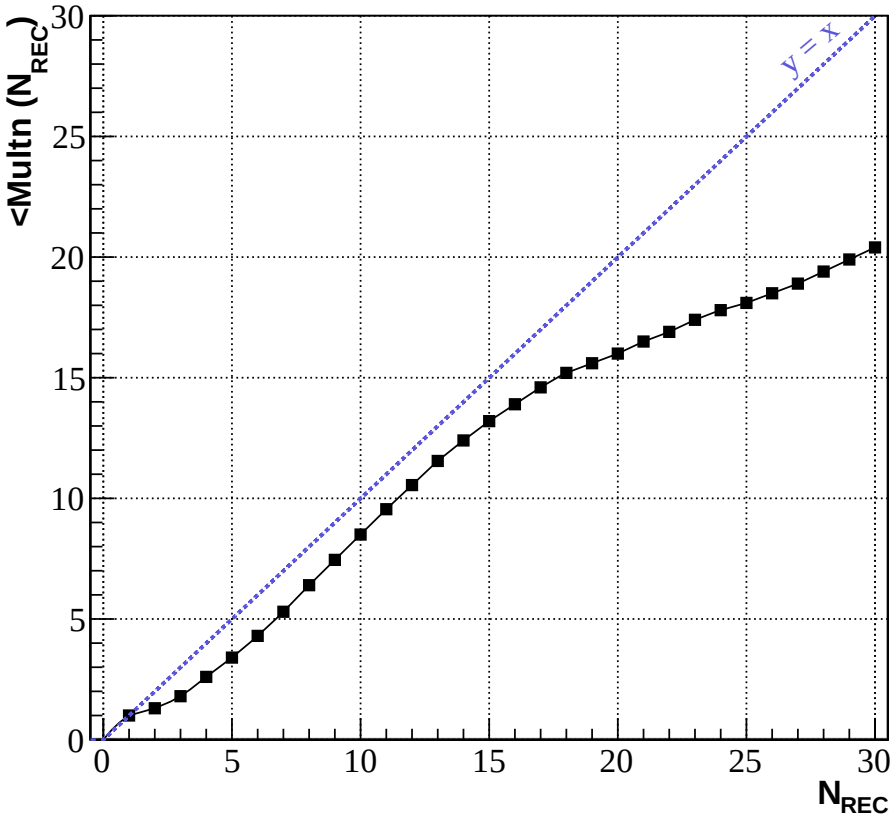


FIGURE 3.50 – Courbe de conversion de $NNumMax$ (N_{REC}) vers $\langle\ Mult(n)\ \rangle$.

et soit dans la Twin MUSIC soit éventuellement dans le ToF si elle n'a pu être identifiée dans la Twin MUSIC. Cette condition permet de s'affranchir d'une très grande partie des effets de diffusion secondaire qui augmente rapidement avec la taille de l'ion qui traverse la matière. Dans l'analyse, cela donne la condition logique suivante :

$$\begin{gathered}(Z_{FM} \geq Z_{FM}(min)) \\ \&\& \\ ((Z_{TM} - Z_{FM} = 0 \parallel -1) \parallel \\ (Z_{TM} < (Z_{FM} - 1) \ \&\& \ \exists \ Z_{ToF},\ Z_{ToF} - Z_{FM} = 0 \parallel -1))\end{gathered}$$

La proportion d'événements ainsi retenus en fonction de la charge du résidu du projectile déterminée dans la Forward MUSIC est donnée sur la figure 3.51, et varie entre 40 % pour les résidus légers et 70 % pour les lourds.

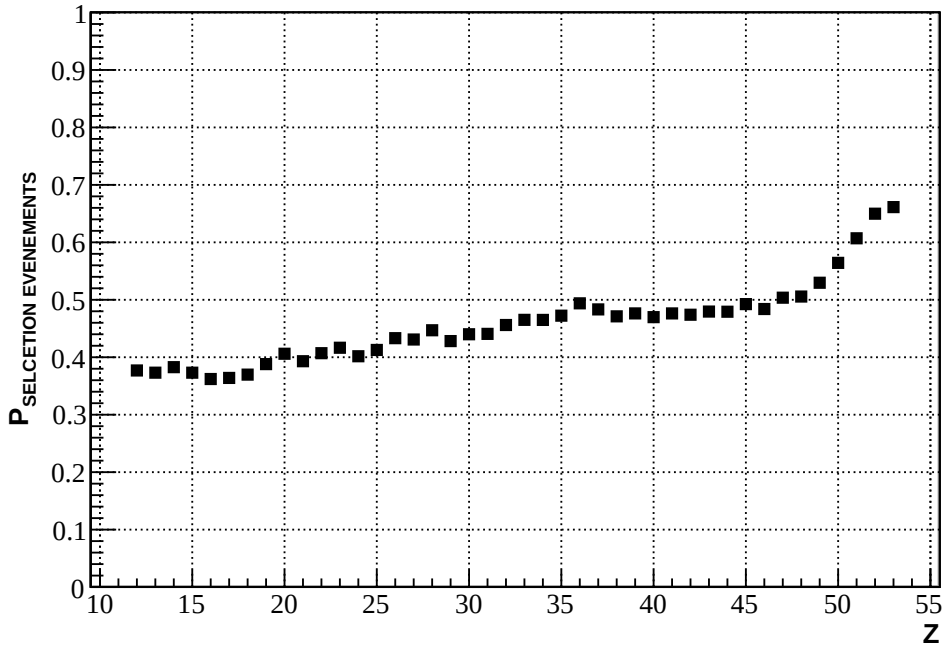


Figure 3.51 – Probabilité de sélection d'un événement en fonction de la charge Z du résidu.

Afin de compenser les pertes engendrées par cette nécessaire sélection, un poids a été attribué à chaque événement. Le poids total W de l'événement est défini par le produit sur toutes les particules détectées de l'événement des poids individuels $w(i)$ attribués aux fragments légers et au résidu du projectile. Soit N le nombre de particules dans l'événement (résidu compris), son poids vaut donc :

$$W \ = \ \prod_{i=1}^{N} w(i),\ w(i) \ = \ \frac{1}{P_{Survie}(i)}$$

Utiliser ce produit de poids permet de compenser les pertes que subissent les événements dont la multiplicité dans l'état final est grande par rapport à ceux pour lesquels cette multiplicité est petite, qui ont donc moins de chance de perdre une particule avant la détection [34].

En ce qui concerne le résidu du projectile identifié dans la Twin MUSIC, son poids *w(résidu)* est calculé à partir de sa probabilité de survie obtenue dans les données et décrite dans le paragraphe « Forward » vs. « Twin ».

Pour les fragments légers chargés, nous avons calculé une probabilité moyenne de réaction de chaque espèce entre le point cible et le détecteur, en intégrant une section efficace inélastique totale moyenne sur une longueur moyenne de trajectoire. Pour la section efficace inélastique, nous avons utilisé la formule tirée de l'article de J. Jaros *et al.* [84] :

$$\sigma_{in} \approx 78\,(A_T^{1/3} + A_P^{1/3} - 1.25)^2\,mb$$

où A_T (A_P) est le nombre de masse de la cible (projectile) [35]. Les probabilités d'interaction $P_{2ndR}(z)$ ainsi calculées pour les fragments légers du ToF sont montrées sur la figure 3.52 et ne sont que de quelques %. Les poids associés valent donc

$$w(z) = \frac{1}{1 - P_{2ndR}(z)}$$

et sont alors très proches de 1 contrairement au poids du résidu qui peut varier entre 1.6 (pour $Z = 53$) et 5 (pour $Z = 12$).

Pour les neutrons, nous n'avons pas utilisé cette méthode des poids. En effet, celle-ci, approximative, ne permet de corriger quantitativement nos mesures que dans la mesure où, pour une espèce de fragments identifiés par sa charge, la section efficace des états finaux comptant $m + 1$ fragments est faible devant celle des états finaux à m fragments et que l'absorption est faible. Ces conditions ne sont pas remplies pour les neutrons, hormis pour les très grandes multiplicités (au dessus de 15) : la section efficace de production des neutrons est approximativement constante en fonction de la multiplicité des neutrons pour des multiplicités inférieures à 12. Pour effectuer la comparaison de nos données avec les modèles, nous avons choisi de modifier dans la simulation du dispositif les multiplicités des neutrons arrivant sur LAND en tirant de façon aléatoire l'absorption de chaque neutron avec une probabilité de 1.4 % [36]. Les poids partiels des neutrons sont égaux à l'unité.

L'histogramme du poids des événements de coïncidence ainsi sélectionnés est présenté sur la figure 3.53. Les poids proches de 1.6 dominent le spectre. En effet, ils correspondent aux résidus de charge proche de celle du projectile qui sont les plus nombreux.

L'impact d'une telle sélection sur l'une des variables de notre expérience, le nombre de traces neutrons dans LAND *i.e.* $NNumMax$, est illustré sur la figure 3.54. Les spectres visibles

34. Notons ici que ce poids total est utilisé uniquement pour les observables qui font intervenir toutes les particules détectées des événements. Pour des observables plus inclusives, telles que le spectre en charge des fragments ou des multiplicités partielles, des poids partiels doivent être utilisés.

35. L'air est assimilé à de l'azote et les masses atomiques utilisées sont celles de la classification périodique des éléments.

36. Nous avons utilisé les sections efficaces d'absorption de Tripathi *et al.* [85] pour estimer cette probabilité d'absorption d'un neutron entre la cible et LAND.

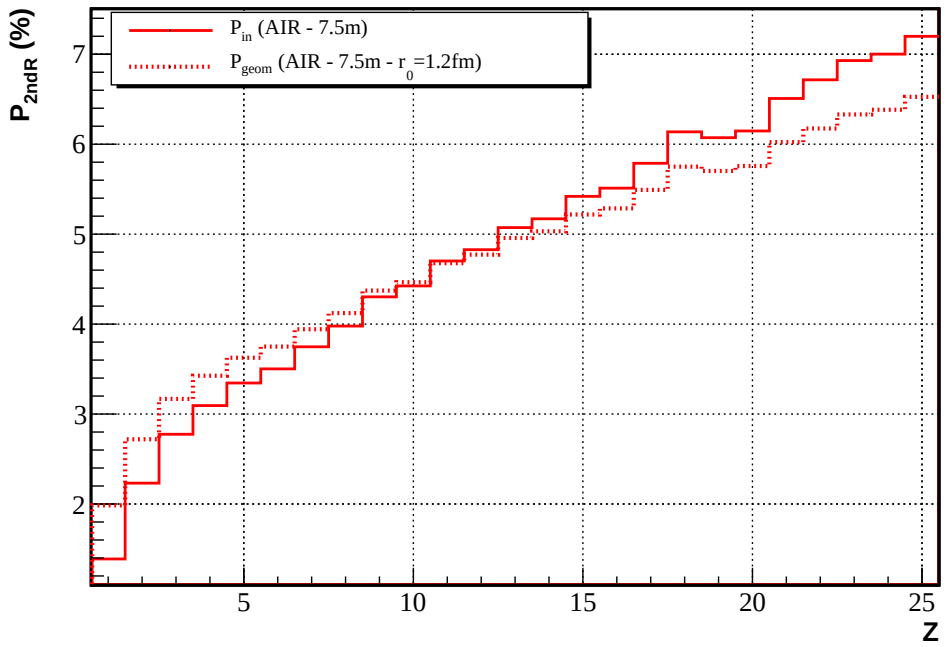


Figure 3.52 – Estimation de la probabilité d'interaction pour les fragments légers entre le point cible et le ToF en fonction de leur charge, estimation basée sur la section efficace inélastique de J. Jaros *et al.* [84] en trait plein ou sur la section efficace géométrique en pointillés.

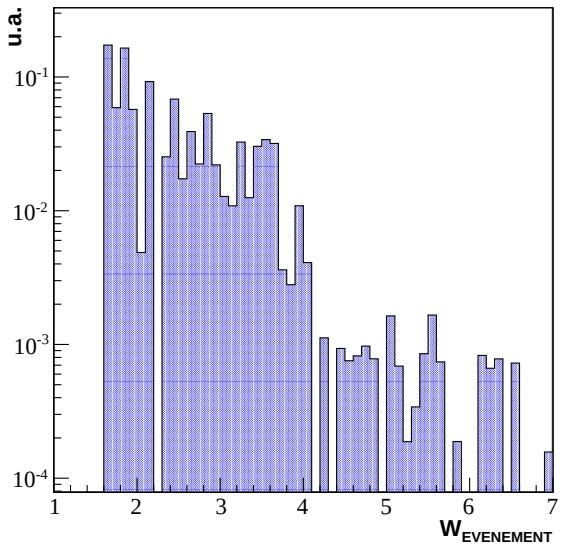


Figure 3.53 – Histogramme du poids des événements de coïncidence.

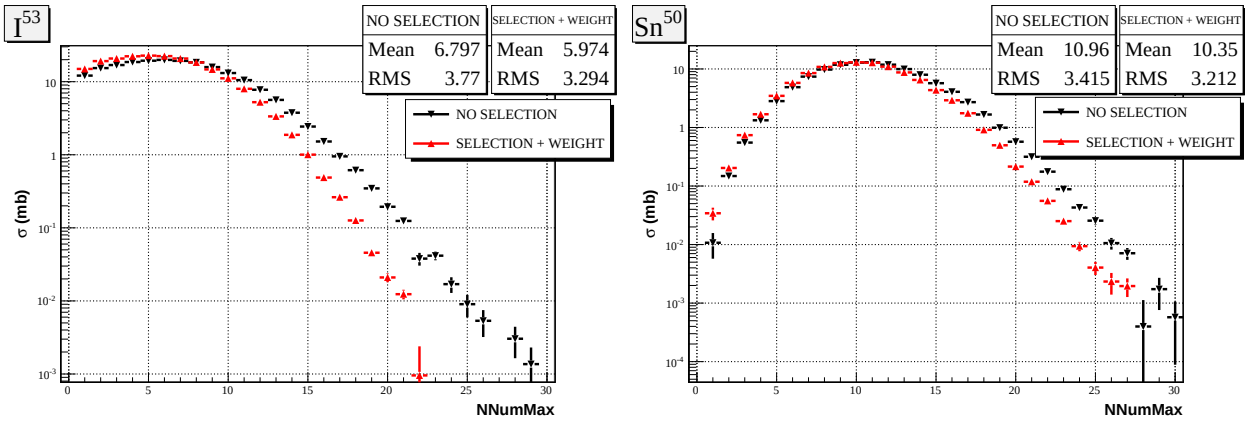


FIGURE 3.54 – Sections efficaces de $NNumMax$ ($\Leftrightarrow$ nombre de traces neutrons reconstruites dans l'analyse) pour les noyaux d'iode ($Z = 53$ à gauche) et d'étain ($Z = 50$ à droite) sans la condition de sélection des événements de coïncidence (en noir) et avec la condition plus la pondération (en rouge).

sont tels qu'obtenus après soustraction de la contribution de la cible vide, décrite dans le paragraphe ci-après. Au-delà de la différence de normalisation entre les spectres obtenus pour les valeurs de $NNumMax$ entre 1 et 10, l'ajout de la condition de sélection des événements de coïncidence a un effet visible sur les spectres de cette grandeur en réduisant de manière sensible et systématique la queue de distribution des événements vers les grandes valeurs de $NNumMax$. Cette réduction se traduit par une diminution de la moyenne de l'ordre d'une unité, avec des formes autour des maxima (valeurs de plus grande probabilité) inchangées. Ceci peut s'expliquer de façon *ad hoc* en remarquant qu'un résidu du projectile qui aura une réaction secondaire dans le dispositif émettra probablement plusieurs neutrons dont une partie sera détectée par LAND. Or, du fait de la distance entre ce vertex secondaire et le point cible, les neutrons ainsi émis n'auront *a priori* pas la même incidence sur LAND que ceux issus de la cible. L'algorithme de reconstruction aura peut-être des difficultés à corréler les différents signaux d'un tel neutron et aura ainsi tendance à générer des neutrons en plus. Cette explication *ad hoc* nécessiterait, pour être validée, une étude à part entière, ne serait-ce que pour tenter de caractériser dans les données de physique ces événements pour lesquels la variable $NNumMax$ a une grande valeur. Mais, d'une part, il est fort possible que cette explication soit la bonne car en utilisant les programmes de mélange des neutrons individuels [37], il était difficile voire impossible de produire des événements avec une grande valeur de $NNumMax$. Ceci nous donne à croire que ces événements de nos données de physique correspondent à des traces dans LAND de caractéristiques différentes de ceux issus de la cible. D'autre part, une telle étude nécessiterait, pour être quantitative, le développement d'une simulation complète des processus secondaires avec des modèles de physiques réalistes, ce qui représente un très gros travail pour des événements dont l'importance statistique est faible.

La figure 3.55 montre les distributions horizontales des charges $Z = 2$, $Z = 3$ et $Z = 4$ dans le mur de temps de vol sans la sélection des événements de coïncidence (en noir) et avec cette

37. Voir l'analyse de LAND.

sélection (couleurs). L'utilisation de cette dernière modifie significativement les distributions, principalement au niveau des scintillateurs proches du trou (à l'intérieur des cercles sur la figure 3.55) qui correspondent aux plus grands taux de comptage et où elles sont aplaties. Les intégrales de ces distributions de Z=2, 3 et 4 sont respectivement diminuées d'environ 17 %, 36 % et 43 %.

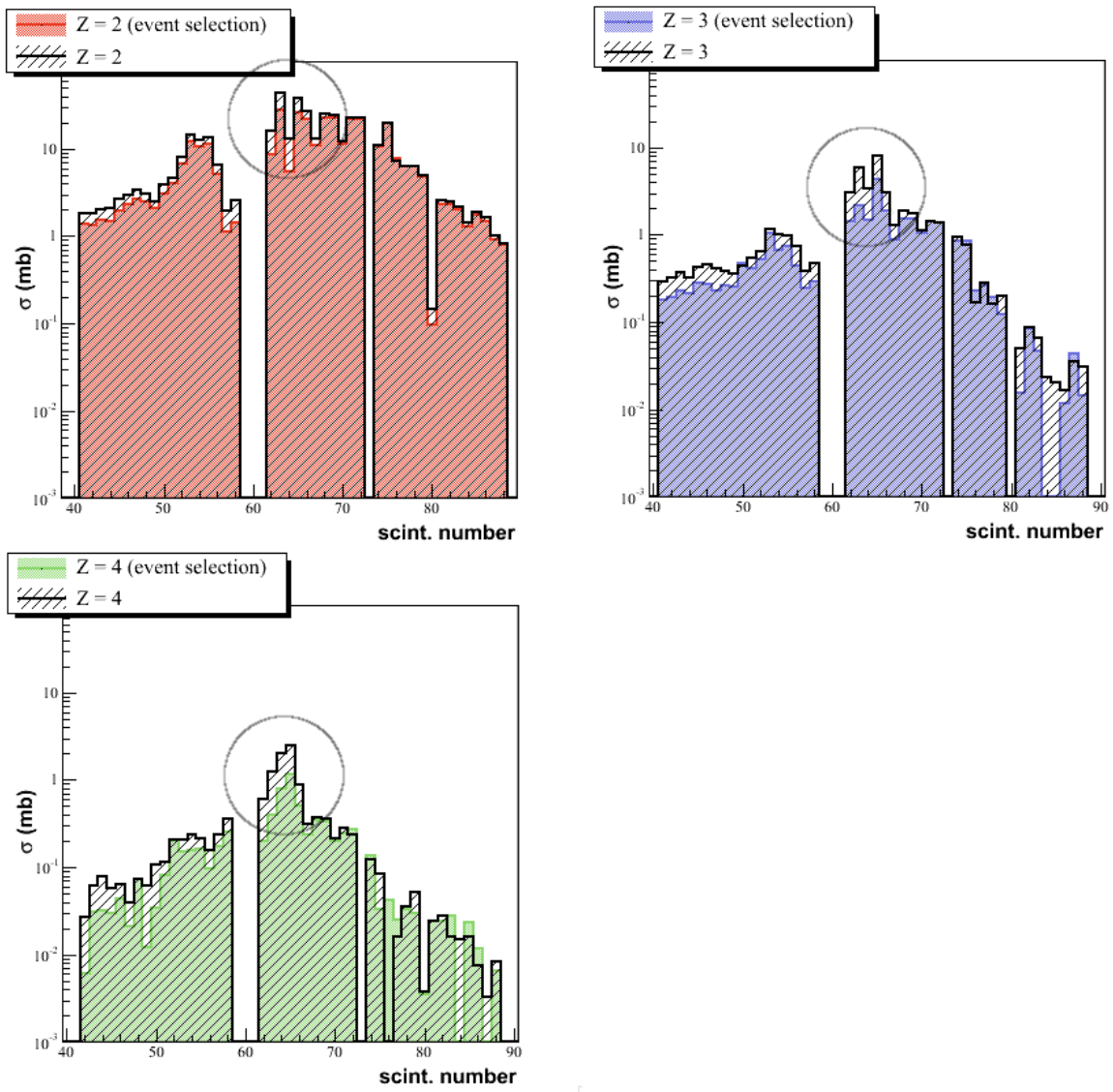


Figure 3.55 – Distributions horizontales des charges $Z = 2$, $Z = 3$ et $Z = 4$ dans le mur de temps de vol, sans la sélection des événements de coïncidence (en noir) et avec cette sélection ("*event selection*", couleurs).

3.6 Procédure de normalisation et de soustraction de la contribution de la cible vide

La procédure de normalisation et de soustraction de la contribution de la cible vide est appliquée quelle que soit l'observable considérée : $\sigma(Z)$, multiplicités, observables en coïncidence...

Soit une observable χ distribuée dans un histogramme de sections efficaces. H_{CP} est l'histogramme des événements « cible pleine » et H_{CV} celui des événements « cible vide ». Ces histogrammes peuvent êtes considérés comme deux vecteurs $H(i)$ où i est l'indice de *binning* en χ. La soustraction « cible pleine - cible vide » s'écrit alors :

$$\forall\, i \;:\; H_{SUB}(i) \;=\; H_{CP}(i) \;-\; H_{CV}(i)$$

où $H_{SUB}(i)$ est une section efficace en mb.

Nous avons, $\forall\, i$:

$$\begin{aligned} H_{CP}(i) &= \alpha_{CP} \;\times\; N_{CP}(i) \\ H_{CV}(i) &= \alpha_{CV} \;\times\; N_{CV}(i) \end{aligned}$$

où α_{CP} et α_{CV} sont les coefficients de normalisation qui, connaissant les statistiques d'événements $N_{CP}(i)$ et $N_{CV}(i)$, permettent de déterminer une section efficace correspondant à l'observable $\chi(i)$:

$$\alpha \;=\; \frac{1}{N_{tot}}\,\frac{A}{\rho\, l\, \mathcal{N}_{\mathcal{A}}}$$

où N_{tot} est le nombre total de projectiles incidents, A le nombre de masse du noyau cible, $\rho\, l = \varepsilon$ la densité surfacique de la cible ($g.cm^{-2}$) et $\mathcal{N}_{\mathcal{A}}$ le nombre d'Avogadro.

Les mesures « CP » et « CV » étant indépendantes, l'erreur statistique sur H_{SUB} s'écrit :

$$\forall\, i \;:\; \delta H_{SUB}(i) \;=\; \sqrt{\delta H_{CP}(i)^2 \;+\; \delta H_{CV}(i)^2}$$

avec :

$$\begin{aligned} \delta H_{CP}(i) &= \alpha_{CP} \;\times\; \sqrt{N_{CP}(i)} \\ \delta H_{CV}(i) &= \alpha_{CV} \;\times\; \sqrt{N_{CV}(i)} \end{aligned}$$

Techniquement dans l'analyse, chaque *bin* de contenu $N_{CP/CV}(i)$ est normalisé *run* par *run* au nombre de particules incidentes. Cette normalisation *run* par *run* nous permet de tenir compte des variations du temps mort au cours de l'expérience[38]. Le nombre de particules

38. Notre première démarche avait été d'utiliser un temps mort moyen calculé sur l'ensemble des *runs*, mais cela aboutissait à des taux de comptage négatifs.

incidentes est égal au nombre de *triggers* faisceau dans le *run* (N_{beam}) multiplié par le facteur de réduction ($f_{scale} = 8$). Dans le cas du *trigger physique* cela donne :

$$\forall\, i \;:\; N^{norm}_{CP/CV}(i) \;=\; \frac{N_{CP/CV}(i)}{N_{beam} \times 8} \underbrace{\left(\frac{1 - DT_{beam}}{1 - DT_{land}} \right)}_{\approx 1}$$

où DT_{beam} et DT_{land} sont les temps morts associés respectivement au *trigger* `BEAM` et au *trigger* `LAND` dans le *run* considéré. Dans le cas du *trigger* faisceau, la relation se simplifie en :

$$\forall\, i \;:\; N^{norm}_{CP/CV}(i) \;=\; \frac{N_{CP/CV}(i)}{N_{beam}}$$

À la fin de l'analyse, les *bins* de contenu $N^{norm}_{CP/CV}(i)$ provenant de *runs* cible pleine/vide sont moyennés sur le nombre de *runs* cible pleine/vide :

$$\langle\, N^{norm}_{CP/CV}(i) \,\rangle \;=\; \frac{1}{N^{runs}_{CP/CV}} \sum_j N^{norm}_{CP/CV}(i,j)$$

où $N^{norm}_{CP/CV}(i,j)$ est la statistique normalisée du *run* j pour l'observable $\chi(i)$.

Ne reste plus qu'à prendre en compte l'épaisseur de la cible pour obtenir une section efficace : 0.0803 $g.cm^{-2}$ pour l'hydrogène et 0.3680 $g.cm^{-2}$ pour le carbone.

La procédure est similaire lorsque l'on réalise des corrélations entre deux observables χ_1 et χ_2. Cette fois-ci, l'on considère deux histogrammes $2D$ $H2_{CP}$ et $H2_{CV}$ comme deux matrices $H2(i,j)$ où i est l'indice de *binning* en χ_1 et j l'indice de *binning* en χ_2 :

$$\forall\, i,j \;:\; H_{SUB}(i,j) \;=\; H_{CP}(i,j) \;-\; H_{CV}(i,j)$$

$$\forall\, i,j \;:\; \delta H_{SUB}(i,j) \;=\; \sqrt{\delta H_{CP}(i,j)^2 \;+\; \delta H_{CV}(i,j)^2}$$

Cette procédure peut être généralisée à n observables.

Chapitre 4

Résultats

4.1 Introduction

La présentation des résultats a été organisée en une progression dans l'étude de la sensibilité des observables aux détails des modèles et des mécanismes de réaction.

Dans notre expérience, nous avons principalement mesuré, comme nous l'avons expliqué dans les deux chapitres précédents :

- la charge du résidu du projectile,
- la charge des fragments émis dans la désexcitation du pré-fragment après la cascade intra-nucléaire,
- la multiplicité moyenne des neutrons venant essentiellement de la désexcitation du pré-fragment.

Ces mesures permettent d'accéder à la partition des états finaux des réactions. Elles n'ont pas, ou très peu, de sensibilité à la cinématique de la désexcitation et des fragments produits. Cette mesure de cinématique n'était pas envisageable avec le dispositif SPALADIN que nous avons utilisé pour deux raisons :

- La détection des fragments s'effectuait après la traversée de plusieurs mètres d'air (et de deux mètres d'hélium dans l'entrefer de l'aimant ALADiN), ce qui engendre de la diffusion multiple importante. L'étude de la cinématique des résidus du projectile dans la Twin MUSIC n'est pas possible, de ce fait.
- La détection des fragments chargés dans le ToF n'a lieu qu'en un point, hors de tout plan focal d'ALADiN, ce qui donne, dans le plan dispersif, une position horizontale qui dépend à la fois de l'impulsion et de l'angle à la cible du fragment détecté. Dans ce cadre-là, la seule observable expérimentale qui pourrait en principe s'interpréter en termes de cinématique des produits de décroissance du pré-fragment est la position verticale des ions détectés dans le ToF, directement liée à leur angle vertical d'émission à la cible.

Nous présentons les données en section efficace absolue (en mb), *i.e.* après soustraction de la contribution "cible vide", correction pour les efficacités géométriques et de détection des ions, et prise en compte des poids (éventuellement partiels) des événements.

Du fait de la faible sélectivité - voulue - des critères de déclenchement de l'acquisition des données pendant notre expérience, nos mesures sont dominées par les réactions périphériques, les plus probables, qui correspondent à des faibles énergies d'excitation du pré-fragment créé dans la cascade intranucléaire. De telles réactions engendrent, pour l'essentiel, une désexcitation séquentielle, principalement par évaporation de particules légères, des nucléons ou des α. Il est donc important, dans un premier temps, de tester la capacité des modèles théoriques à reproduire quantitativement nos observables à cette évaporation :

- les sections efficaces de production des éléments, de l'hélium au césium (sans les isotopes du xénon, comme nous l'avons discuté dans le chapitre précédent),
- les sections efficaces des multiplicités moyennes de neutrons, émis essentiellement pendant la phase de décroissance du pré-fragment,
- les sections efficaces des multiplicités de fragments chargés, de charge au moins égale à deux [1].

Dans un second temps, nous nous intéressons aux observables en coïncidence. Différentes observables sont étudiées pour ces événements et la décomposition des sections efficaces sera présentée en fonction des différents types d'états finaux.

Dans un troisième temps, nous étudions l'évolution des mécanismes de désexcitation du pré-fragment en fonction de son énergie d'excitation en présentant, pour commencer, nos observables expérimentales corrélées à cette énergie.

La structure de cette étude est déclinée pour la réaction $^{136}Xe + p$, à 1 GeV par nucléon, qui constitue l'objectif initial de notre expérience, dans la première partie de ce chapitre. Dans une seconde partie, nous l'employons aussi à l'étude de la réaction $^{136}Xe +^{12} C$ à la même énergie de faisceau incidente sur la cible, en insistant essentiellement sur la comparaison entre les observables expérimentales de cette réaction et celles de la réaction de spallation $^{136}Xe + p$. Enfin, nous consacrons un dernier paragraphe en *zoomant* sur la production des fragments de masse intermédiaire (IMF) dans les deux réactions.

Les données de la réaction $^{136}Xe + p$ sont comparées aux données FRS [2] et, principalement, aux codes de désexcitation `SMM`, `ABLA07` et `GEMINI++` couplés au code de cascade intranucléaire `INCL4`. Sauf indication contraire, `SMM` sera représenté en rouge, `ABLA07` en vert et `GEMINI++` en bleu. Les données carbone seront directement comparées aux données proton et à un calcul `INCL` / "old" `ABLA` (extension de `INCL` aux ions légers couplé à l'ancienne version de `ABLA`, *i.e* sans la production des fragments de masse intermédiaire).

1. Pour rappel, notre détection est insensible aux particules de charge unité.
2. En ce qui concerne les sections efficaces de production des éléments.

4.2 Système $^{136}Xe + p$ à 1 GeV par nucléon

4.2.1 Observables inclusives

4.2.1.1 Résidu du projectile

La chambre d'ionisation « Forward MUSIC » est, pour rappel, notre référence pour l'identification du résidu du projectile et pour l'efficacité géométrique et l'efficacité de détection de ce résidu dans notre dispositif expérimental. Étant, de plus, placée immédiatement en aval de la cible, les réactions secondaires de résidus produits dans la cible sont faibles. Ce détecteur constitue ainsi dans notre dispositif expérimental la référence dans la normalisation absolue de nos mesures de section efficace. Les sections efficaces de production de ces résidus identifiés par leur charge Z supérieure au seuil d'identification de la Forward Music Z_{min} [3] sont présentées sur la figure 4.1 (carrés noirs), où un calcul `ISABEL/SMM` apparaît (trait noir) en plus des calculs `INCL`.

Le fait de mesurer dans ce détecteur et pour chaque événement la plus grande charge des fragments qui constituent l'état final de l'événement (*i.e.* le résidu) nous permet de déterminer la section efficace totale de réaction à partir de la formule :

$$\sigma_{reac} = \sum_{Z_{MAX}=1}^{54} \sigma(Z_{MAX}).$$

Nous pouvons observer sur la figure 4.1 qu'en dessous de $Z_{MAX} \approx 23$, la contribution des résidus de spallation devient négligeable, si bien que l'approximation

$$\sigma_{reac} \approx \sum_{Z_{FM} \geq 23} \sigma(Z_{FM})$$

est justifiée. En prenant la somme des valeurs mesurées à FRS pour les différents isotopes du xénon ($\sigma_{FRS}(Z = 54) = 232 \pm 12\ mb$) [4], nous trouvons une section efficace totale de réaction [5] :

$$\boxed{\sigma_{reac} = 1351 \pm 68\ mb},$$

en bel accord avec la valeur $\sigma_{reac} = 1393 \pm 72\ mb$ de [18].

Nos données sont en très bon accord avec celles de FRS jusqu'à $Z \approx 30$. À FRS, un seul fragment est identifié en masse et en charge, événement par événement. Les sections efficaces de production des éléments sont obtenues en corrigeant les mesures expérimentales des réactions secondaires et de l'estimation de l'effet d'acceptance angulaire du spectromètre. De plus, dans les données purement inclusives de FRS, il n'est pas possible de savoir si les fragments détectés sont des résidus de spallation ou s'ils sont émis en coïncidence avec un fragment plus lourd. Cette remarque pourrait *a priori* expliquer la différence que l'on observe entre nos

3. La charge minimale identifiée dans la Forward MUSIC est $Z_{min} = 12$.
4. Voir paragraphe 3.1.2.1.
5. Nous avons estimé à ≈ 5 % l'incertitude totale sur notre mesure.

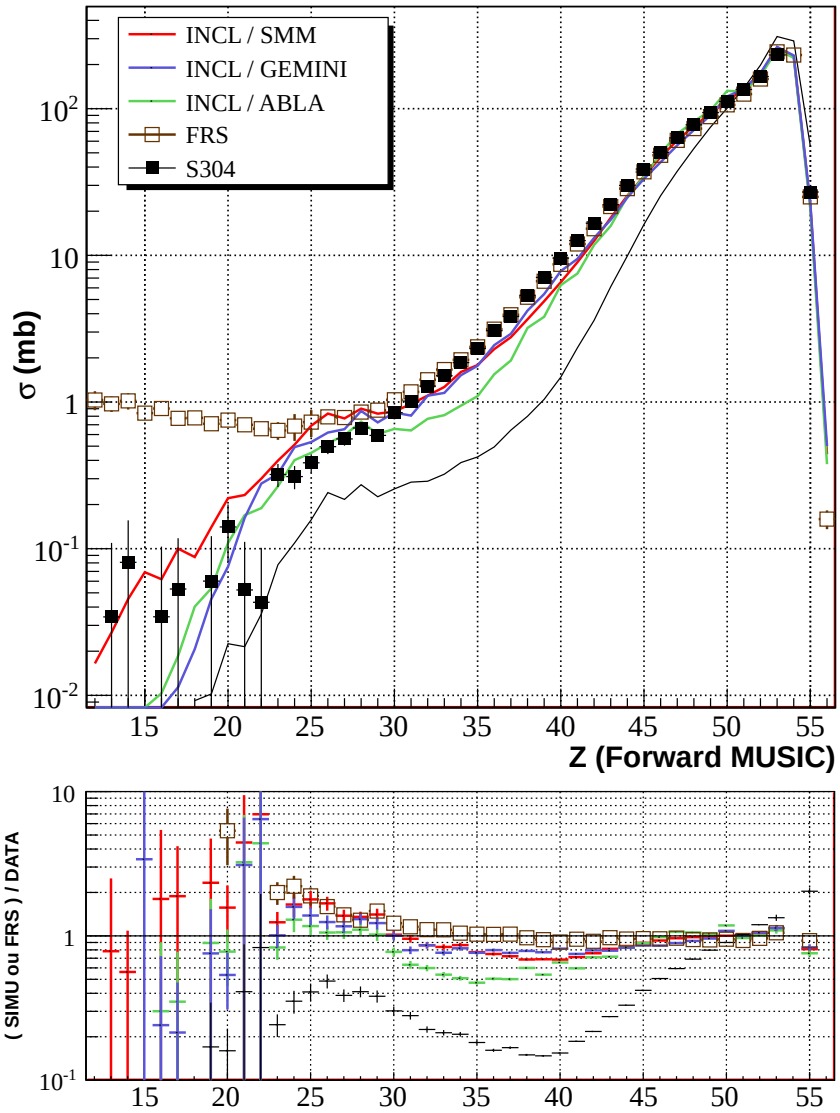


Figure 4.1 – Sections efficaces de production des résidus du projectile, mesurées à partir des informations de la Forward MUSIC, $\sigma(Z_{FM})$.

données et celles de FRS en dessous de $Z \approx 30$ si, dans cette zone, une part importante des charges concernées est émise en coïncidence avec un fragment plus lourd. Cependant on ne peut pas invoquer la possibilité de manquer l'un des deux fragments pour expliquer les différences entre les sections efficaces mesurées dans notre expérience et celles mesurées à FRS pour ces valeurs de la charge du résidu du projectile. L'émission d'un deuxième fragment de charge 25 à 27 au niveau du mb, qui correspondrait à une fission (quasi-)symétrique du xénon, n'est pas envisageable. Nous aurions en effet observé de telles "fissions" symétriques dans la Twin MUSIC à ce niveau de section efficace, quand bien même l'efficacité géométrique de ce détecteur est relativement faible dans notre dispositif. Or nous n'avons observé aucun événement qui aurait pu s'interpréter ainsi. De plus, il est évident que pour $Z = 28$ à 30 un deuxième fragment de charge plus grande aboutirait à une charge totale supérieure à celle du projectile...

La tendance de la section efficace $\sigma(Z)$ à descendre nettement sous la valeur de 1 mb semble systématique, ce qui est d'autant plus significatif que les corrections à apporter à cette mesure en efficacité géométrique, efficacité de détection et réactions secondaires sont faibles comme nous l'avons mentionné plus haut.

Les trois codes de désexcitation couplés à `INCL` sont en bon accord avec les données sur toute la région d'identification en charges contrairement à `ISABEL` qui s'avère incapable de reproduire ces sections efficaces de production. Ceci s'explique par ce qui sera vu un peu plus loin, à savoir l'étroite corrélation entre cette section efficace et le spectre en énergie d'excitation du pré-fragment issu de la cascade. La comparaison de nos données avec ce modèle ne sera pas poursuivie dans ce chapitre. Notons également le désaccord quantitatif entre nos données, qui confirment celles de FRS, et les modèles dans le domaine $Z \sim 33 - 43$ (plus important pour `ABLA07`).

Dans la suite de ce chapitre, les observables présentées ont toutes été obtenues avec notre procédure de sélection des événements vue au chapitre précédent. La figure 4.2 est le résultat d'un test de cette procédure : l'histogramme des sections efficaces de production des résidus obtenues après sélection et application des poids (en rouge) est comparé à celui déterminé sans sélection (en noir et Fig. 4.1).

4.2.1.2 Particules légères chargées

La figure 4.3 représente les sections efficaces de production des fragments légers chargés ($Z \in [2, 18]$) obtenues à partir des informations du mur de temps de vol. Les quantités dessinées peuvent être interprétées comme des sections efficaces absolues dans la mesure où elles ont été corrigées des poids pour les événements conditionnés, des efficacités géométriques et de détection. La procédure est identique en ce qui concerne les modèles filtrés pas la simulation Geant4 du dispositif.

On observe une décroissance forte de $Z_{ToF} = 2$ jusqu'à $Z_{ToF} \approx 8$ puis un plateau dont le niveau correspond à celui des petites charges Z_{FM} ($\sim$ 23-24) identifiées dans la Forward MUSIC. Dans la zone de recouvrement entre les charges identifiées dans le ToF et celles vues par la Forward MUSIC ($Z \in [12, 18]$), il est normal de trouver ici une section efficace plus

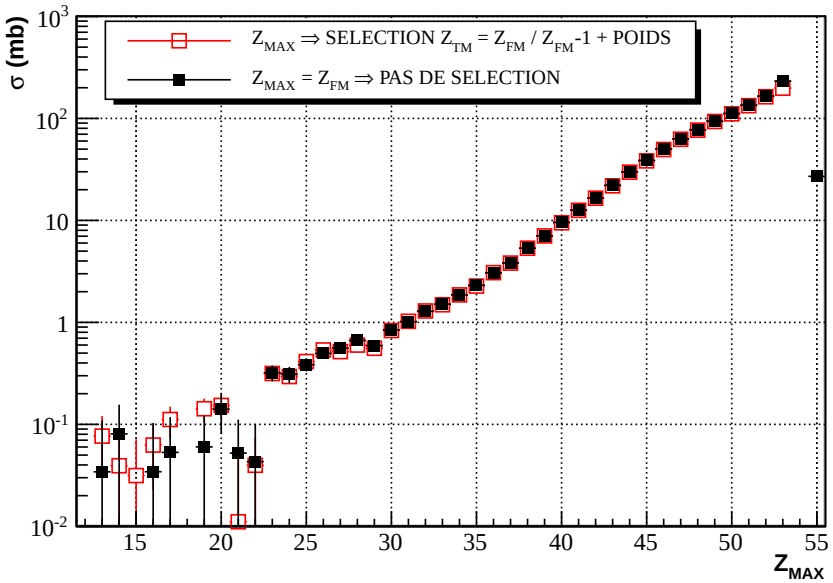


Figure 4.2 – Sélection des événements : test de la méthode des poids appliqués aux résidus du projectile.

grande, la différence étant comblée à ce moment-là par les fragments autres que le résidu (essentiellement la deuxième charge la plus grande dans l'événement). La différence d'un facteur 2 à 3 avec FRS est confirmée mais reste à expliquer. La description des modèles est peu satisfaisante, si ce n'est peut-être aux petites charges pour `SMM` et `GEMINI` et au-delà de $Z = 10$ pour `ABLA`.

Nous avons réalisé ici un autre test de notre méthode des poids : sur la figure 4.4, on constate que `INCL/GEMINI` filtré et corrigé des poids et des efficacités (géométrique et de détection) (en bleu - trait épais) reproduit la courbe issue directement du modèle sans le filtre de la simulation du dispositif expérimental (en noir - trait fin).

Il nous a été possible, contrairement à FRS, d'estimer la section efficace de production des héliums à une valeur

$$\sigma(He) \;=\; 536 \;\pm\; 28\, mb\,,$$

en bon accord avec l'ensemble des modèles de désexcitation étudiés ici :

$$\sigma(He)_{SMM} = 547 \pm 24\, mb,\ \sigma(He)_{ABLA} = 523 \pm 23\, mb,\ \sigma(He)_{GEMINI} = 621 \pm 25\, mb.$$

Il s'agit à notre connaissance des premières données sur la production d'hélium dans la spallation du ^{136}Xe.

4.2.1.3 Multiplicité des neutrons et des particules chargées

Notre analyse nous permet d'accéder, événement par événement, à la multiplicité moyenne des neutrons qui ont déclenché LAND et à la multiplicité des particules chargées. Les distri-

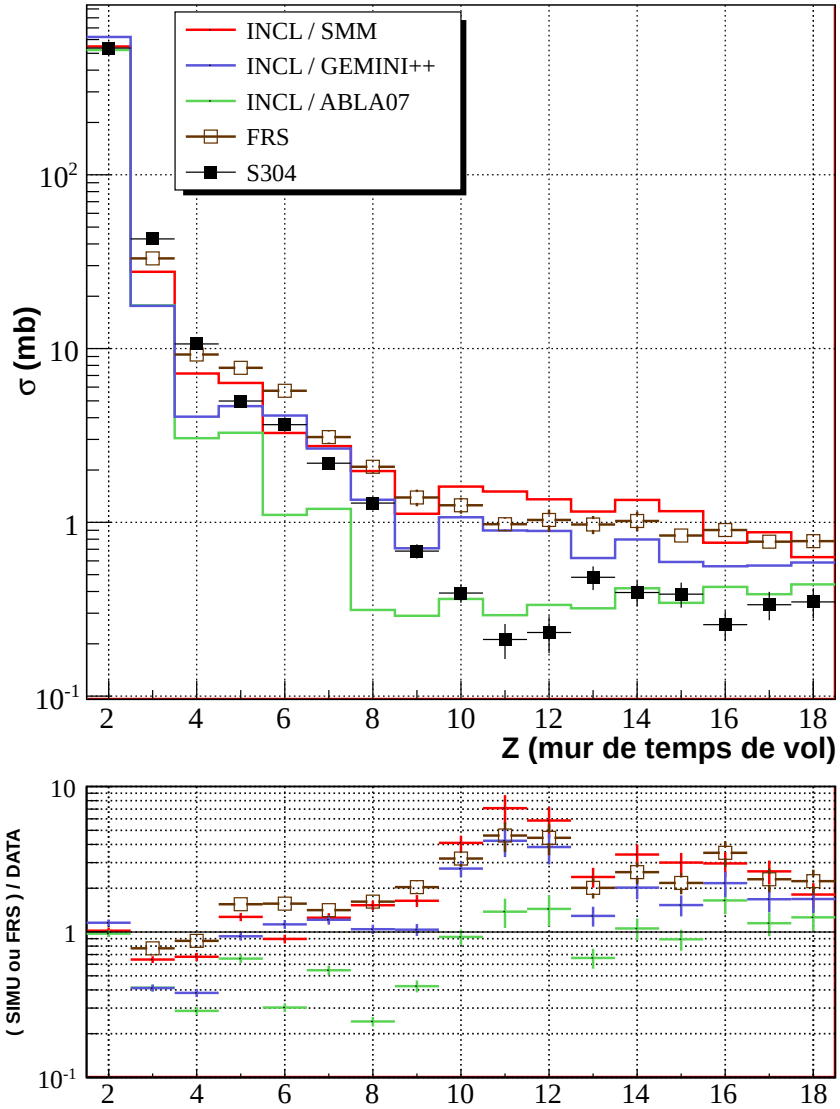


Figure 4.3 – Sections efficaces de production des charges identifiées dans le mur de temps de vol, $\sigma(Z_{ToF})$, après corrections.

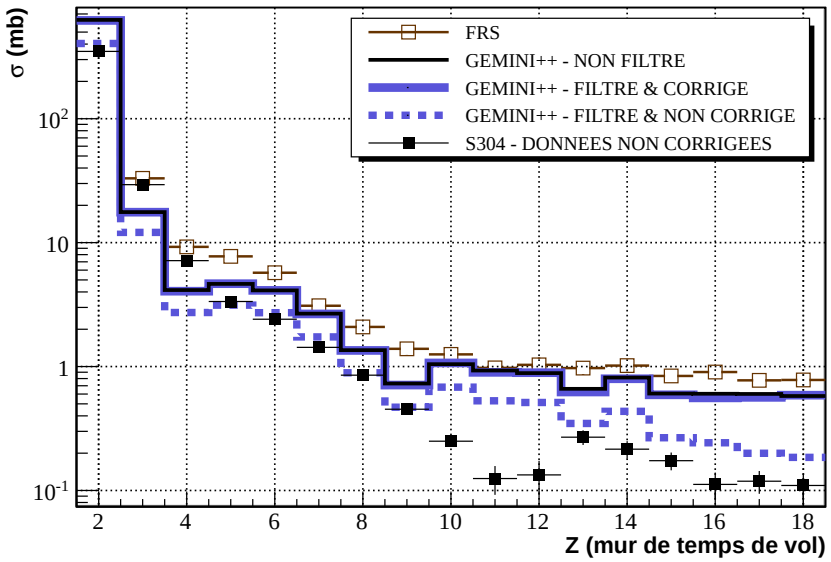


FIGURE 4.4 – Sélection des événements : test de la méthode des poids appliqués aux fragments légers chargés.

butions de ces deux grandeurs sont présentées sur les figures 4.5 et 4.6 respectivement. Par définition on a au minimum $mult(n) = 1$ (pour le déclenchement de LAND) et $mult(z) = 1$ (le résidu du projectile). Données et modèles sont en bon accord voire très bon accord sur plusieurs ordres de grandeur (en sections efficaces absolues). Les moyennes sont notamment bien reproduites :

	SMM	ABLA07	GEMINI++	S304
$\langle mult(n) \rangle$	8.2	8.0	8.1	7.8
$\langle mult(Z) \rangle$	1.38	1.35	1.42	1.38

Ce bon accord s'explique par le fait qu'il s'agit là essentiellement de l'émission de particules par évaporation "à la Weisskopf" d'héliums et de neutrons, bien prise en compte dans les modèles modernes de désexcitation que sont les trois modèles que nous utilisons pour analyser nos données.

4.2.1.4 Distribution des fragments dans le mur de temps de vol

Les distributions, horizontale $\sigma(X_{ToF})$ et verticale $\sigma(Y_{ToF})$, des fragments de charge 2 à 6 sont données sur les figures 4.7 et 4.8 respectivement. X_{ToF} est dans le plan dispersif de l'aimant ALADiN et mélange angles et impulsions alors que Y_{ToF}, dans le plan vertical non dispersif, est directement lié aux angles verticaux des particules à la cible (les champs de fuite d'ALADiN sont très peu focalisants à la sortie et la face avant est munie d'une plaque de garde limitant l'effet de ces champs de fuite et donc des composantes non dipolaires). On peut facilement observer les lattes trouées pour le passage du faisceau autour du scintillateur numéro 60 sur la figure 4.7, et constater la bonne couverture angulaire du ToF pour la

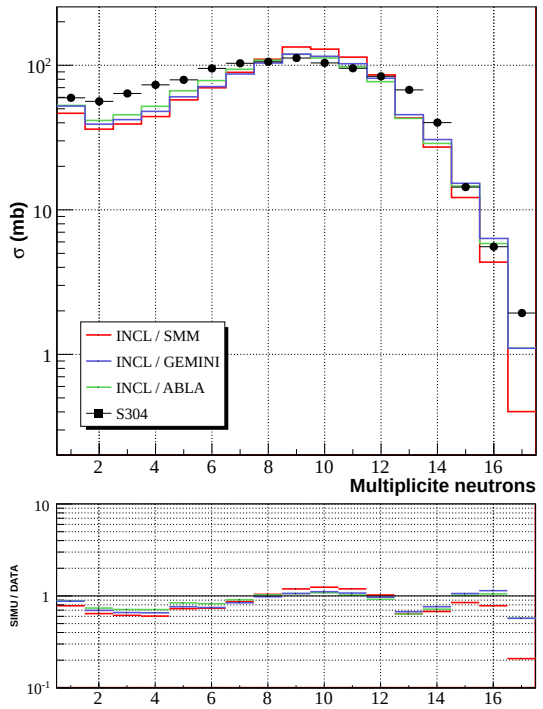


Figure 4.5 – Multiplicité moyenne des neutrons qui ont déclenché LAND.

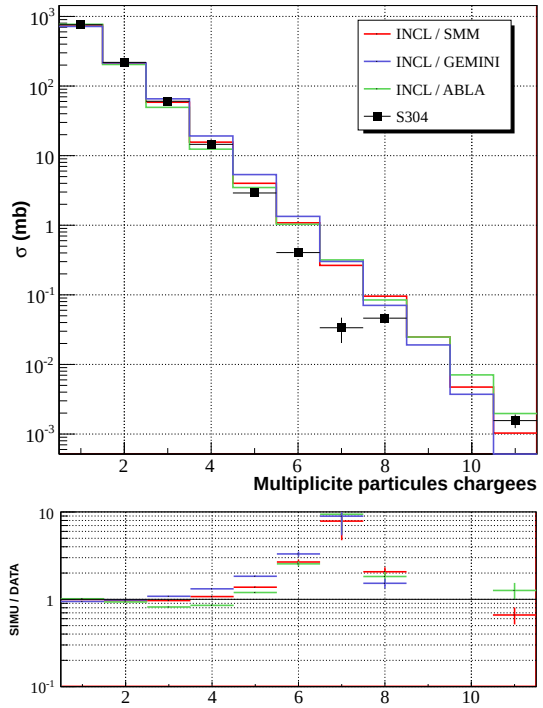


Figure 4.6 – Multiplicité des particules chargées.

détection des fragments légers chargés. On remarque également le grand écart de taux de comptage entre $Z = 2$ et $Z = 3$ d'une part, $Z = 3$ et $Z \geq 4$ d'autre part, ainsi que des fluctuations assez importantes d'un scintillateur à l'autre. Ces variations semblent en partie corrélées à la position des scintillateurs dont l'un des PM ne fonctionne pas et pour lequel l'identification en charge a été réalisée avec le ou les scintillateurs en vis-à-vis dans l'autre plan. Ces fluctuations sont observées pour toutes les cibles (y compris les "cibles vides" correspondant aux deux cibles, protons et ^{12}C) et ne sont pas encore comprises. Remarquons que les distributions en coordonnée verticale sont relativement piquées pour He, Li et Be, et s'aplanissent avec Z_{ToF}. La présence de ces pics laissent entrevoir une forte composante de ces fragments chargés avec une énergie relativement faible dans le référentiel au repos du projectile. Ceci est difficile à comprendre si l'on ajoute au mécanisme de l'évaporation la répulsion coulombienne entre le fragment et le noyau résiduel.

Ces distributions en X_{ToF} et Y_{ToF} sont également comparées à celles obtenues dans les modèles sur les figures 4.9 et 4.10 respectivement. Les modèles sont plus ou moins en accord en X_{ToF}, quelque soit Z_{ToF}, notamment en ce qui concerne les largeurs et les positions. Cependant, les pics autour du passage du faisceau en Y_{ToF} ne sont pas reproduits par les modèles. De plus cette comparaison de nos données avec les modèles semble faire apparaître une efficacité de détection systématiquement plus faible sur la gauche du passage du faisceau (*i.e.* aux hautes impulsions) que sur la droite, notamment pour les He et Li. Nous n'avons pas déterminé dans l'analyse de différence dans l'efficacité de détection entre les scintillateurs de part et d'autre du passage du faisceau. Si ce point aussi est encore à l'étude dans notre

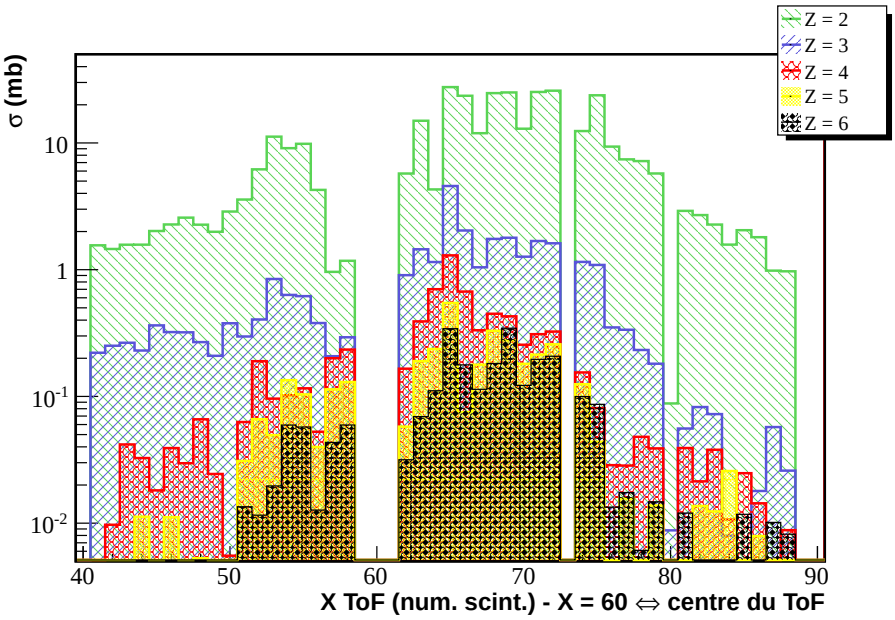


Figure 4.7 – Distributions horizontales des fragments de charge 2 à 6 dans le ToF.

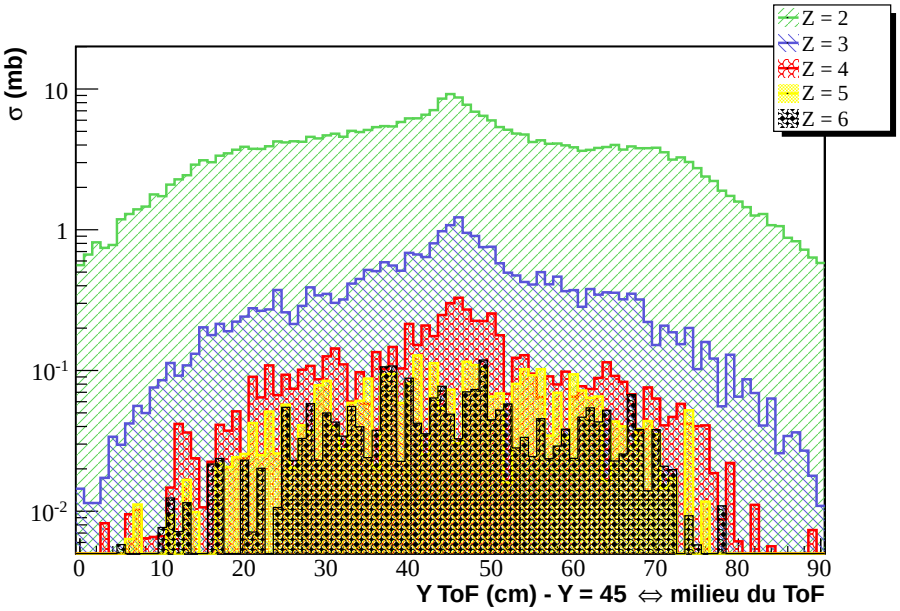


Figure 4.8 – Distributions verticales des fragments de charge 2 à 6 dans le ToF.

analyse des données, il affecte peu nos mesures dans ce sens que l'essentiel des fragments chargés mesurés se situe sur la droite du passage du faisceau, en un lieu où les taux de comptage varient moins d'un scintillateur à l'autre.

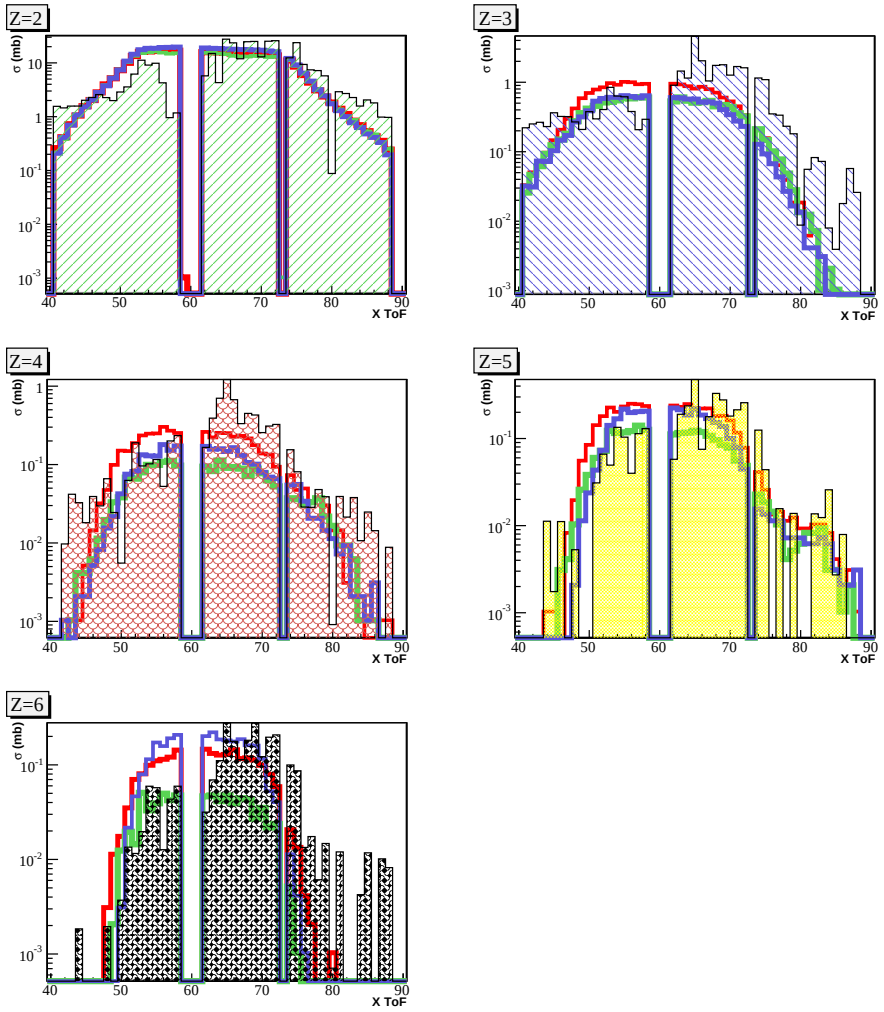


Figure 4.9 – Distributions horizontales des fragments de charge 2 à 6 dans le ToF comparées aux modèles.

4.2.1.5 Distribution des neutrons dans LAND

La distribution des neutrons dans le détecteur LAND, dans le plan (x, y) transverse à la direction incidente des neutrons, telle qu'obtenue dans les données et dans les différents modèles est tracée sur la figure 4.11. La distribution est très piquée dans `GEMINI++` contrairement à `SMM` et `ABLA` qui produisent une distribution plus gaussienne (en deux dimensions). La distribution prévue par `ABLA` semble très proche de nos données.

Dans cette première partie, nous avons regardé les sections efficaces de nos observables physiques « simples » afin (1) de nous assurer du bon contrôle de notre dispositif expérimental

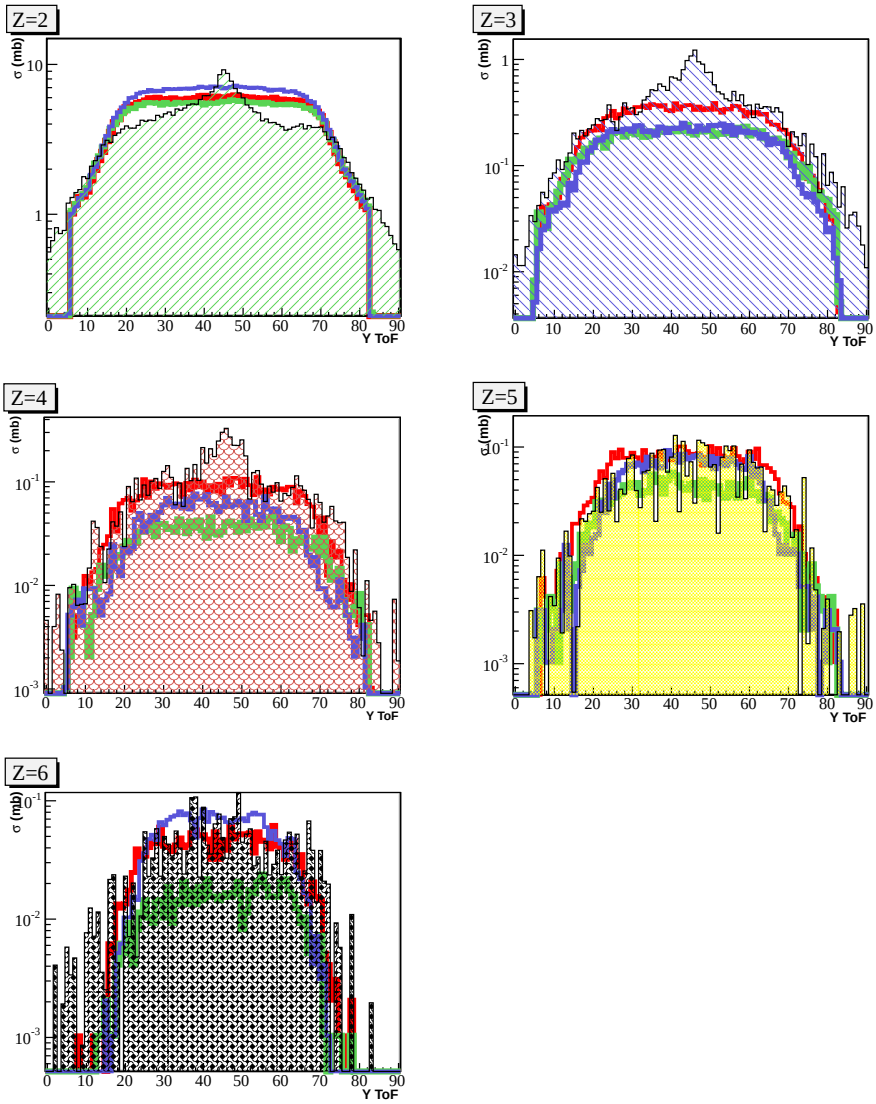


Figure 4.10 – Distributions verticales des fragments de charge 2 à 6 dans le ToF comparées aux modèles.

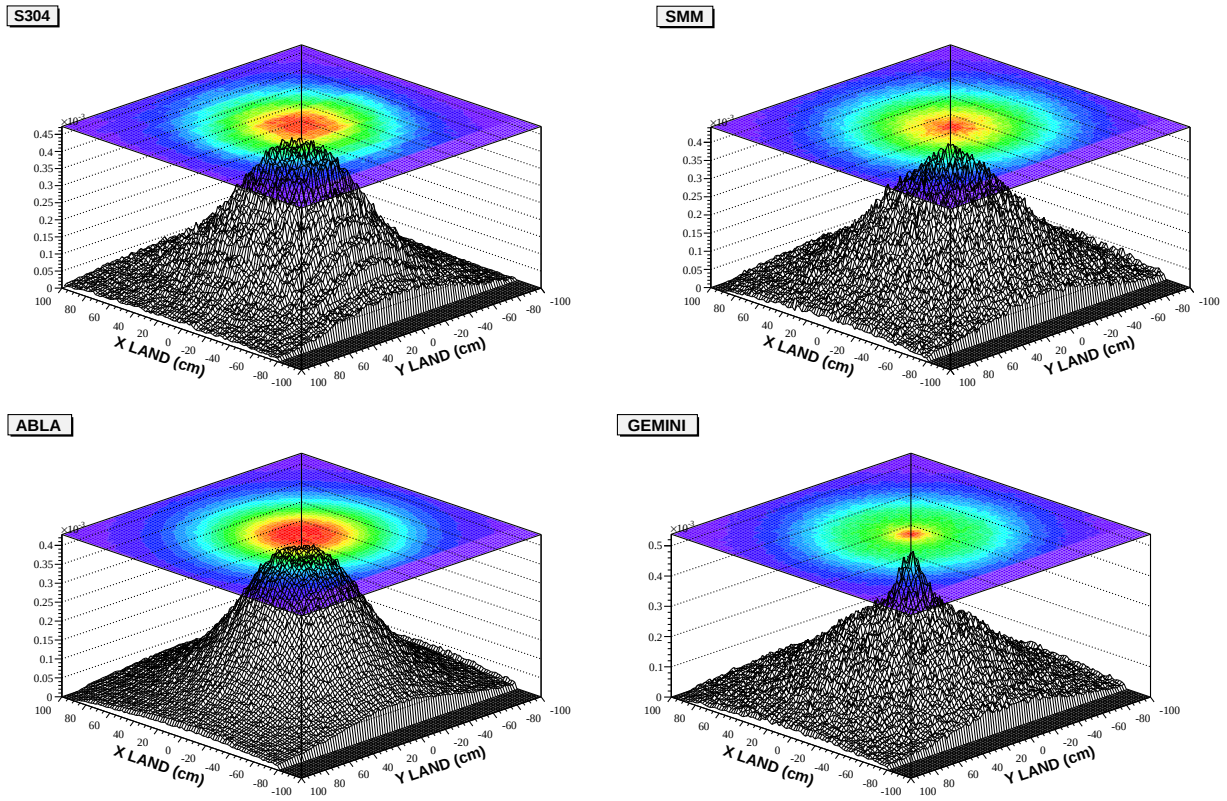


Figure 4.11 – Distribution dans le plan transverse des neutrons dans LAND obtenue dans les données (en haut à gauche) et dans les différents modèles de désexcitation couplés à `INCL`.

(ce qui semble être le cas) et (2) de tester les modèles dans, disons, leur globalité. Nous venons de voir que les trois modèles de désexcitation sont souvent proches et en accord avec les données. Nous allons maintenant nous intéresser à l'étude des observables en coïncidence afin d'essayer d'aller plus loin dans la compréhension des mécanismes de réaction.

4.2.2 Observables en coïncidence

4.2.2.1 Multiplicité totale

La multiplicité totale de particules, *i.e.* la somme des neutrons, des particules légères chargées et du résidu du projectile a été déterminée événement par événement. Les sections efficaces qui en résultent sont visibles sur la figure 4.12. Les données sont très bien reproduites par les modèles, avec très peu de dispersion entre leurs prédictions, en section efficace sur quatre ordres de grandeur. S'il est à souligner que, comme nous l'avons vu un peu plus haut, les multiplicités de neutrons et de fragments chargés sont au départ bien décrites individuellement, le bon accord obtenu entre les prévisions des modèles et nos données indique que la corrélation entre les multiplicités des neutrons et celles des fragments chargés est bien reproduite par les modèles.

4.2.2.2 Charge reconstruite

Connaissant le contenu en particules de l'état final, il est possible de déterminer une charge reconstruite Z_{BOUND} [6] pour chaque événement :

$$Z_{BOUND} = \sum_{Z_i \geq 2} Z_i \ .$$

La figure 4.13 montre la corrélation entre cette charge reconstruite et la charge du pré-fragment. Si la corrélation est significative pour $Z_{BOUND} \geq 45$, elle disparaît presque totalement pour $Z_{BOUND} \leq 40$.

La section efficace $\sigma(Z_{BOUND})$ (Fig. 4.14) est très piquée vers les valeurs de Z_{BOUND} proches de la charge du projectile. D'ailleurs, $\sigma(Z_{BOUND} = 53)$ vaut approximativement $\sigma(Z = 53)$, ce qui s'explique par le fait que, comme nous le verrons ci-dessous, la section efficace est, dans ce domaine, dominée par la désexcitation du pré-fragment par simple évaporation (émission) de neutrons. $\sigma(Z_{BOUND})$ varie de trois à quatre ordres de grandeur dans le domaine que nous avons mesuré.

Nous constatons que les données sont bien décrites par les modèles pour $Z_{BOUND} \geq 45$, ce qui correspond, comme nous l'avons écrit ci-dessus, au domaine dans lequel cette variable est corrélée étroitement avec la charge du pré-fragment issu de la cascade intranucléaire.

6. Utilisée, par exemple, dans les expériences d'ions lourds de nos collègues de feu le groupe ALADiN du GSI afin de caractériser la centralité de la collision [86].

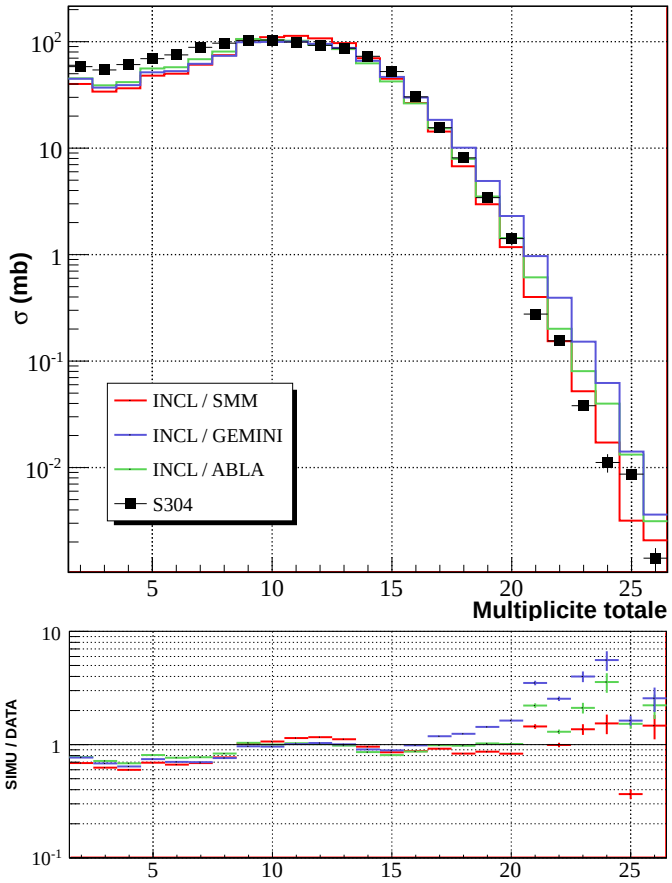


Figure 4.12 – Sections efficaces de la multiplicité totale (neutrons + particules chargées).

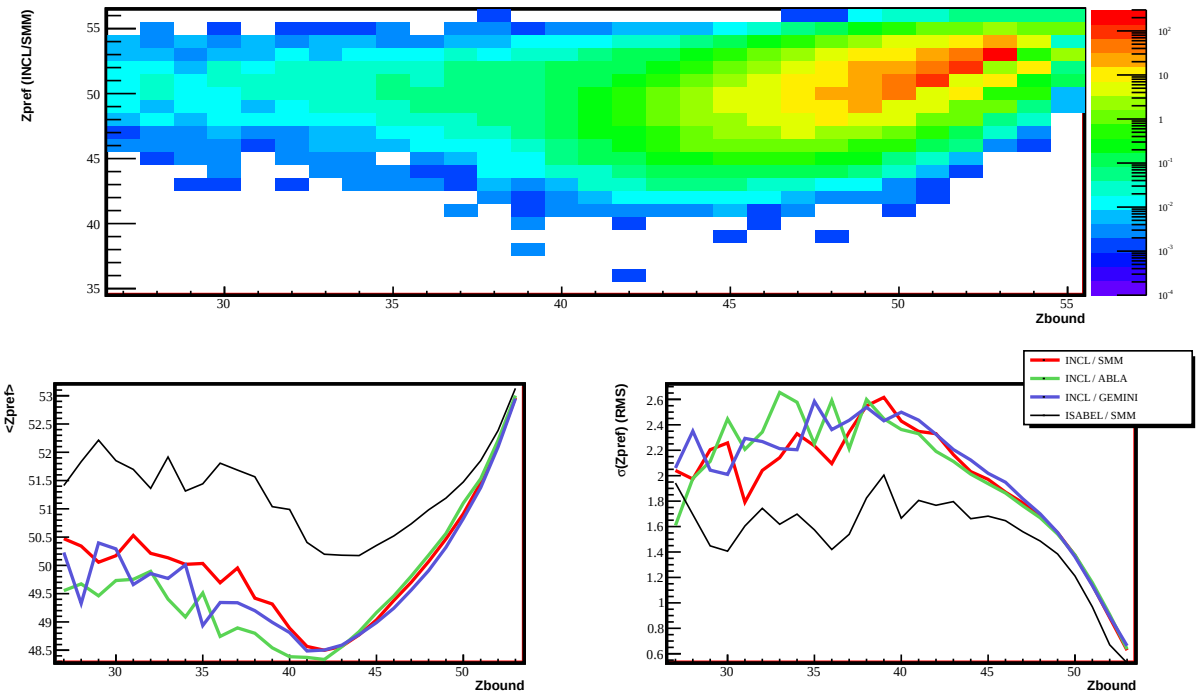


Figure 4.13 – Corrélation entre la charge du pré-fragment Z_{pref} (ordonnée) et la charge reconstruite Z_{BOUND} (abscisse), moyenne et RMS.

En dessous de cette valeur les modèles, qui présentent peu de dispersion entre eux, sous-estiment de manière tout à fait notoire nos données. En suivant ce que nous avons écrit plus haut, cela doit signifier que l'importance des canaux de désexcitation du pré-fragment détectables dans notre dispositif n'est pas reproduite par les modèles. On pense, bien sûr alors, à l'émission des hydrogènes (p, d, t) qui pourrait être sous-estimée. Cette hypothèse est à tester. Néanmoins, comme nous l'avons vu ci-dessus, l'émission des neutrons est bien prédite par les modèles (en sections efficaces). Il serait étonnant qu'il n'en soit pas de même pour les protons, principales particules de charge unité émise dans la désexcitation des pré-fragments même si, à la différence des neutrons, l'émission des isotopes de l'hydrogène nécessite en particulier le calcul de la barrière coulombienne du noyau émetteur. De même, si l'émission de deutons était sous-estimée, cela ne serait probablement pas sans conséquence sur l'émission globale des neutrons. Mais une autre hypothèse est à envisager et nous l'examinerons ci-dessous. En effet, si les modèles surestiment l'émission de fragments composites, *i.e.* de charge plus grande que 3 que notre dispositif détecte avec grande efficacité, $\sigma(Z_{BOUND})$ s'en trouve alors sous-estimée pour les petites valeurs puisque ces canaux contribuent à de plus grandes valeurs de Z_{BOUND}. Enfin, nous pouvons remarquer que la sous-estimation de $\sigma(Z_{BOUND})$ par les trois modèles correspond aussi à un domaine en charge où $Z(FM) \approx$ 30-40, intervalle dans lequel les modèles sous-estiment les sections efficaces que nous avons mesurées. Cette sous-estimation est liée à l'incapacité du modèle `INCL` de générer suffisamment d'énergie excitation en fin de cascade intranucléaire. Au regard des différences que nous constatons en comparant $\sigma(Z(FM))$ et $\sigma(Z_{BOUND})$, cet effet ne peut expliquer qu'en partie le désaccord

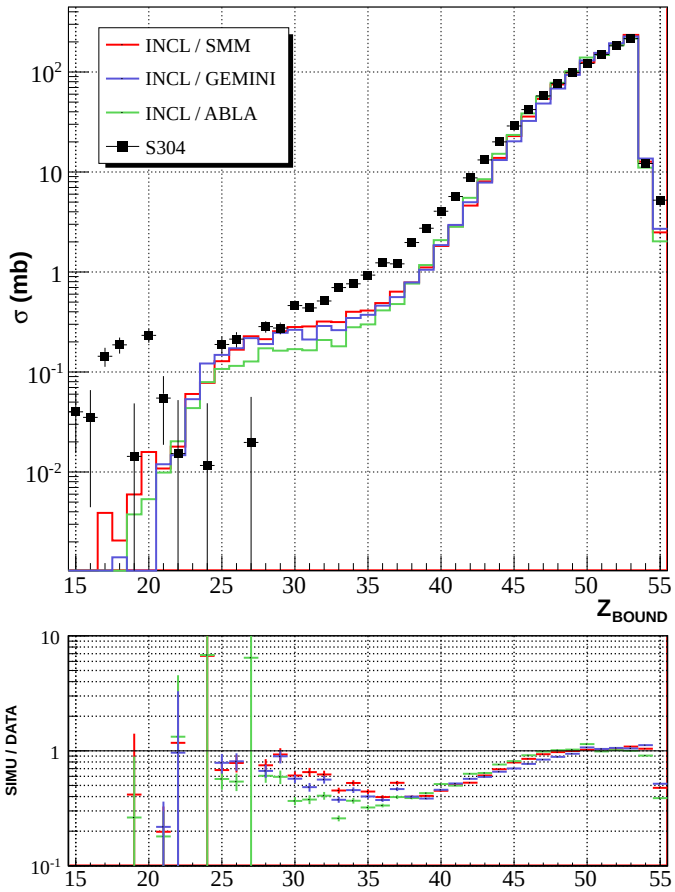


Figure 4.14 – Sections efficaces de Z_{BOUND}, la charge reconstruite dans l'événement.

entre les modèles et nos données.

4.2.2.3 Les deux plus gros fragments de l'événement : Z_{MAX}/z_2

Par conception de l'acquisition des données de notre expérience et comme cela fut mentionné plus haut, la chambre d'ionisation « Forward MUSIC » mesure la charge la plus grande de chaque événement. On a, de fait, $\forall\ Z_{FM} \geq 25$, $Z_{FM} = Z_{MAX}$. Pour des charges plus petites, une différence apparaît entre les deux sections efficaces, en tout cas dans le principe. Quantitativement, cette différence reste faible comme on peut le voir en comparant les deux figures 4.1 et 4.3.

La comparaison entre nos données et les modèles (Fig. 4.15) fait apparaître un bon accord, si ce n'est, encore une fois, pour les états finaux dans lesquels la charge du résidu du projectile est autour de 40 - 45 pour lesquelles les modèles sous-estiment nos mesures d'environ 20 à 30 %.

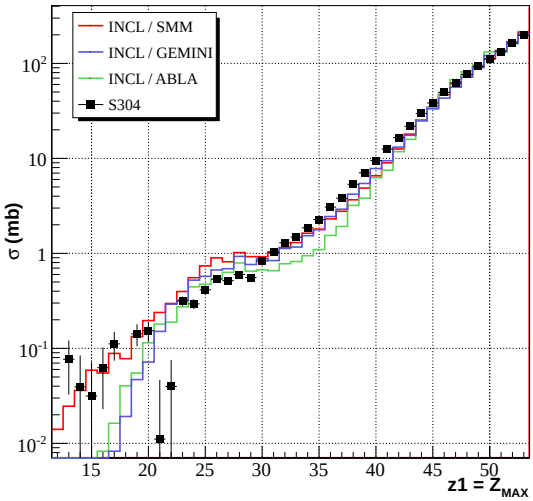


Figure 4.15 – $\sigma(Z_{MAX})$ (mb).

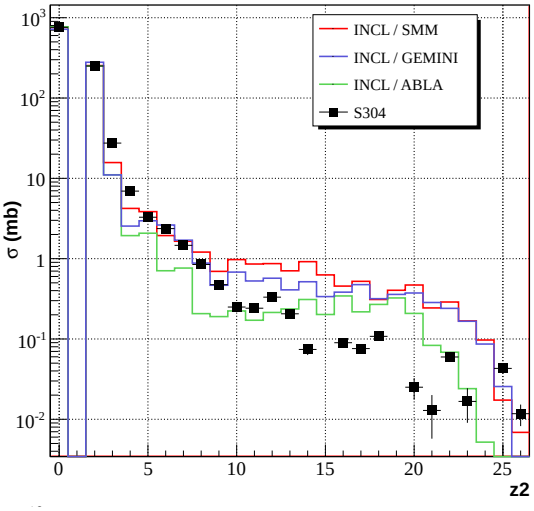


Figure 4.16 – $\sigma(z_2)$ (mb).

z_2 est définie comme étant la deuxième charge la plus grande dans un événement. Si cet événement ne compte qu'un fragment chargé (essentiellement des états finaux comprenant un résidu du projectile et des neutrons dans la détection), on a $z_2 = 0$. En dehors de ce canal, la section efficace $\sigma(z_2)$ (Fig. 4.16) est très proche de $\sigma(Z_{ToF})$. Le graphe de $\sigma(z_2)$ est dominé par les deux canaux $z_2 = 0$ (70 %) et $z_2 = 2$ (25 %). Remarquons en particulier que nous déterminons des sections efficaces assez faibles ($\approx 10^{-2}$-10^{-1} mb) pour les canaux $z_2 \geq 20$, ce qui confirme que le désaccord entre notre détermination de $\sigma(Z)$ dans ce domaine et celle de l'expérience GSI-FRS de P. Napolitani *et al.* ne s'explique pas par la coïncidence entre un tel fragment et un fragment de charge supérieure.

Comme en ce qui concerne $\sigma(Z_{ToF})$, $\sigma(z_2)$ telle que nous l'avons mesurée n'est pas reproduite par les modèles que nous avons utilisés. Ces derniers la surestiment de manière importante

dans le domaine $z_2 \in [10, 25]$ tout en sous-estimant les sections efficaces que nous déterminons pour $z_2 = 3$ et 4. Cette comparaison semble renforcer l'hypothèse avancée ci-dessus que ces modèles surestiment l'importance des canaux de désexcitation du pré-fragment par émission de fragments relativement lourds, *i.e.* de charge $Z \geq$ 6-7.

Nous pouvons quantifier cette différence entre les modèles et nos données en considérant la section efficace $\sigma(Z_{MAX} - z_2)$ de l'écart entre les deux plus grosses charges des événements, avec la restriction $z_2 \geq 3$ qui nous permet de *zoomer* sur des événements avec au moins deux fragments composites dans l'état final[7] (*i.e.* moins de 5 % des événements).

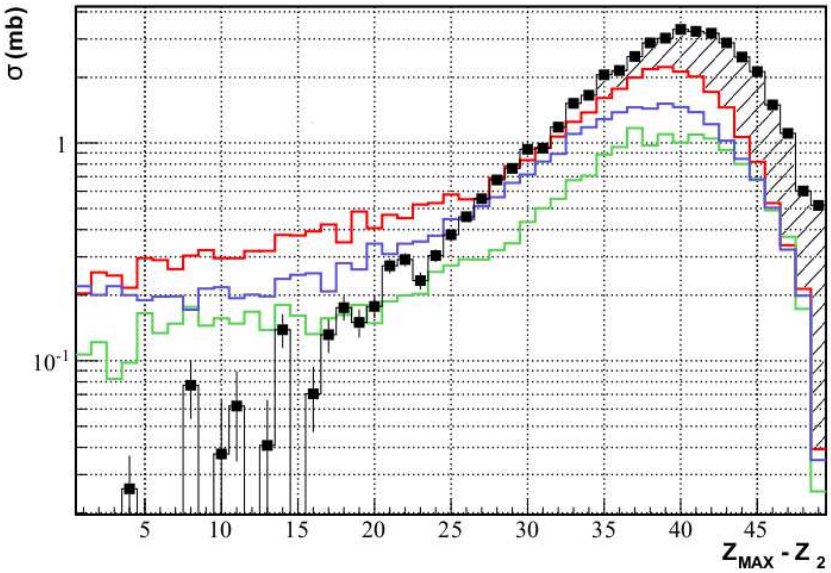


Figure 4.17 – Sections efficaces de $(Z_{MAX} - z_2)$, pour les événements tels que z_2 soit au moins égale à 3.

La comparaison de nos données avec les modèles (Fig. 4.17) fait apparaître trois choses :

- Si les modèles comme les données laissent voir un maximum bien prononcé de cette section efficace, le maximum que nous avons mesuré n'est reproduit ni en position ni en hauteur par les modèles. Le maximum de $\sigma(Z_{MAX} - z_2)$ que nous avons mesuré se trouve à ≈ 41, alors que les modèles le prévoient autour de 38, avec une section efficace nettement moindre.
- Nos données font apparaître des événements qui correspondent à $Z_{MAX} - z_2 \geq 45$, soit $Z_{MAX} \geq 48$, en nombre nettement plus grand que dans les modèles. Ces événements sont liés à des mécanismes d'émission de fragments composites de charge $Z \geq 3$ à faible énergie d'excitation.
- Les modèles prévoient des valeurs de cette section efficace autour de 0.1 - 0.3 mb pour $Z_{MAX} - z_2 \leq 15$ que nous n'observons pas du tout dans nos données.

7. Les particules α sont considérées, du point de vue des mécanismes de désexcitation, comme des particules élémentaires, ces voies de désexcitation étant assimilées à de la radioactivité α des noyaux lourds. Nous reprenons ainsi la distinction faite dans l'analyse de l'expérience SPALADIN sur la réaction $^{56}Fe + p$ à 1 GeV par nucléon.

La comparaison entre notre mesure et les sections efficaces $2D$ $\sigma(Z_{MAX}, z_2)$ (Fig. 4.18) explique la raison de ce décalage. On observe en effet dans les résultats des modèles filtrés par la simulation du dispositif expérimental une différence qualitative importante. Ces trois modèles prévoient en effet une production de fragments composites se trouvant autour d'une droite $Z_{MAX} + z_2 \approx cste$. Cette distribution des événements s'apparente à une distribution d'événements de fission et semble presque totalement absente de nos données. Elle contribue de façon essentielle à $\sigma(Z_{MAX} - z_2)$ pour $Z_{MAX} - z_2 \leq 15$, d'où la différence notée plus haut entre les modèles et nos données sur cette section efficace.

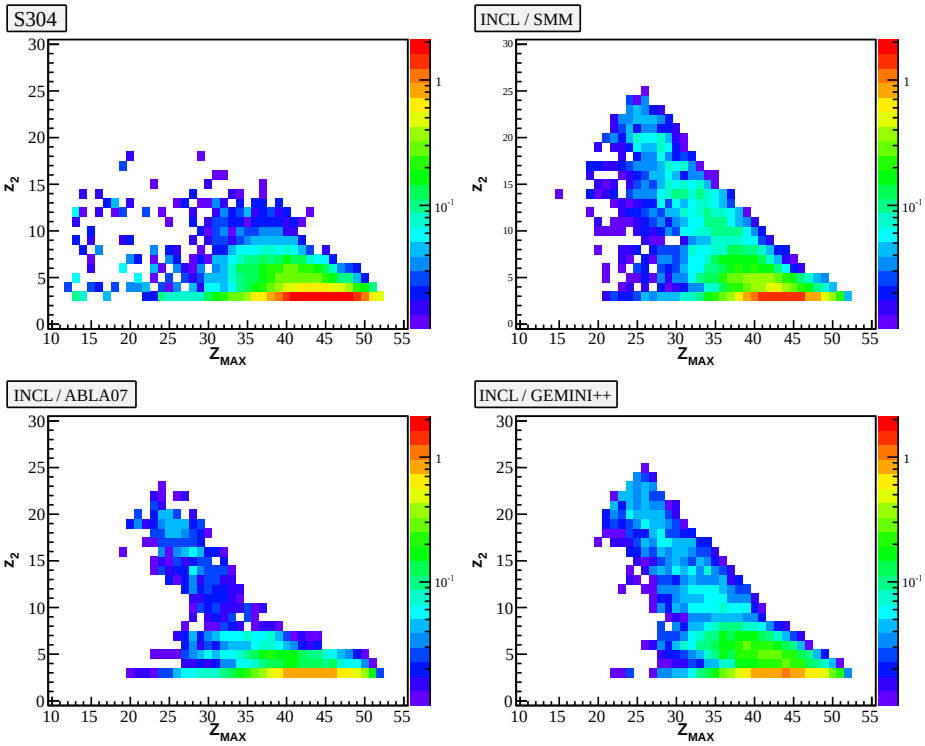


Figure 4.18 – Sections efficaces $2D$ $\sigma(Z_{MAX}, z_2)$, pour les événements tels que z_2 soit au moins égale à 3.

4.2.2.4 Classification des états finaux de la réaction

Afin de mieux distinguer le contenu en fragments de l'état final, nous avons décomposé $\sigma(Z)$ et $\sigma(Z_{BOUND})$ en différentes contributions qui représentent différents modes de désexcitation [8].

Nous avons choisi cinq canaux définis selon leur contenu en fragments et en héliums :
- Canal (1) : un résidu du projectile en coïncidence avec au moins un neutron et sans He
- Canal (2) : un résidu + au moins un He + au moins un neutron

8. Comme cela a été fait dans l'analyse de l'expérience SPALADIN pour le système $^{56}Fe + p$ à 1 GeV par nucléon [66, 19].

- Canal (3) : un résidu + un fragment de charge au moins 3 ($z_2 \geq 3$), pas de He et au moins un neutron
- Canal (4) : un résidu + un fragment de charge au moins 3 ($z_2 \geq 3$), au moins un He et au moins un neutron
- Canal (5) : trois fragments (au moins) de charge au moins 3 chacun (pas de condition sur He, au moins un neutron)

Les spectres sont présentés de manière cumulative sur les figures 4.20 et 4.22 et composante par composante sur les figures 4.21 et 4.23.

La contribution de chaque canal (numéroté comme dans le texte) à la section efficace totale est donnée sur la figure 4.19. Près de 96 % des événements n'ont qu'un seul fragment dans l'état final et la contribution du mode à trois fragments ou plus n'est que de quelques pour mille (quelques pour cent pour deux fragments).

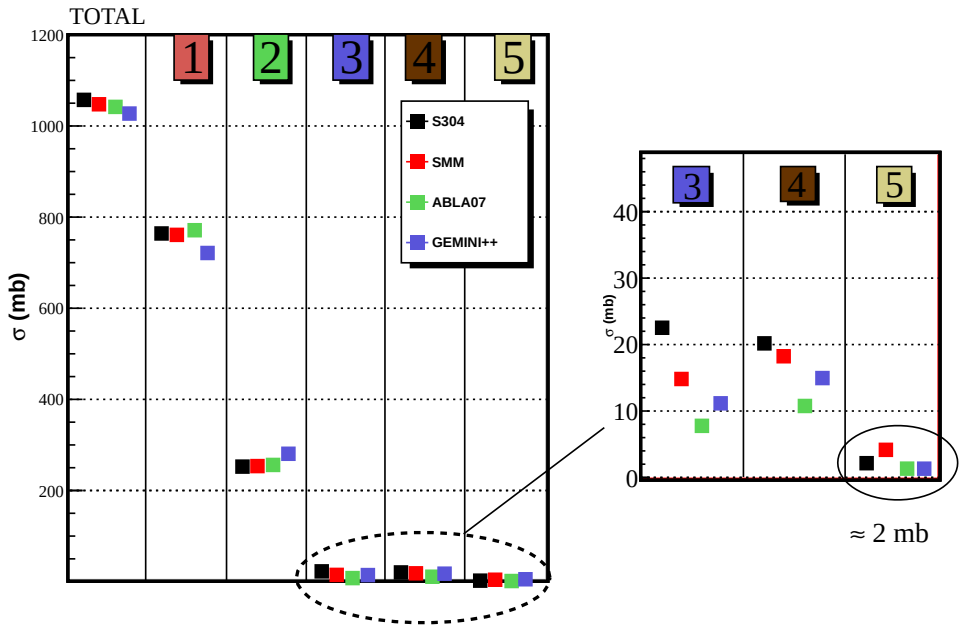


Figure 4.19 – Contribution de chaque canal de désexcitation (défini dans le texte et figure 4.20) à la section efficace totale.

La décomposition de $\sigma(Z)$ (Fig. 4.20) nous permet de constater, comme l'on pouvait s'y attendre, que les états finaux à un fragment peuplent principalement les charges proches de celle du projectile, comme dans l'expérience précédente sur le fer [66, 19], et que les petites charges (≤ 10) correspondent à des états finaux à plusieurs fragments, ce qui est plus naturel étant donnée la section efficace de $\sigma(Z_{MAX})$, extrêmement faible en valeur sous $Z_{MAX} \sim 18$. Les modèles reproduisent correctement les canaux (1) et (2) (Fig. 4.21) mais sont en fort désaccord avec nos données en ce qui concerne le niveau et la forme de la contribution à deux fragments en dessous de $Z \sim 30$ (canaux (3) et (4)). On retrouve ici la surestimation par les modèles de nos données sur l'observable $\sigma(z_2)$. Quant au canal (5), si `ABLA` et `GEMINI`

semblent *a priori* plus proche de la forme de nos données que ne l'est SMM, tous ont des difficultés à reproduire l'extension vers les grandes charges.

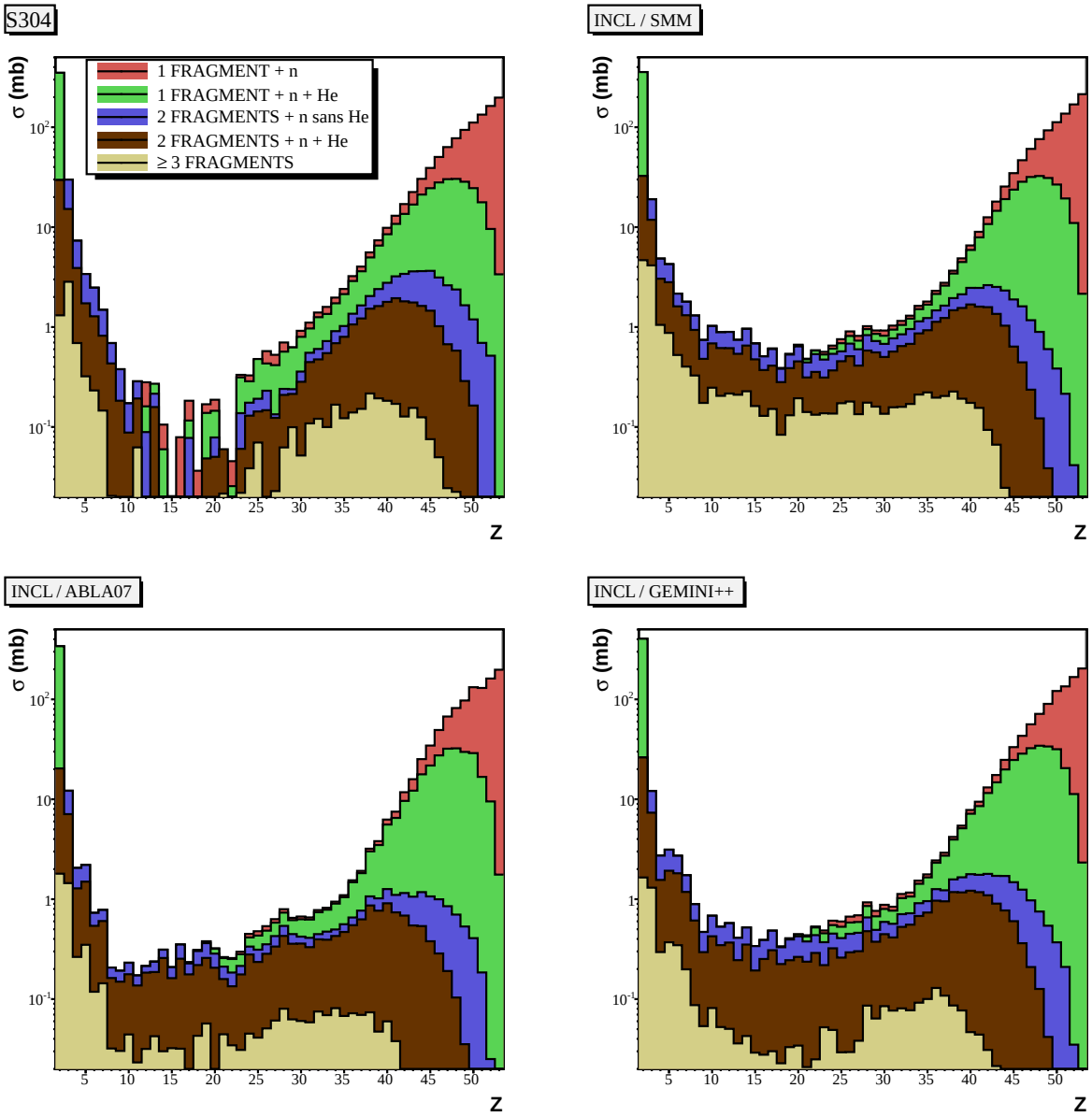


Figure 4.20 – Contribution des différents modes de désexcitation au spectre en charge observée pour les codes de désexcitation SMM, ABLA07 et GEMINI++, associés à INCL4, après le filtre Geant4, comparés à l'expérience (voir texte). Les spectres sont cumulatifs.

La section efficace $\sigma(Z_{BOUND})$ est dominée aux grands Z_{BOUND} par le canal (1) (Fig. 4.22). Le rapport des contributions des différents états finaux est approximativement constant sur Z_{BOUND} hormis près des maxima de la section efficace (≈ 50 pour le canal (2), 48 pour les canaux (3) et (4), relativement plat entre 45 et 50 pour le canal (5)).

Les canaux (1) et (2) (Fig. 4.23) sont assez bien décrits par les modèles, en hauteur et

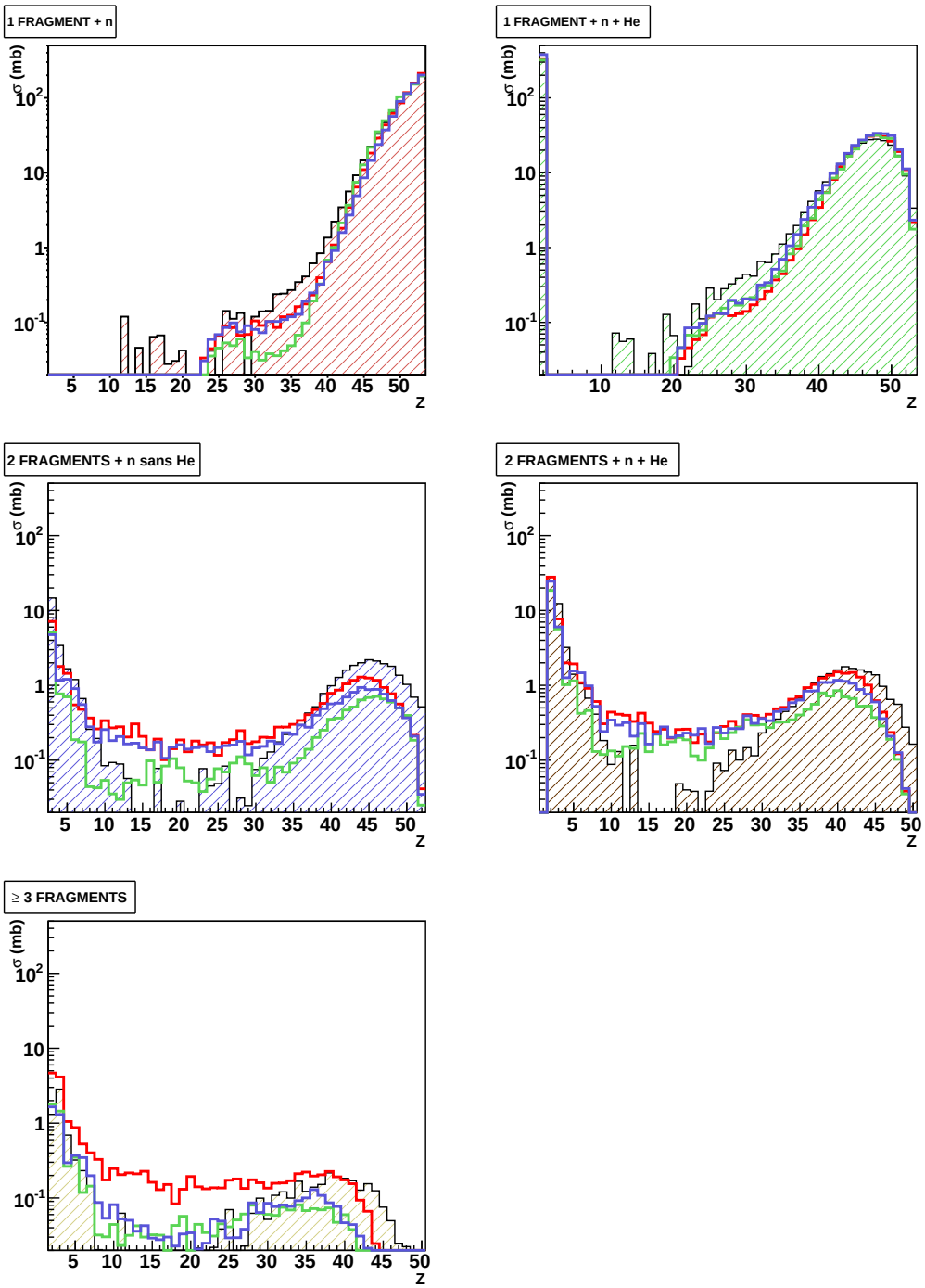


Figure 4.21 – Contribution des différents modes de désexcitation (introduits dans le texte et figure 4.20) au spectre en charge présenté composante par composante.

en forme, si ce n'est pour les petites charges reconstruites (≤ 42) systématiquement sous-estimées. La position du maximum est relativement bien reproduite dans les canaux (3) et (4) mais les distributions calculées par les modèles sont plus piquées autour de ces maxima. De plus, nos données font apparaître des événements à deux fragments, avec ou sans He à $Z_{BOUND} \approx Z_{proj}$ qui peuvent s'interpréter comme des fissions asymétriques à faible énergie d'excitation du pré-fragment, événements qui ne sont pas prédits par les modèles. Le canal (5) (trois fragments ou plus dans l'état final) est globalement mal décrit : la hauteur des sections efficaces est mal reproduite par `SMM`, mieux par `ABLA` et `GEMINI` mais l'extension des données vers les grandes valeurs de Z_{BOUND} n'est pas prévue par les modèles.

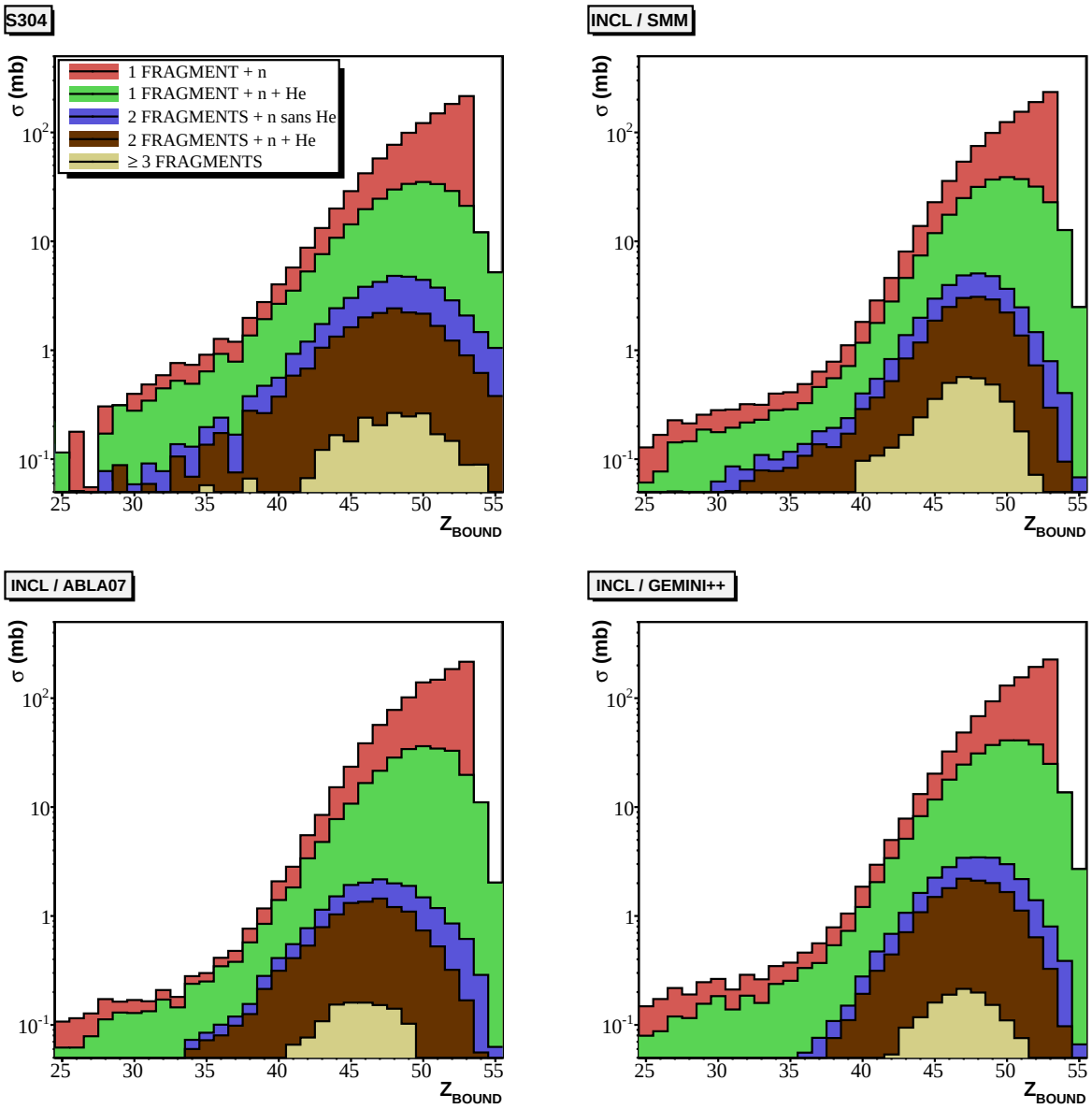


Figure 4.22 – Contribution des différents modes de désexcitation au spectre en charge reconstruite : mêmes modes que pour la figure 4.20. Les spectres sont cumulatifs.

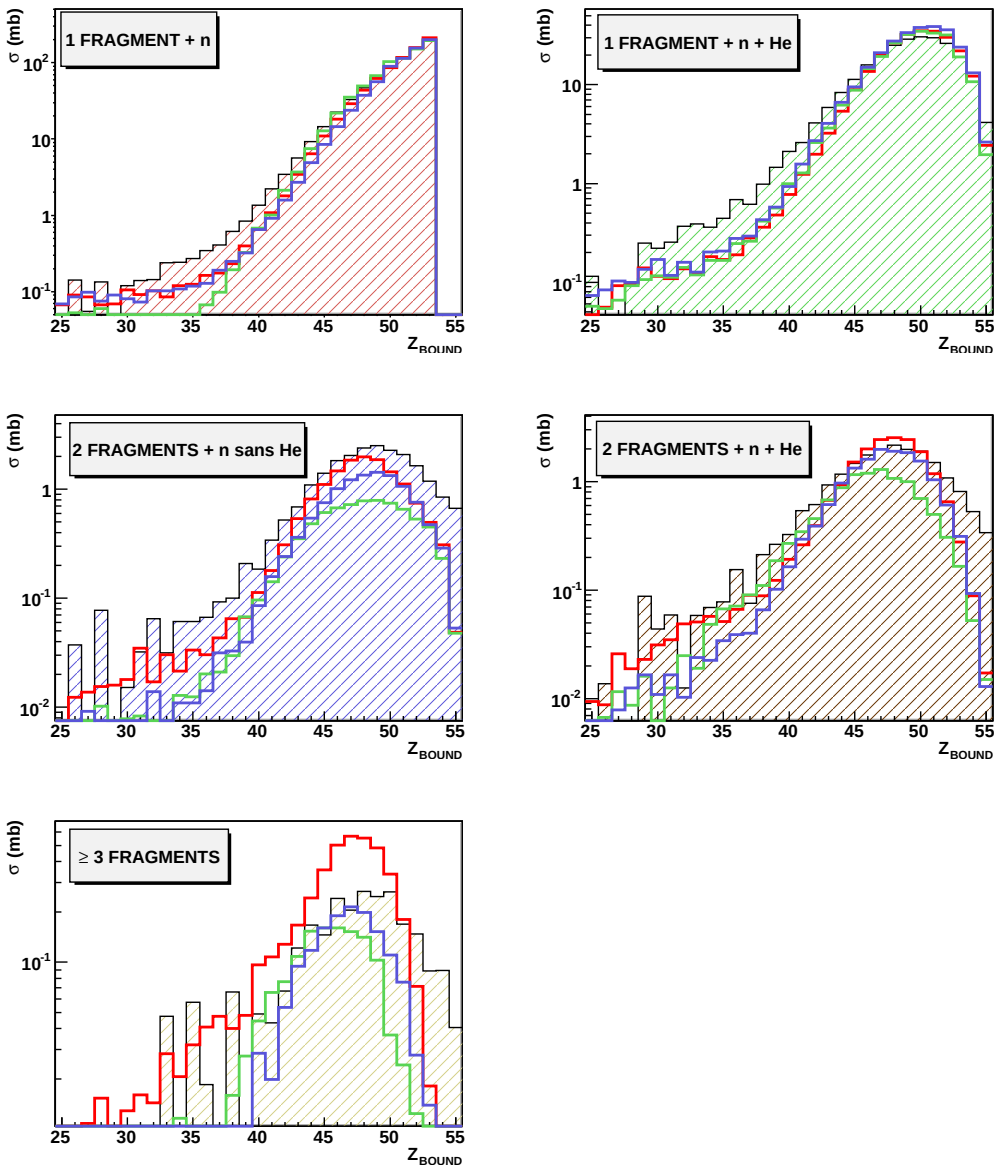


Figure 4.23 – Comparaison composante par composante des modes de désexcitation dans le cas de la charge reconstruite.

4.2.3 Évolution des observables avec E^*/A

Nous allons maintenant poursuivre notre étude avec l'évolution de nos observables expérimentales en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon (E^*/A) du pré-fragment à la fin de la cascade.

4.2.3.1 Estimateur et estimation de l'énergie d'excitation

Nous avons vu un peu plus haut que la section efficace de production de la charge maximale ainsi que celle de la multiplicité totale sont bien reproduites par les modèles. Ces deux quantités sont de plus un *bon indicateur de l'énergie d'excitation par nucléon du pré-fragment*. En effet, nous pouvons voir sur les figures 4.24 et 4.25 la corrélation entre l'énergie d'excitation par nucléon et, respectivement, soit la charge du plus gros fragment Z_{MAX} soit la multiplicité totale M_{TOT}. Si cette seconde variable est couramment utilisée dans les expériences de collision d'ions lourds [87], la première a aussi été choisie pour étudier l'évolution du spectre de multiplicité totale avec l'énergie d'excitation E^*/A. De plus, la faible dispersion des modèles sur ces corrélations, que ce soit en moyenne ou en écart-type est à souligner. Elle permet d'affirmer que ces observables expérimentales sont essentiellement liées à la cascade intranucléaire. On peut en apporter une interprétation en termes de filtre expérimental : l'efficacité géométrique semble d'une part peu variable en fonction du type de fragments émis dans la désexcitation et, d'autre part, relativement bien prise en compte dans la simulation numérique du dispositif expérimental.

On remarque que M_{TOT} est corrélée avec E^*/A de façon plus linéaire que Z_{MAX}, notamment aux hautes énergies d'excitation. Les trois modèles produisent les mêmes corrélations, aussi bien pour la moyenne que pour l'écart-type, pour les deux variables. À noter, tout de même, une dispersion accentuée des modèles dans l'intervalle 4 de la variable Z_{MAX}, avec `ABLA` plus élevée en E^*/A. Ceci explique le fait que $\sigma(Z_{MAX})$ est plus sous-estimée par `INCL/ABLA` dans ce domaine en Z_{MAX} (Fig. 4.15).

Nous avons défini plusieurs intervalles pour chacune de ces deux observables, numérotés de 1 (intervalle correspondant à la plus petite énergie d'excitation) à 5 (intervalle de plus haute énergie d'excitation). La valeur moyenne et le RMS de l'énergie d'excitation par nucléon dans ces intervalles sont donnés dans les tables 4.1 et 4.2 pour le calcul `INCL/SMM`.

En y regardant dans le détail on notera que la définition de ces intervalles correspond à des variations soit de la corrélation moyenne soit de l'écart-type de cette corrélation.

Nous avons aussi regardé la corrélation entre la charge reconstruite Z_{BOUND} et E^*/A, corrélation qui nous servira dans la section suivante pour comparer nos données sur la réaction $^{136}Xe+p$ à nos données sur la réaction $^{136}Xe+^{12}C$. Cette corrélation est tracée sur la figure 4.26 ainsi que les intervalles de sélection, dont les valeurs moyennes sont données dans la table 4.3.

La figure 4.27 représente le profil en E^*/A dans un intervalle de chacune des ces trois observables expérimentales. Ces profils sont bien définis, avec une largeur certes non négligeable,

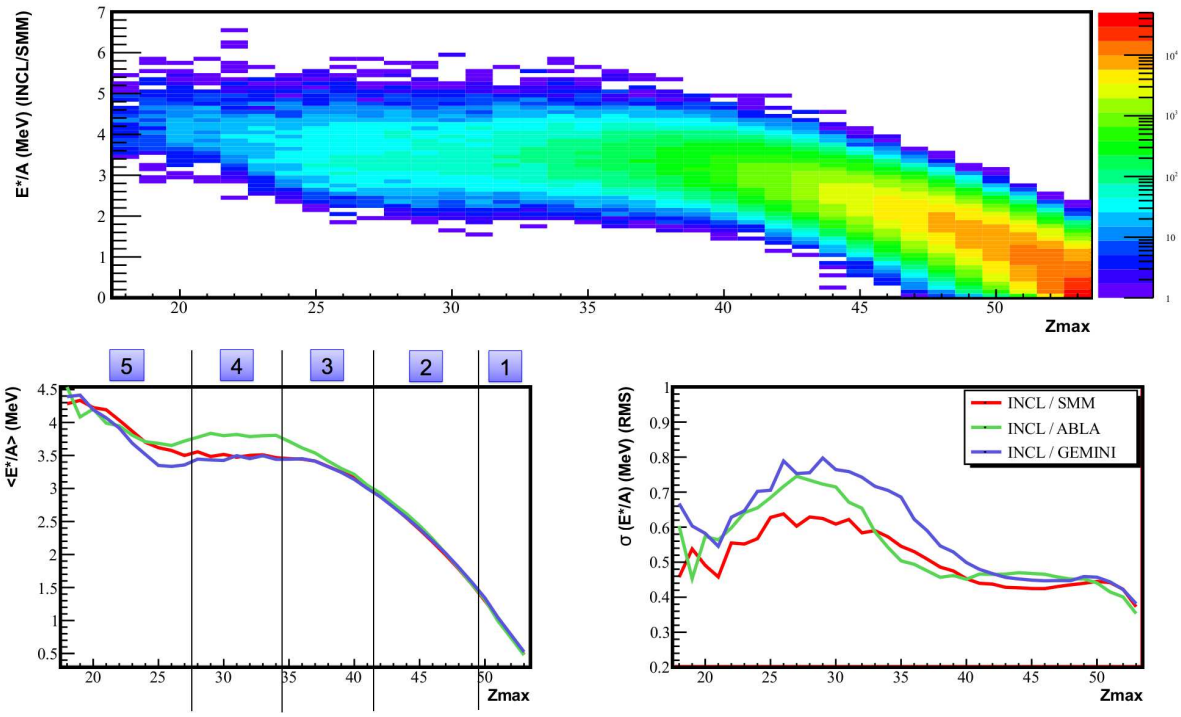


Figure 4.24 – Corrélation entre l'énergie d'excitation par nucléon et la charge maximale identifiée dans un événement, moyenne et RMS. L'énergie d'excitation moyenne correspondant à chaque intervalle est donnée dans la table 4.1.

	INCL / SMM	$\langle E^*/A \rangle$	$\sigma(E^*/A)(rms)$
1	$50 \leq Z_{MAX} \leq 53$	0.83	0.51
2	$42 \leq Z_{MAX} \leq 49$	2.00	0.59
3	$35 \leq Z_{MAX} \leq 41$	3.22	0.50
4	$28 \leq Z_{MAX} \leq 34$	3.50	0.60
5	$Z_{MAX} \leq 27$	3.80	0.67

Table 4.1 – Énergie d'excitation par nucléon moyenne dans les intervalles de Z_{MAX} présentés sur la figure 4.24.

	INCL / SMM	$\langle E^*/A \rangle$	$\sigma(E^*/A)(rms)$
1	$02 \leq M_{TOT} \leq 05$	0.21	0.14
2	$06 \leq M_{TOT} \leq 10$	0.99	0.48
3	$11 \leq M_{TOT} \leq 15$	1.91	0.64
4	$16 \leq M_{TOT} \leq 19$	2.80	0.68
5	$M_{TOT} \geq 20$	3.61	0.72

Table 4.2 – Énergie d'excitation par nucléon moyenne dans les intervalles de multiplicité totale (neutrons + particules chargées) M_{TOT} présentés sur la figure 4.25.

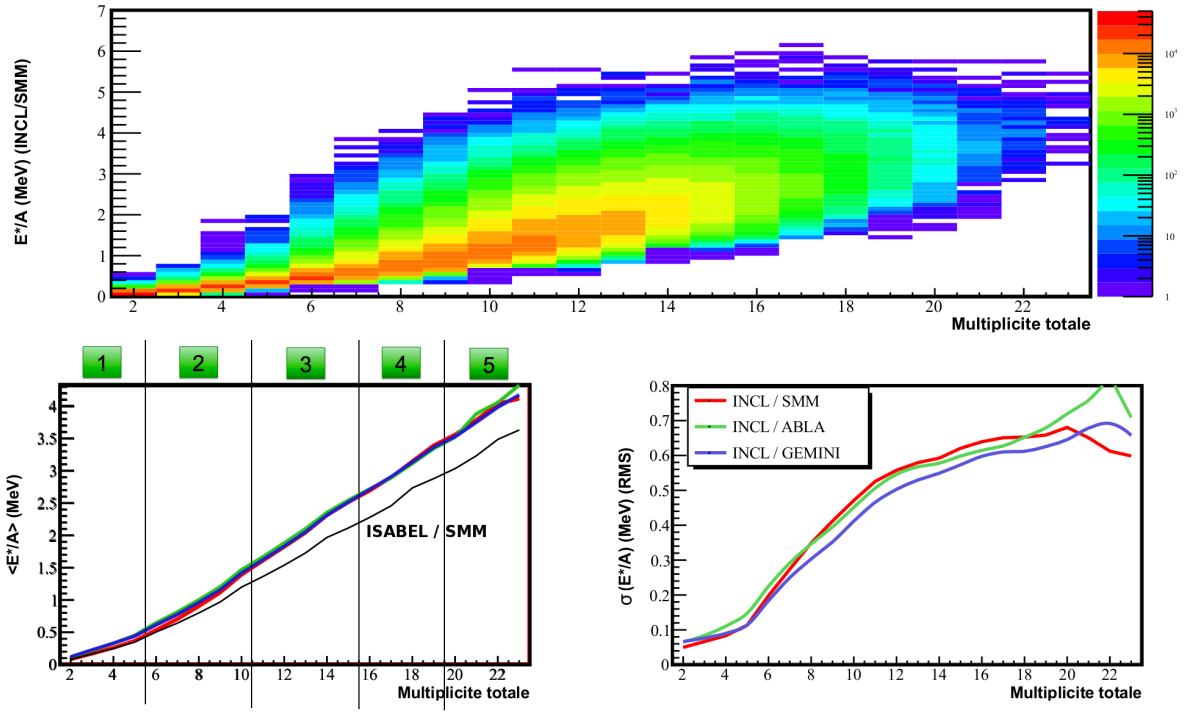


Figure 4.25 – Corrélation entre l'énergie d'excitation par nucléon et la multiplicité totale de particules dans un événement, moyenne et RMS. L'énergie d'excitation moyenne correspondant à chaque intervalle est donnée dans la table 4.2.

	INCL / SMM	$\langle E^*/A \rangle$	$\sigma(E^*/A)(rms)$
1	$Z_{BOUND} \geq 52$	0.7	0.5
2	$49 \leq Z_{BOUND} \leq 51$	1.44	0.6
3	$45 \leq Z_{BOUND} \leq 48$	2.3	0.6
4	$41 \leq Z_{BOUND} \leq 44$	3.	0.6
5	$Z_{BOUND} \leq 40$	3.5	0.6

Table 4.3 – Énergie d'excitation par nucléon moyenne dans les intervalles de Z_{BOUND} présentés sur la figure 4.26.

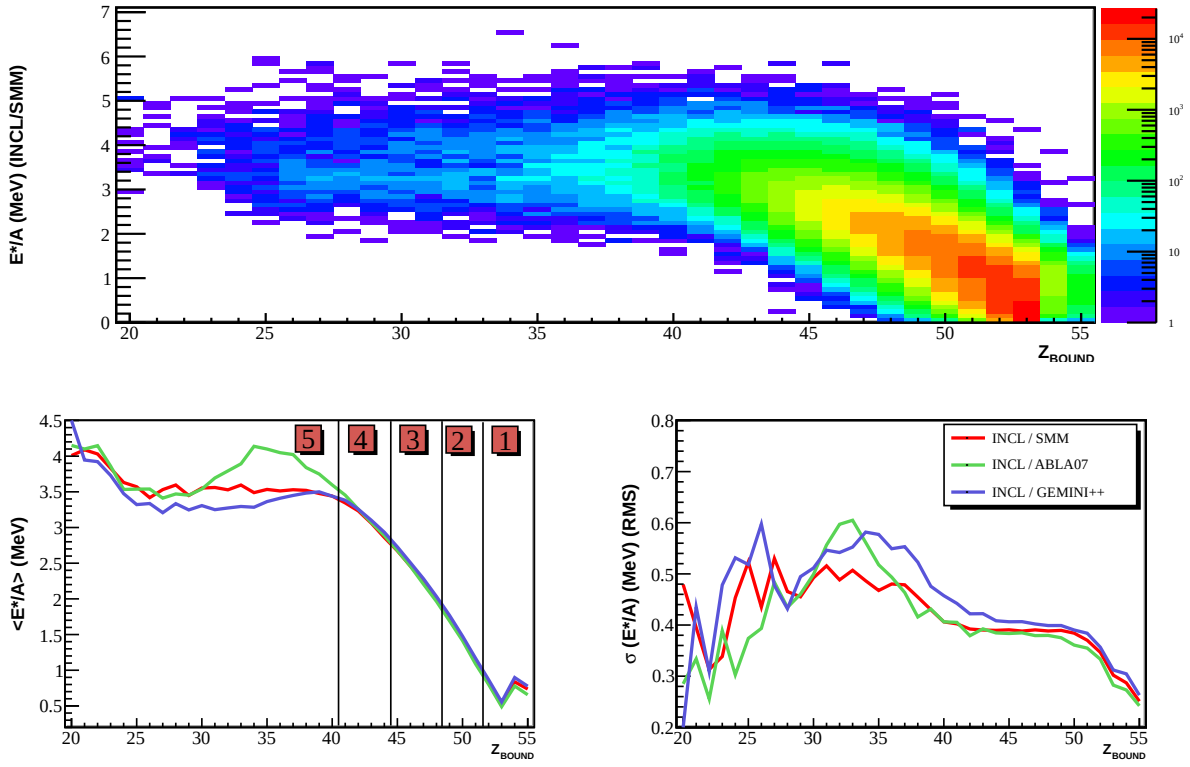


Figure 4.26 – Corrélation entre l'énergie d'excitation par nucléon et la charge reconstruite dans un événement, moyenne et RMS. L'énergie d'excitation moyenne correspondant à chaque intervalle est donnée dans la table 4.3.

et relativement symétriques : les moyennes déterminées correspondent bien au maximum d'un profil.

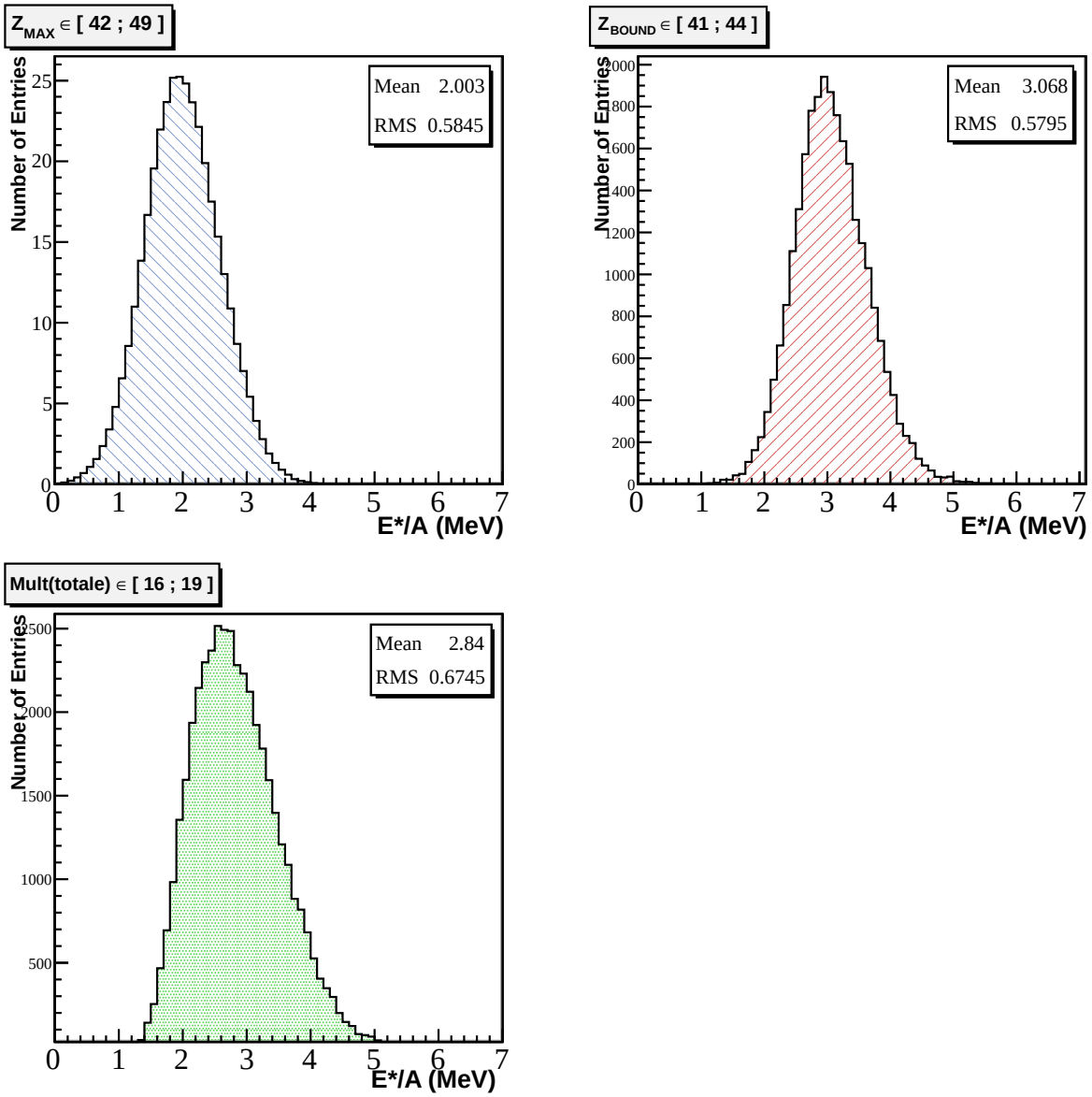


FIGURE 4.27 – Profils de E^*/A pour l'intervalle 2 de Z_{MAX}, l'intervalle 4 de Z_{BOUND} et l'intervalle 4 de M_{TOT}.

Nous avons ensuite testé cette estimation de l'énergie d'excitation moyenne en regardant, d'une part, l'évolution de $\sigma(M_{TOT})$ dans les cinq intervalles de Z_{MAX} (Fig. 4.28) et, d'autre part, $\sigma(Z_{MAX})$ dans les cinq intervalles de M_{TOT} (Fig. 4.29). On observe un très bon accord global (en hauteur et en forme) entre nos données et les modèles, à quelques petites exceptions près. En effet, il existe une composante de petites multiplicités aux petits Z_{MAX} (absente des modèles), cohérente avec le fait que l'on trouve des $Z_{MAX} \sim 45$ dans le premier intervalle de M_{TOT} (là-aussi absents des modèles). Cette composante peut s'interpréter au niveau de la

cascade intranucléaire par la production de pré-fragments de petite taille qui engendrent à la fois un résidu de faible charge Z_{MAX} et une faible multiplicité de particules. Notre expérience en mesurerait ainsi nettement plus que n'en prévoit la cascade `INCL`. Les modèles sont un peu en peine pour Z_{MAX} aux plus hautes multiplicités totales, *i.e.* à grande énergie d'excitation par nucléon, même si la forme de cette dépendance est bien décrite par les modèles. Mais la différence de niveaux entre les modèles et par rapport aux données s'explique par la section efficace $\sigma(M_{TOT})$ que nous avons vue plus haut : celle que nous mesurons est surestimée par `INCL/GEMINI` et sous-estimée par les deux autres codes, ce que nous retrouvons ici. Il faut également souligner l'accord entre les prédictions des différents modèles sur cette variable et dans un large domaine en E^*/A. Seul le dernier intervalle les différencie nettement mais ce n'est là qu'en niveau et non en forme.

4.2.3.2 Évolution de la distribution des fragments dans le ToF

Les figures 4.30 et 4.31 présentent la dispersion horizontale (plan dispersif) et verticale (plan non dispersif) des fragments sur le mur de temps de vol en fonction de la charge maximale. Sont tracés le RMS de la distribution autour de la valeur moyenne dans l'événement (à gauche sur les figures) et l'écart-type sur ces RMS pour l'ensemble des événements (à droite sur les figures). Les figures 4.32 et 4.33 montrent l'évolution de ces mêmes quantités en fonction de la multiplicité totale.

On a, plus précisément :

$$RMS(\chi)_j \;=\; \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} p_i^2 - \bar{p}_j^2}$$

où $\chi = Z_{MAX}/M_{TOT}$, n est le nombre de particules dans le ToF dans l'événement j, p_i la position horizontale ou verticale de la particule i et $\bar{p}_j$ la position moyenne des particules dans l'événement j.

On a alors pour la moyenne sur les événements :

$$\langle RMS(\chi)\rangle \;=\; \frac{\sum_{j=1}^{N} w_j RMS(\chi)_j}{\sum_{j=1}^{N} w_j}$$

et pour l'écart-type :

$$\sigma^2(RMS(\chi)) \;=\; \frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N}\left(RMS(\chi)_j - \langle RMS(\chi)\rangle\right)^2$$

avec w_j le poids de l'événement j et N le nombre d'événements.

La dispersion moyenne des fragments dans le ToF augmente de façon continue avec la multiplicité totale jusqu'à atteindre $\approx 20\ cm$ (soit la largeur d'un module) aux plus hautes multiplicités, *i.e.* aux plus hautes énergies d'excitation moyennes. L'image que l'on peut se faire d'une telle évolution est celle d'un cône de particules de plus en plus large (dans le

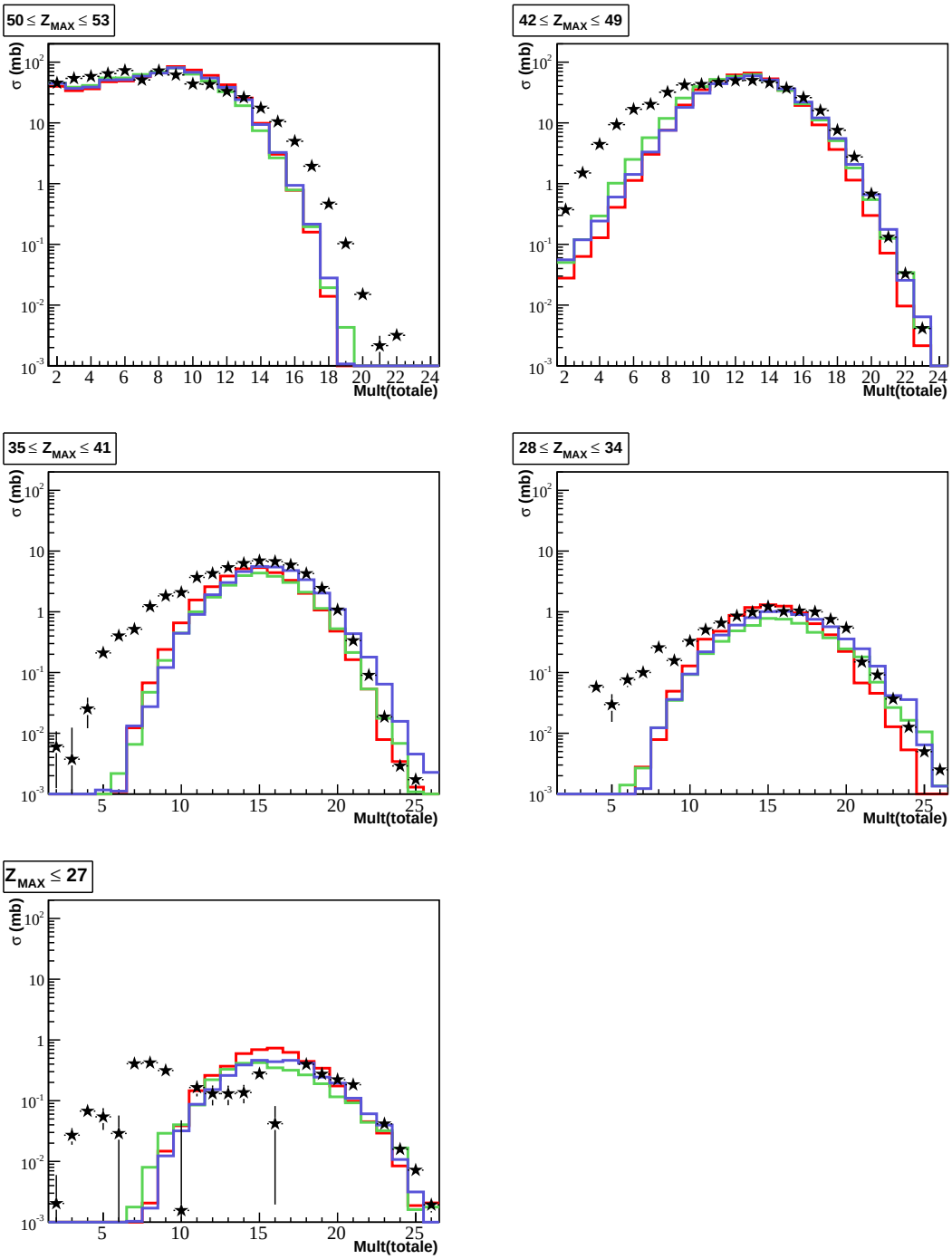


FIGURE 4.28 – Sections efficaces de M_{TOT} en fonction des intervalles d'énergie d'excitation définis par Z_{MAX}.

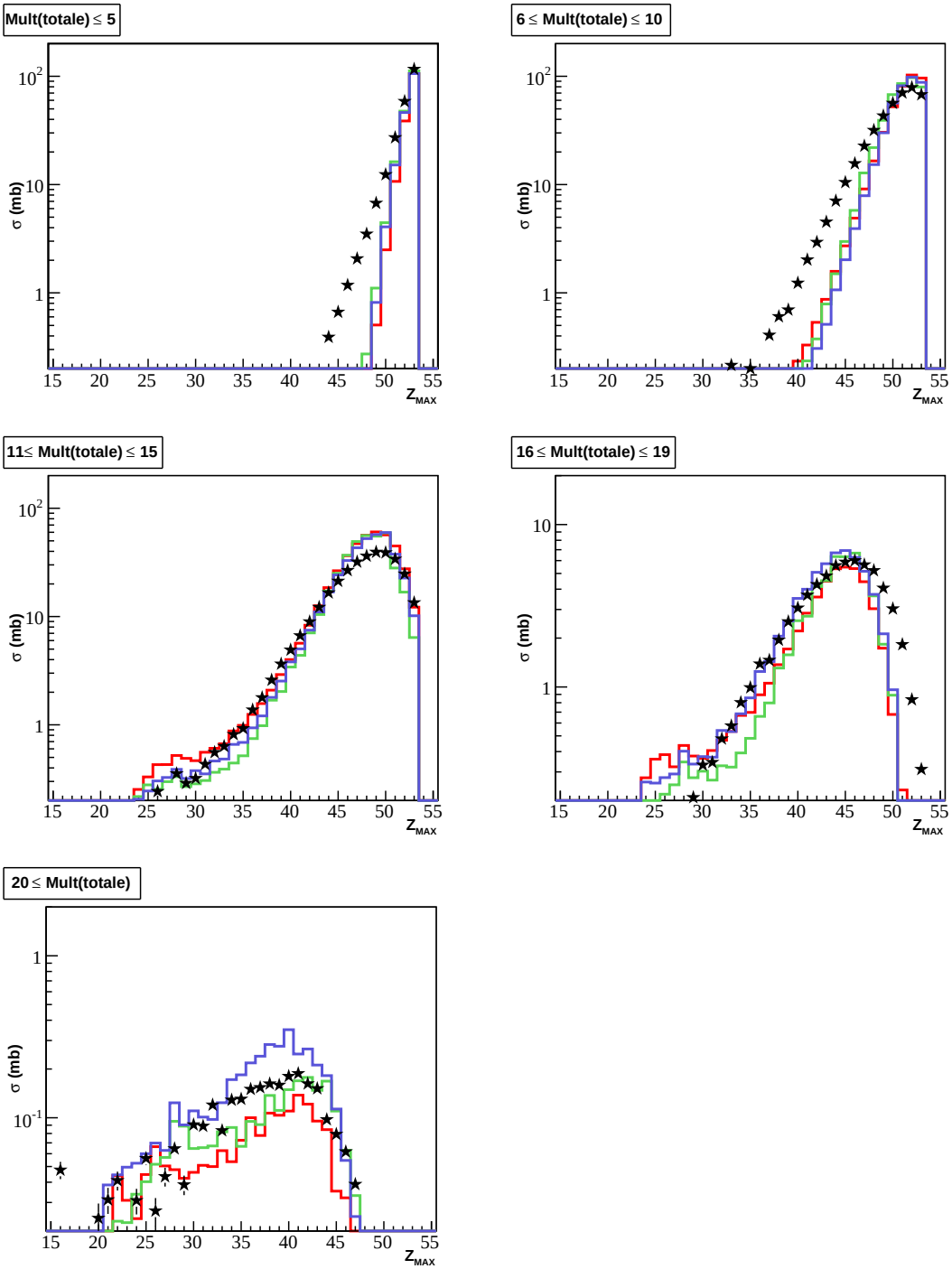


Figure 4.29 – Sections efficaces de Z_{MAX} en fonction des intervalles d'énergie d'excitation définis par la multiplicité totale.

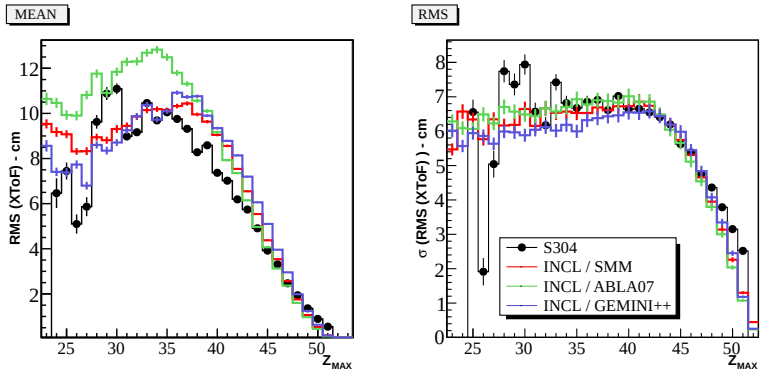


Figure 4.30 – RMS de la distribution horizontale des fragments sur le mur de temps de vol en fonction de la charge maximale.

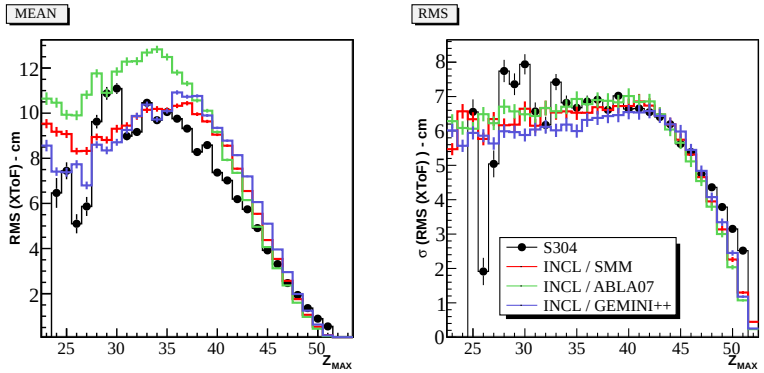


Figure 4.31 – RMS de la distribution verticale des fragments sur le mur de temps de vol en fonction de la charge maximale.

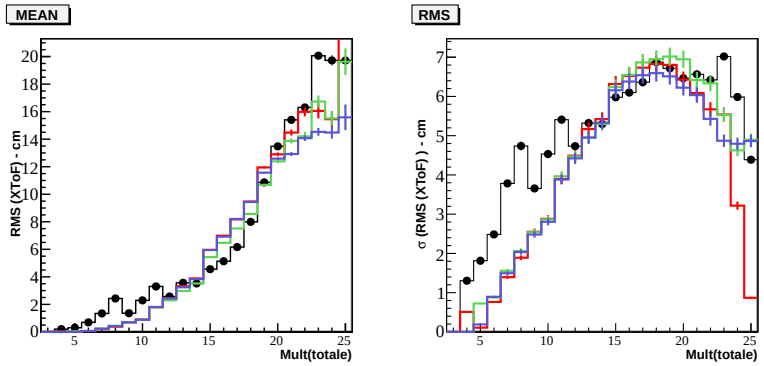


Figure 4.32 – RMS de la distribution horizontale des fragments sur le mur de temps de vol en fonction de la multiplicité totale.

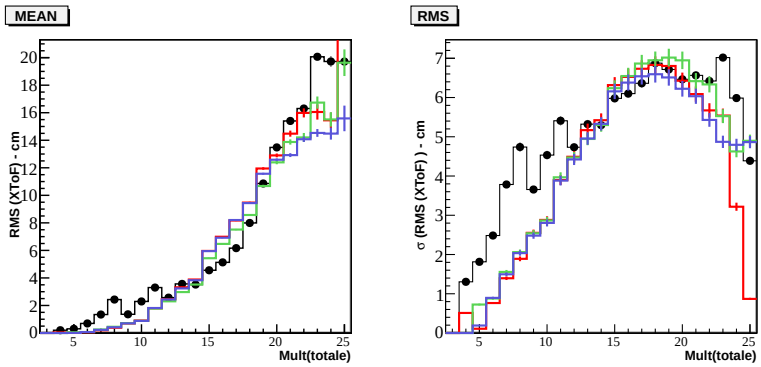


Figure 4.33 – RMS de la distribution verticale des fragments sur le mur de temps de vol en fonction de la multiplicité totale.

référentiel du laboratoire) au fur et à mesure que l'énergie d'excitation par nucléon augmente.

Les RMS calculés pour les modèles sont en très bon accord avec les données et la variance sur ces RMS est elle même bien reproduite. Ces figures sur lesquelles données et simulations sont en très bon accord apportent une indication supplémentaire de la bonne implémentation de la géométrie du mur de temps de vol dans la simulation (positionnement, lattes ne fonctionnant pas, zone d'identification des différentes charges...) et dans un même temps d'une cinématique *a priori* relativement correcte dans les modèles pour ces fragments légers chargés.

Il est intéressant de souligner que les évolutions de ces variables sont identiques aux dépendances de l'énergie d'excitation moyenne $\langle E^*/A \rangle$ en fonction de Z_{MAX} et de la multiplicité totale. On pourrait a priori utiliser ces quantités comme critère pour la sélection en E^*/A.

4.2.3.3 Multiplicité des fragments légers chargés et des neutrons

Lorsque l'on regarde l'évolution de la multiplicité de différents éléments (chargés et neutrons) en fonction de Z_{MAX} (Fig. 4.34), on observe encore un bon accord global entre données et modèles, en particulier pour les éléments He, B et C. On retrouve la sous-estimation des lithiums et bérylliums dans les modèles au niveau des grandes charges maximales (au-delà de $Z \sim 45$).

4.2.3.4 Évolution de $\sigma(Z_{MAX} - z_2)$ et $\sigma(Z_{BOUND})$

L'évolution de $\sigma(Z_{MAX} - z_2)$ en fonction des intervalles de multiplicité totale est présentée sur la figure 4.35 pour les événements dont la deuxième charge est au moins égale à 3. On retrouve ici la sous-estimation, dans les modèles, de la production de fragments légers (typiquement Li et Be) à basse énergie d'excitation. En effet, le niveau des sections efficaces est nettement

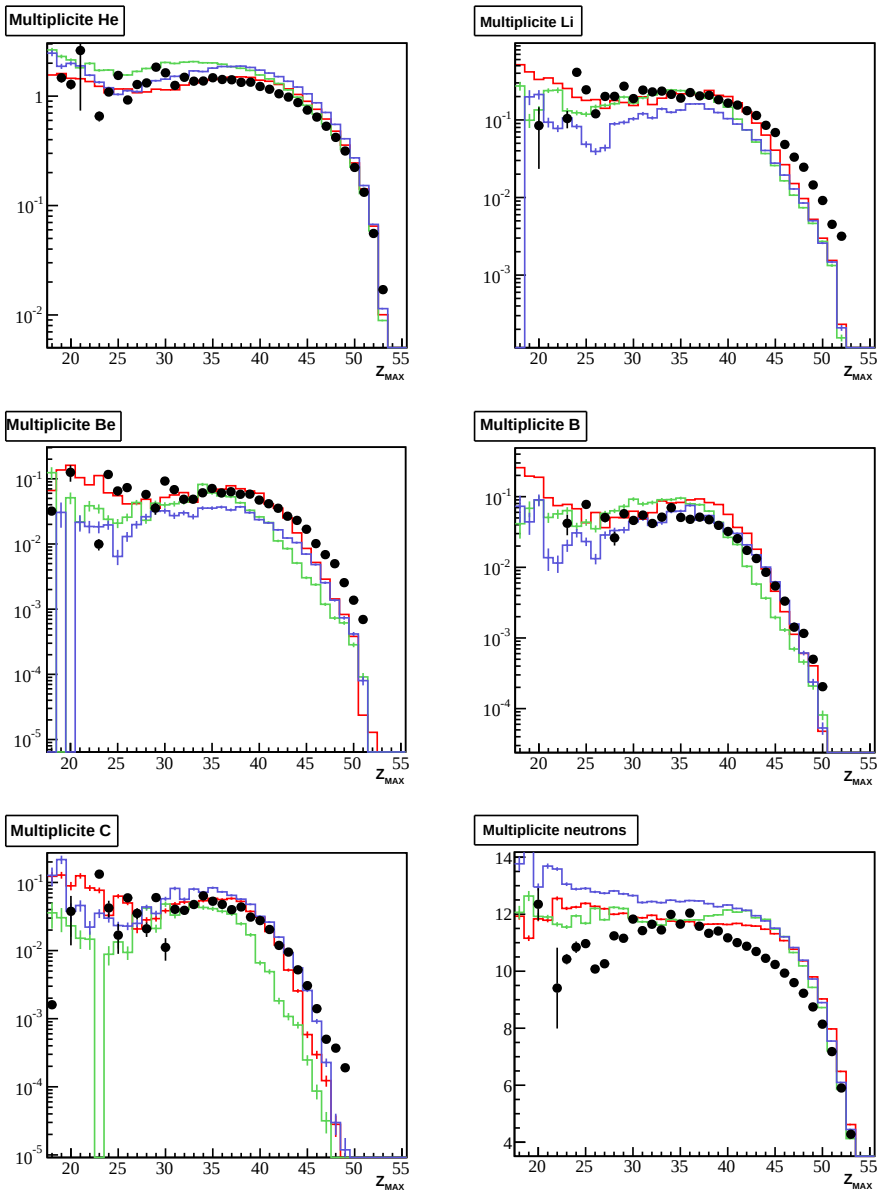


Figure 4.34 – Évolution de la multiplicité moyenne hélium, lithium, béryllium, bore, carbone et neutron en fonction de Z_{MAX}.

en dessous des données dans les intervalles [1] et [2], même si la forme globale de l'intervalle [2] est assez bien reproduite. À plus haute énergie d'excitation (intervalles [3], [4] et [5]), les modèles surestiment la contribution des petites différences de charge et sous-estiment globalement celle des plus grandes, ce qu'il faut mettre en parallèle avec respectivement une sous-estimation des fragments légers et une surestimation des fragments composites plus lourds.

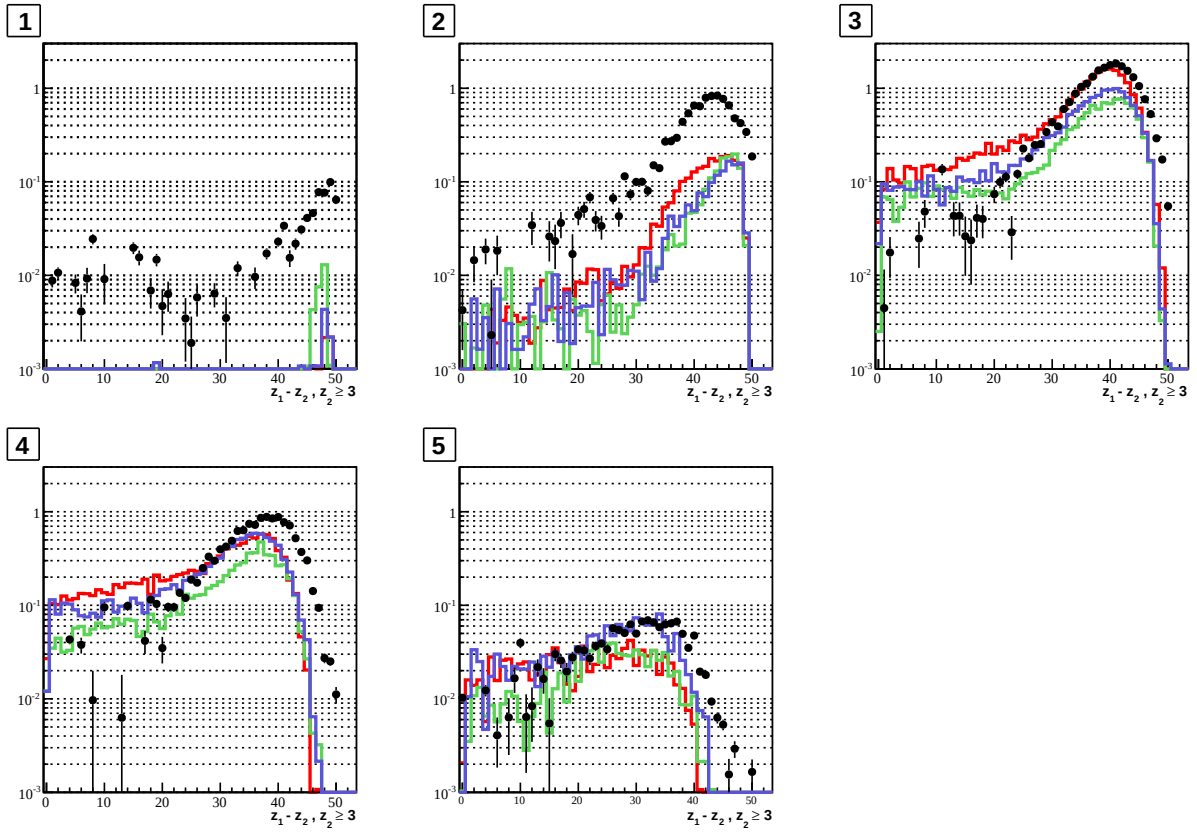


Figure 4.35 – Évolution de $\sigma(Z_{MAX} - z_2)$ en fonction des intervalles de multiplicité totale, *i.e.* en fonction de $\langle E^*/A \rangle$.

L'évolution de Z_{BOUND} en fonction des intervalles de multiplicité totale (Fig. 4.36) est très similaire à celle de Z_{MAX} vue plus haut, avec un désaccord important entre données et modèles dans les deux premiers intervalles de multiplicité. L'hypothèse qui pourrait être avancée pour expliquer ce désaccord est que notre dispositif n'assure pas une couverture totale de l'espace des phases des états finaux ou qu'il est en partie inefficace et que cette inefficacité n'est pas prise en compte dans notre simulation. On expliquerait ainsi la composante aux petits Z_{BOUND} que nous observons dans nos données à petite énergie d'excitation. Or cette hypothèse ne tient pas puisque ces modèles reproduisent très bien nos données à plus haute valeur de $\langle E^*/A \rangle$: nous pouvons interpréter cette composante comme un signal de la physique de la réaction.

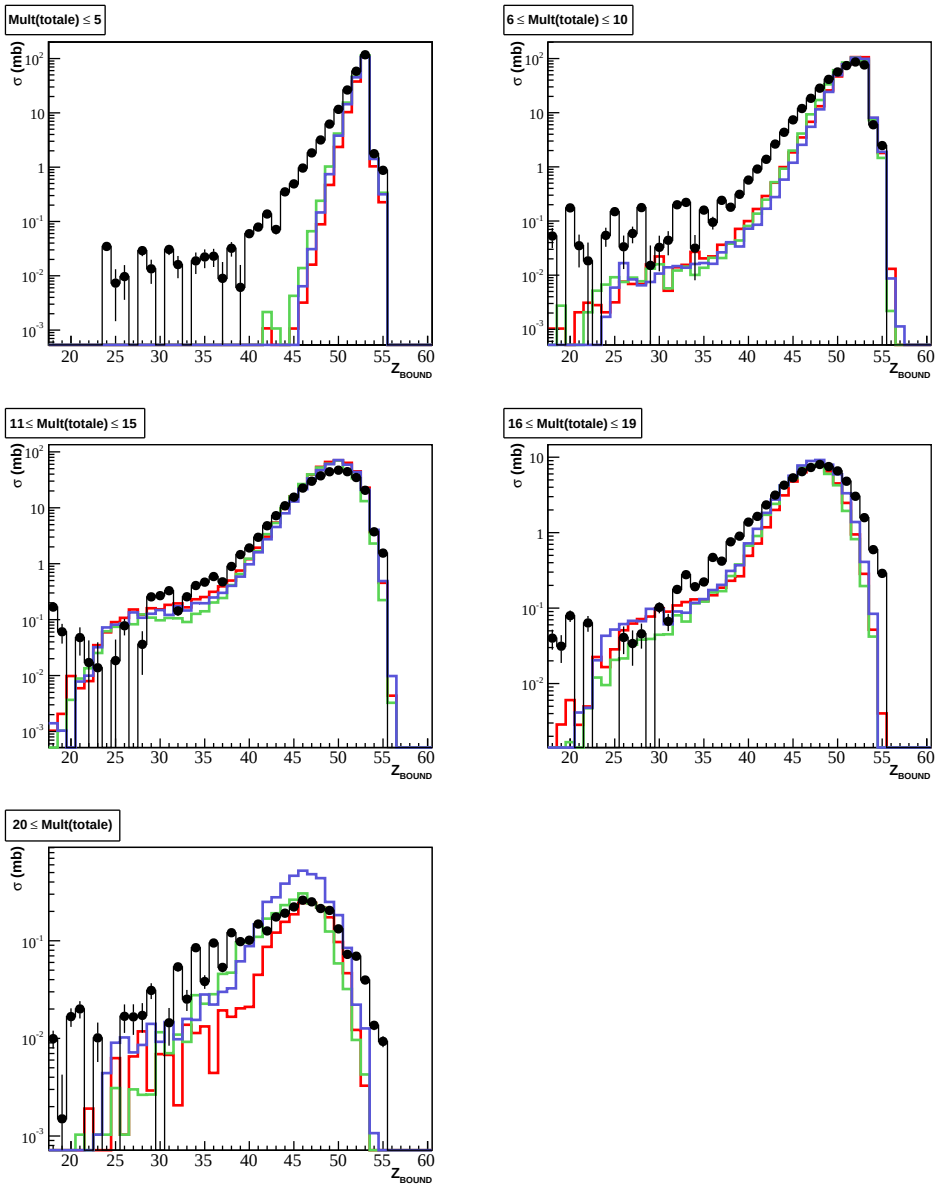


Figure 4.36 – Évolution de $\sigma(Z_{BOUND})$ en fonction des intervalles de multiplicité totale, *i.e.* en fonction de $\langle E^*/A \rangle$.

4.2.3.5 Production des fragments légers chargés

Nous avons regardé l'évolution de la section efficace absolue de certains états finaux avec l'énergie d'excitation moyenne (Fig. 4.37) et, par intégration des sections efficaces, nous avons également estimé l'évolution de leur contribution (Fig. 4.38) :

- états finaux à un seul fragment chargé ($z_2 = 0$),
- états finaux avec $z_2 = 2,\ 3,\ 4,\ 5$ ou ≥ 6.

La production des états finaux à un seul fragment est maximale autour de 1 MeV par nucléon et très asymétrique, avec une chute de presque quatre ordres de grandeur entre 0 et 4 MeV d'énergie d'excitation par nucléon. Pour les états finaux avec $z_2 > 0$, on observe un maximum de production autour de 2 MeV par nucléon (bien reproduit par les modèles) et des distributions plus symétriques, ayant toutefois une tendance à être logiquement plus importante à haute énergie pour $z_2 \geq 3$.

On remarque sur nos données que la contribution relative de la première composante perd deux ordres de grandeurs dans le domaine en E^*/A de notre expérience. La seconde composante d'états finaux choisis croît d'un ordre de grandeur environ, pour passer de 3 à 50 %. Les autres composantes augmentent de manière encore plus significative, la sixième ($z_2 \geq 6$) augmentant presque de trois ordres de grandeur dans l'intervalle. Remarquons que cette composante est dominée par les fragments $z_2 = 6, \ldots, 9$, $\sigma(z_2)$ étant nettement plus faible pour les charges supérieures.

Ces évolutions sont dans l'ensemble bien reproduites par les modèles que nous avons comparés à nos données. Néanmoins, nous trouvons des différences entre nos données et ces modèles, conséquences directes des observations que nous avons pu faire plus haut :

- une production largement sous-estimée de fragments, y compris d'hélium, aux petites énergies d'excitation,
- une production surestimée de fragments composites de charges $z_2 \geq 6$ et sous-estimée pour les charges plus petites à haute énergie d'excitation.

Cependant, le fait que cet accord soit relativement satisfaisant sur ces observables, en particulier aux plus grandes valeurs de $\langle E^*/A \rangle$ pour les charges $z_2 \leq 5$, nous indique que la sous-estimation par ces modèles de $\sigma(Z = 3, 4)$ vient principalement de la partie à basse énergie d'excitation du spectre des pré-fragments formés dans la cascade intranucléaire.

4.2.3.6 Évolution des états finaux à 1, 2 ou 3 fragments

L'évolution de la contribution des états finaux en fonction du nombre de fragments fait apparaître une description correcte de cette observable par les modèles utilisés. Ces modèles montrent entre eux une divergence relativement faible, si ce n'est pour les états finaux à trois fragments (ou plus) qui ne représentent au plus que 10 % des événements à grande valeur de $\langle E^*/A \rangle$, leurs divergences étant maximales aux petites valeurs de $\langle E^*/A \rangle$ où ils ne représentent qu'une infime fraction des événements totaux.

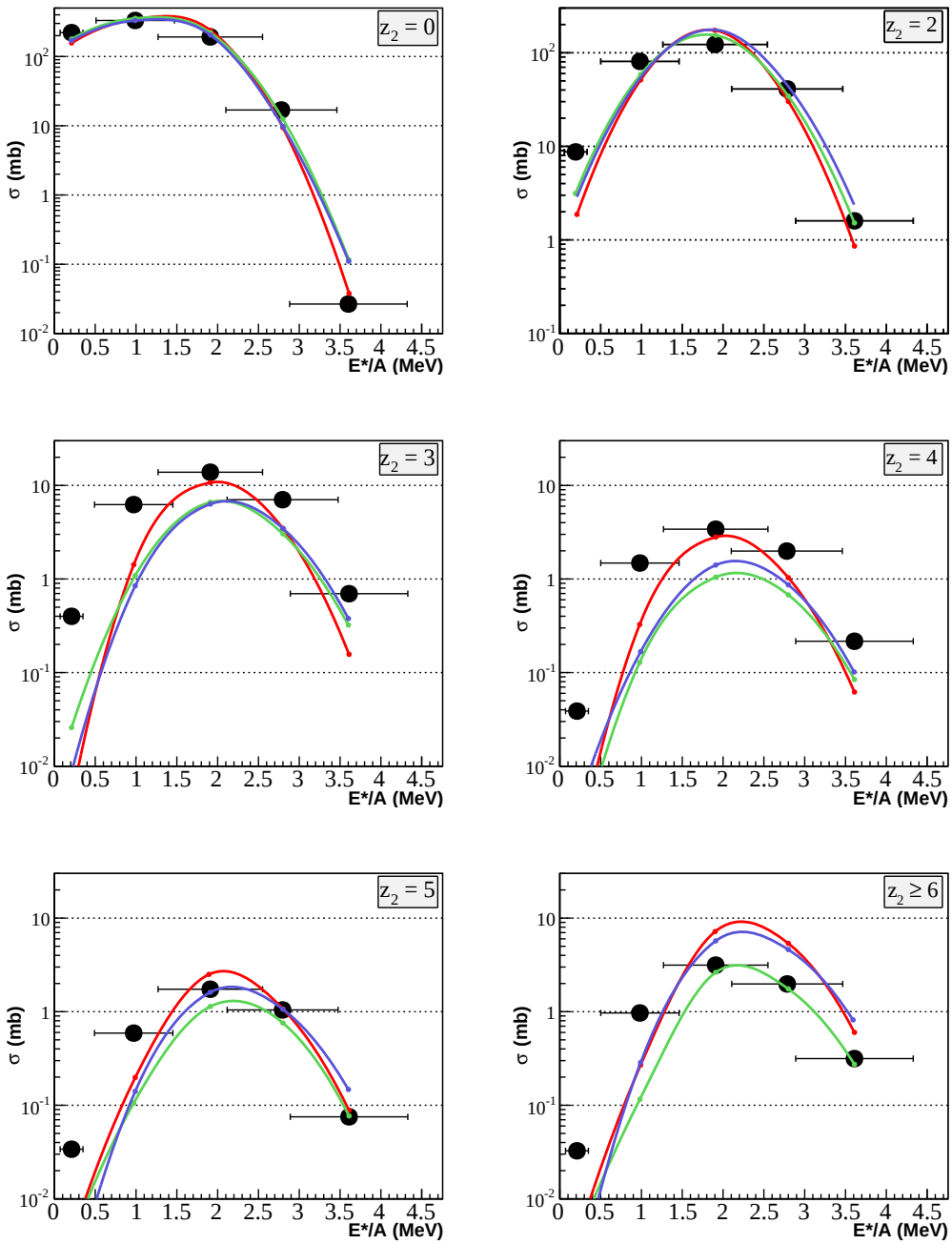


Figure 4.37 – Évolution avec l'énergie d'excitation moyenne par nucléon $\langle E^*/A \rangle$ de la section efficace absolue des états finaux tels que $z_2 = 0$ (un seul fragment), $z_2 = 2$, $z_2 = 3$, $z_2 = 4$, $z_2 = 5$ et $z_2 \geq 6$.

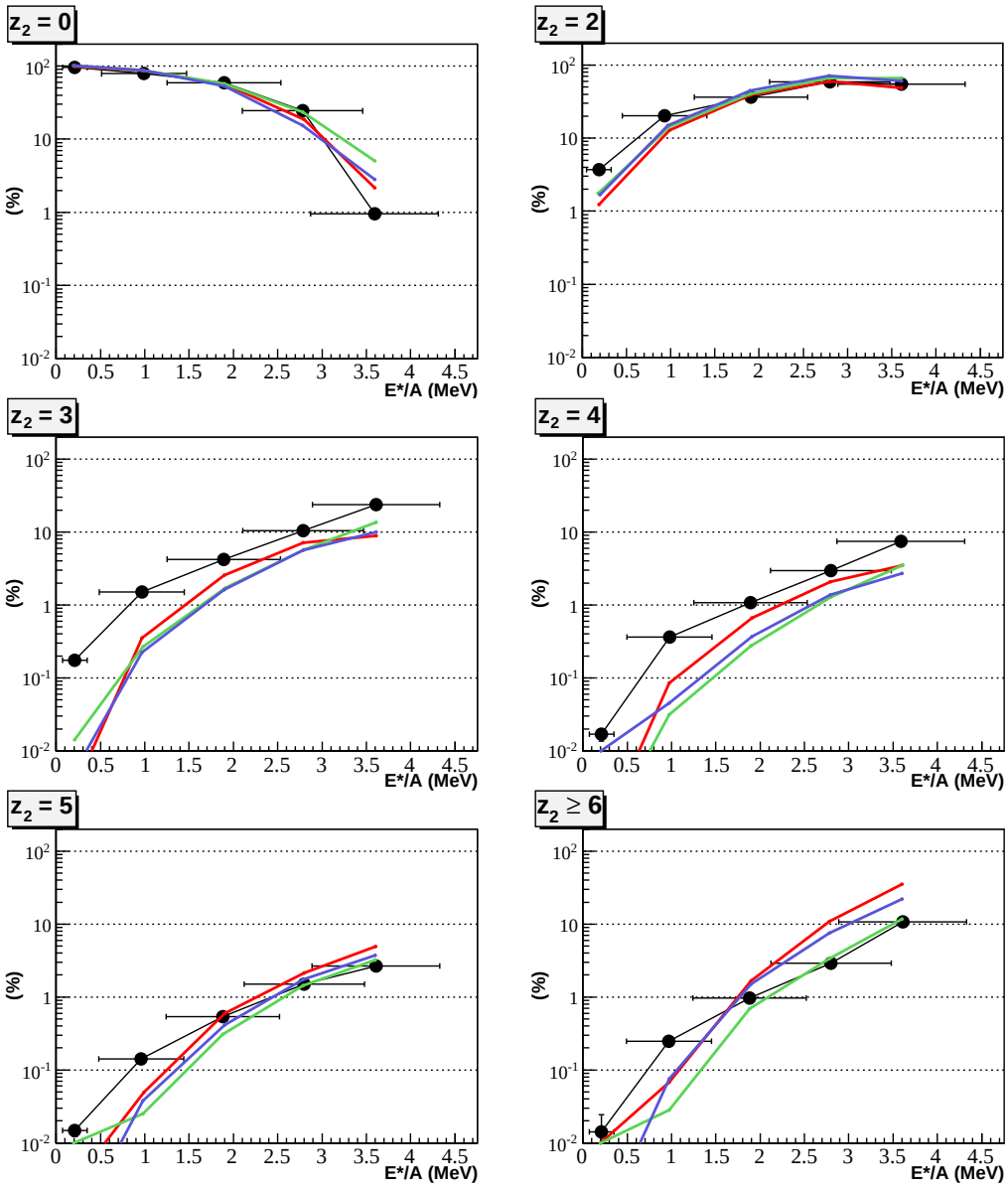


Figure 4.38 – Évolution avec l'énergie d'excitation moyenne par nucléon $\langle E^*/A \rangle$ de la contribution (%) des états finaux tels que $z_2 = 0$ (un seul fragment), $z_2 = 2$, $z_2 = 3$, $z_2 = 4$, $z_2 = 5$ et $z_2 \geq 6$.

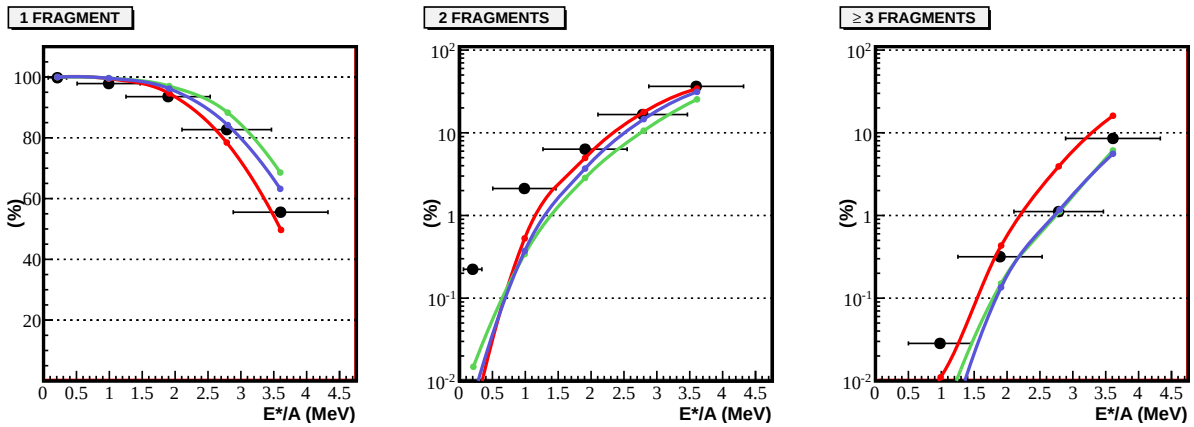


Figure 4.39 – Évolution de la contribution des états finaux à 1, 2 ou 3 fragments avec $\langle E^*/A \rangle$.

4.3 Système $^{136}Xe +^{12} C$ à 1 GeV par nucléon

4.3.1 Observables inclusives

4.3.1.1 Résidu du projectile

Les sections efficaces de production des éléments identifiés dans la Forward MUSIC[9] pour le système $^{136}Xe +^{12} C$ à 1 GeV par nucléon sont tracées sur la figure 4.40. Nos données SPALADIN sont comparées avec les résultats obtenus pour différents systèmes :

- nos données $^{136}Xe + p$ à 1 GeV par nucléon (carrés noirs) et celles de FRS [18] (carrés marrons) présentées dans la première partie de ce chapitre,
- des données FRS $^{136}Xe +^{208} Pb$ à 1 GeV par nucléon (Henzlova *et al.* [79]),
- des données FRS $^{129}Xe +^{27} Al$ à 790 MeV par nucléon (Reinhold *et al.* [88]).

Les résultats d'un calcul `INCL` (« version spéciale ions lourds ») couplé à `ABLA` (ancienne version, *i.e.* avec uniquement de l'évaporation de n, p, α et de la fission) sont aussi montrés.

Nous observons tout d'abord un comportement complètement différent entre les données sur le noyau de carbone et les données sur le proton. Dans cette dernière réaction, les résidus de charge élevée ($Z \geq 50$), donc proches du projectile, ont des sections efficaces importantes et constituent la majeure partie de la section efficace totale de réaction. La contribution des résidus de charge plus petite devient assez rapidement faible par rapport à la section efficace totale (environ 1 % pour $Z = 40$ et moins de 1 ‰ en dessous de $Z = 30$). Dans le carbone, la production de ces résidus proches du projectile est moins importante que dans l'hydrogène, bien que la section efficace de réaction soit environ deux fois plus grande. En revanche, la contribution des résidus plus légers est beaucoup plus importante et loin d'être négligeable : on observe un plateau de section efficace autour de 20 mb pour la région de charges comprises

9. Rappel : la charge identifiée dans la Forward MUSIC est la charge maximale dans un événement.

entre 10 et 45 (soit un facteur presque 100 au dessus des résultats obtenus avec la réaction $^{136}Xe + p$ dans la zone $Z \sim$ 10-20).

Si l'on s'intéresse maintenant aux données de la réaction $^{136}Xe +^{208} Pb$, on constate un comportement assez similaire aux sections efficaces $^{136}Xe +^{12} C$, au rapport r des sections efficaces géométriques près ($r = \sigma^{C}_{geom}/\sigma^{Pb}_{geom} \approx 0.45$). Les systèmes ^{129}Xe+^{27}Al et ^{136}Xe+^{12}C ont des sections efficaces géométriques comparables ($\sigma^{C}_{geom}/\sigma^{Al}_{geom} \approx 0.85$) et la production des résidus de charge supérieure ou égale à 40 y est assez semblable (Fig. 4.40).

Par contre, le modèle surestime l'ensemble des sections efficaces et plus particulièrement celles des résidus proches du projectile. Ces dernières ressemblent d'ailleurs étrangement à celles obtenues pour $^{136}Xe + p$, avant de s'en écarter en-deçà de $Z \approx 45$.

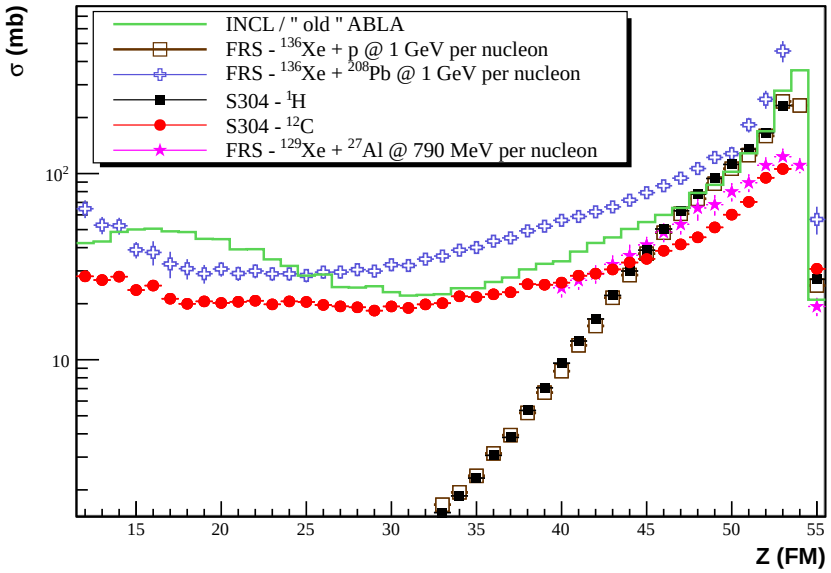


Figure 4.40 – Sections efficaces de production des résidus du projectile.

Une explication probable de cette surestimation globale est la suivante : la section efficace de production du canal $Z = 54$ est estimée à 360 mb dans le modèle pour une section efficace de réaction de l'ordre de 2750 mb. Or, en évaluant dans nos données la valeur du canal 54 à partir de celle mesurée pour le plomb et du rapport r, on trouve :

$$\sigma^{54}_{C} \approx r \times \sigma^{54}_{Pb} \approx 1525 \pm 225\, mb,$$

soit environ quatre fois plus... Il nous est également possible de calculer de façon approximative la section efficace totale de la réaction $^{136}Xe +^{12} C$ à 1 GeV par nucléon dans nos données. L'hypothèse est similaire à celle utilisée dans le cas de l'hydrogène, à savoir que la contribution des charges inférieures à 12 en tant que résidus du projectile est faible. On peut alors écrire :

$$\boxed{\sigma_{reac}} \approx \sum_{Z_{FM} \geq 12}^{53} \sigma(Z_{FM}) + \sigma(Z = 54) \boxed{\approx 2876 \pm 292\, mb}$$

La valeur trouvée est compatible avec la section efficace totale de réaction donnée par `INCL` (2750 mb) et avec celle obtenue à partir du plomb et du rapport des sections géométriques ($\approx$ 2910 mb).

4.3.1.2 Particules légères chargées

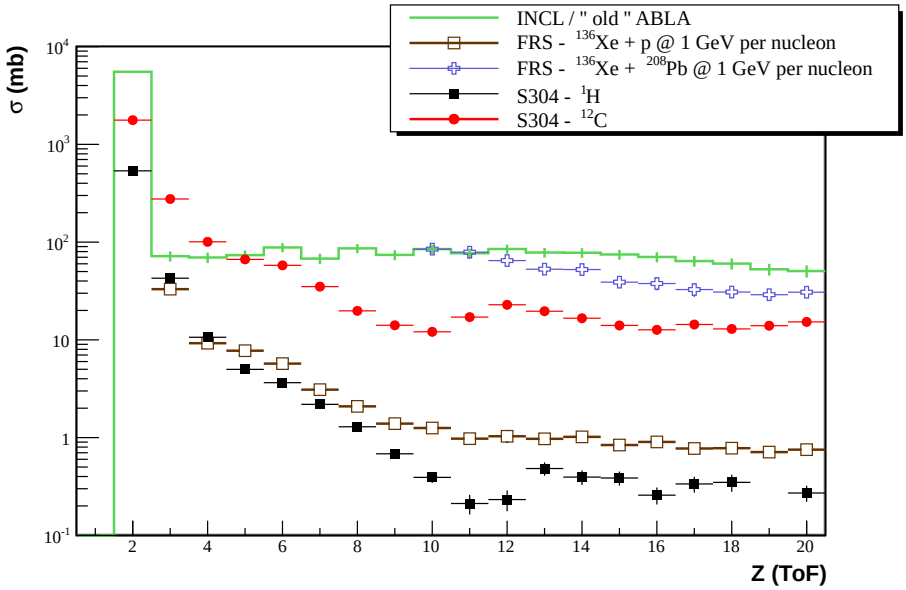


Figure 4.41 – Sections efficaces de production des charges identifiées dans le mur de temps de vol, après corrections.

Les sections efficaces de production des particules légères chargées sont représentées sur la figure 4.41. Elles sont obtenues à partir des informations du mur de temps de vol (ToF) et, après correction de l'inefficacité de détection et de l'inefficacité géométrique. Si l'on compare les valeurs mesurées pour les charges comprises entre $Z = 15$ et $Z = 20$ grâce au ToF, d'un côté, et à la mesure de la charge maximale dans la Forward MUSIC, de l'autre, on s'aperçoit que ces valeurs sont compatibles. Cela signifie notamment que ces charges sont, pour l'essentiel, produites en tant que résidu du projectile et non en tant que deuxième ou troisième fragment dans l'événement. En d'autres termes, lorsqu'une telle charge Z est identifiée dans un état final, elle ne peut être accompagnée que de fragments de charge au plus égale à Z. La forme des courbes relatives aux données proton et carbone est similaire mais la contribution de ces particules légères chargées est bien plus faible dans l'hydrogène : plateau autour de 0.3 mb pour $\sigma_{reac}^{^1H} \approx 1.4\ b$ contre 20 mb pour $\sigma_{reac}^{^{12}C} \approx 2.9\ b$.

Enfin, le modèle surestime assez largement la production d'hélium ainsi que la production des charges $Z \geq 6$. La section efficace de production est quasiment constante entre $Z = 3$ et $Z = 24$ à une valeur d'environ 70 mb. Rappelons que l'ancienne version de `ABLA` ne permettait l'évaporation que des n, p et α, ce qui peut expliquer la surproduction d'hélium. Aussi, peut-on alors se poser la question des taux de production des fragments de charge comprise entre 3 et 10, étant donné que ces derniers ne peuvent provenir de l'évaporation directe dans

"old" ABLA : sont-ce des particules de pré-équilibre ?, des résidus de la cible ? Cependant, après avoir regardé le contenu du résultat du calcul, deux hypothèses se détachent. Ces fragments, pour les plus lourds, semblent être principalement des produits de fission issus de petits pré-fragments ($\langle Z_{pref} \rangle \approx 35$). Quant aux plus légers, ils semblent être la conséquence d'une émission multiple de protons et de particules α (surproduction très importante de He déjà constatée), par désexcitation directe du pré-fragment, ou par désexcitation de l'un des produits de fission. En effet, le modèle doit de toute façon choisir une voie de désexcitation pour le pré-fragment, soit par évaporation simple de n, p, α, soit par fission-évaporation. Une comparaison des sections efficaces mesurées pour les particules légères chargées jusqu'au carbone pour les deux systèmes étudiés dans notre expérience est faite dans la table 4.4.

	$\sigma(He)$	$\sigma(Li)$	$\sigma(Be)$	$\sigma(B)$	$\sigma(C)$
S304 - ^{1}H	536 ± 28	42.8 ± 2.3	10.63 ± 0.69	4.99 ± 0.33	3.65 ± 0.25
S304 - ^{12}C	1770 ± 179	276 ± 28	101 ± 10	66.6 ± 6.9	57.8 ± 6.0

Table 4.4 – Sections efficaces de production des éléments jusqu'au carbone (en mb), pour le système $^{136}Xe + p$, et le système $^{136}Xe +^{12} C$.

4.3.1.3 Multiplicité des neutrons et des particules chargées

Les multiplicités des neutrons qui ont déclenché LAND (Fig. 4.42) sont peu différentes entre les données proton et les données carbone, si ce n'est une multiplicité moyenne plus grande d'une unité dans le carbone. Au niveau de la multiplicité des particules chargées (Fig. 4.43), on s'aperçoit que dans le carbone les multiplicités élevées ($mult(z) \geq 3$) sont nettement plus importantes que dans l'hydrogène. Multiplicités moyennes et RMS des distributions de neutrons et de particules chargées sont données ci-dessous pour nos deux systèmes :

	$\langle mult(n) \rangle$	$RMS(mult(n))$	$\langle mult(z) \rangle$	$RMS(mult(z))$
S304 - ^{1}H	7.82	3.71	1.38	0.70
S304 - ^{12}C	9.16	3.87	2.24	1.41

4.3.1.4 Distribution des fragments dans le mur de temps de vol

Les distributions $\sigma(X_{ToF})$ et $\sigma(Y_{ToF})$ sont quasiment identiques en forme (mais pas en hauteur !) dans nos deux systèmes. Il n'y a pas d'élargissement significatif de ces dispersions. Une petite exception tout de même, les distributions de Y_{ToF} pour $Z = 2$ et $Z = 3$ sont nettement moins piquées pour le carbone (Fig. 4.45) que pour le proton (Fig. 4.8).

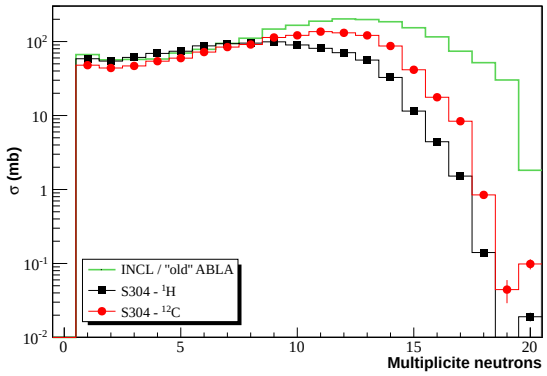


Figure 4.42 – Multiplicité moyenne des neutrons qui ont déclenché LAND.

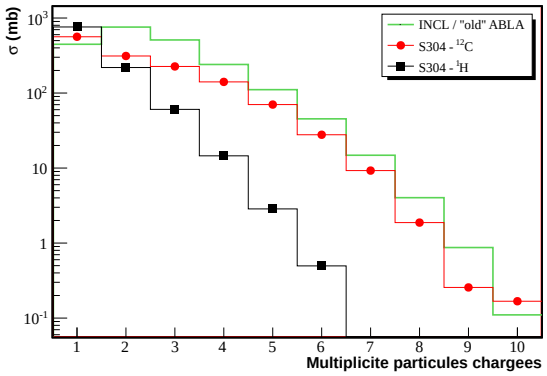


Figure 4.43 – Multiplicité des particules chargées.

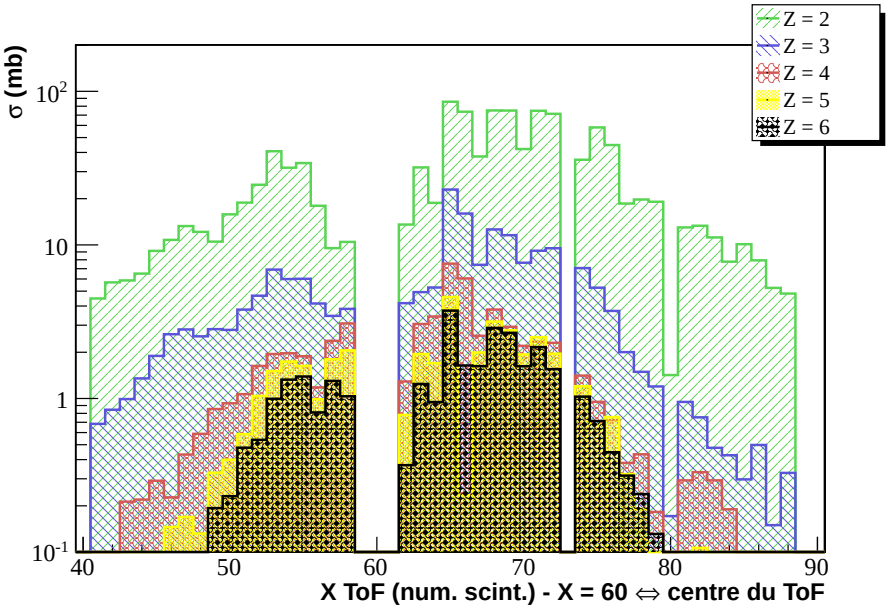


Figure 4.44 – Distributions horizontales dans le ToF pour les fragments de charge 2 à 6.

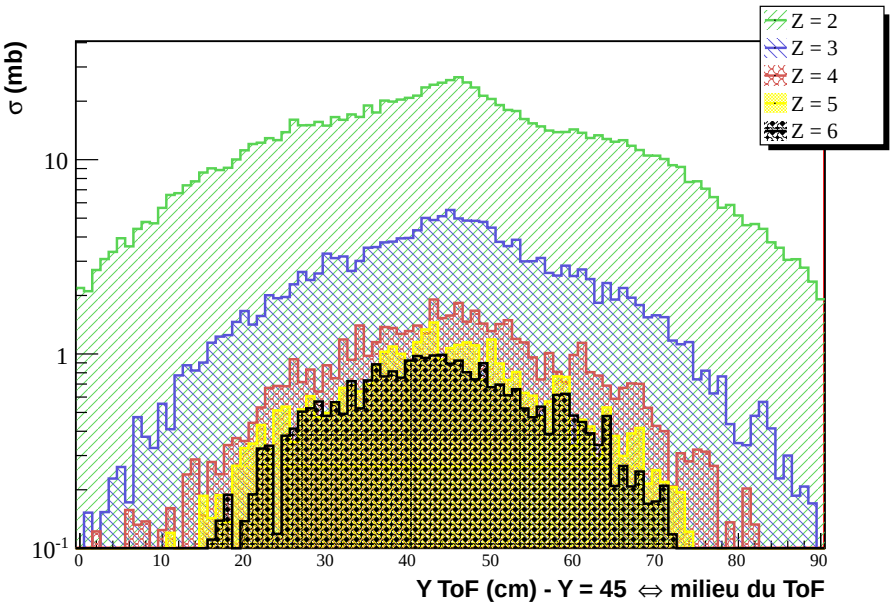


Figure 4.45 – Distributions verticales dans le ToF pour les fragments de charge 2 à 6.

4.3.2 Observables en coïncidence

4.3.2.1 Multiplicité totale

Les deux systèmes ont des sections efficaces assez proches (Fig. 4.46) pour des multiplicités totales inférieures ou égales à 11. La contribution des multiplicités plus grandes est, de manière attendue, plus importante dans le carbone, compte tenu des spectres neutrons et particules chargées que nous venons de voir. Ainsi, la moyenne est plus élevée d'environ deux unités : 11.45 dans le carbone contre 9.22 dans l'hydrogène. On remarque aussi que la multiplicité totale maximale se situe pour les deux systèmes autour de 25.

4.3.2.2 Charge reconstruite

La section efficace de la charge reconstruite (Fig. 4.47) chute de manière exponentielle dans l'hydrogène, entre $Z_{BOUND} = 53$ et $Z_{BOUND} = 25$ (3 ordres de grandeur). Dans le carbone, cette distribution est très différente. On observe certes une chute importante pour les grandes charges reconstruites mais ensuite, une diminution plus faible et régulière lorsque l'on s'en éloigne (baisse d'un facteur 2 dans l'intervalle de Z_{BOUND} 45 $\sim$ 27 pour le carbone et d'un facteur 100 dans le même intervalle pour l'hydrogène). Cette différence entre les deux réactions, à mettre en parallèle avec le rapport des sections efficaces $\sigma(Z)$ pour $Z \in [\sim 10, 30]$ (deux ordres de grandeur) suggère que la réaction $^{136}Xe +^{12} C$ crée beaucoup plus de pré-fragments de haute ou très haute énergie d'excitation (au dessus de 4 MeV par nucléon qui constitue le seuil phénoménologique au dessus duquel le mécanisme de multifragmentation entre en jeu). Les petites valeurs de Z_{BOUND} correspondent en effet, comme nous le verrons

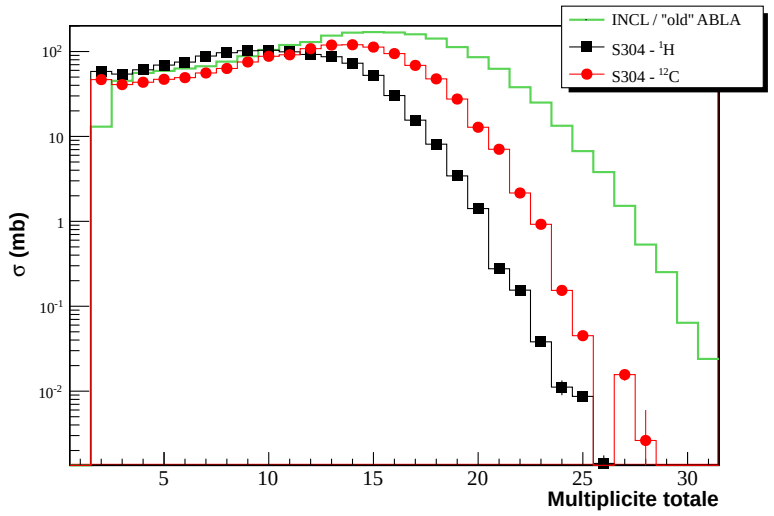


Figure 4.46 – Sections efficaces de la multiplicité totale (neutrons + particules chargées).

plus loin à des grandes valeurs de E^*/A pour le pré-fragment. De la section efficace que nous avons obtenu sur la variable Z_{BOUND} nous déduisons qu'une proportion importante de la section efficace correspond à des grandes énergies d'excitation, proportion qui ne se retrouve pas dans le simple rapport des sections efficaces totales des deux réactions, comme c'est le cas des sections efficaces $\sigma(Z)$. Ceci sera analysé plus en détail ci-dessous.

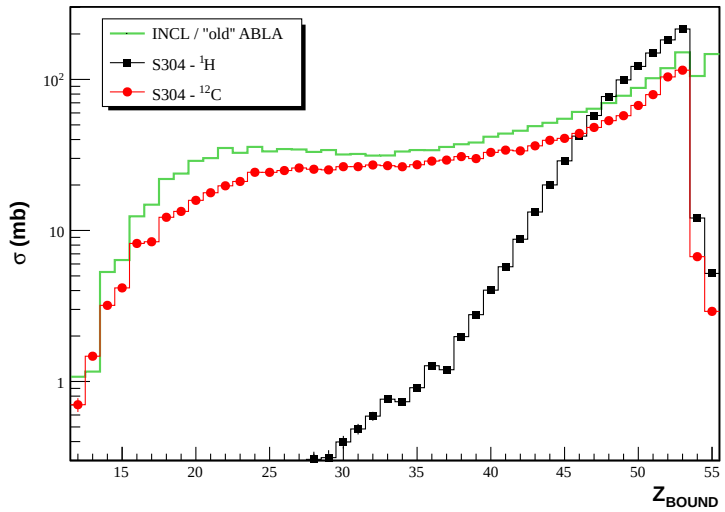


Figure 4.47 – Sections efficaces de Z_{BOUND}, la charge reconstruite dans les événements.

4.3.2.3 Les deux plus gros fragments de l'événement : Z_{MAX}/z_2

La figure 4.48 représente la section efficace de Z_{MAX}, identique à $\sigma(Z_{FM})$ (Fig. 4.40), et qui valide là-encore notre méthode des poids appliquée lors de la sélection des événements de coïncidence. Une petite subtilité que nous avons oublié de mentionner dans le cas du proton : nous nous intéressons ici aux événements enregistrés avec notre *trigger* physique et, par conséquent, les sections efficaces des résidus proches du projectile ($Z = 51$, 52 et 53) sont donc légèrement plus faibles que leur $\sigma(Z_{FM})$ respective mesurées avec le *trigger* faisceau.

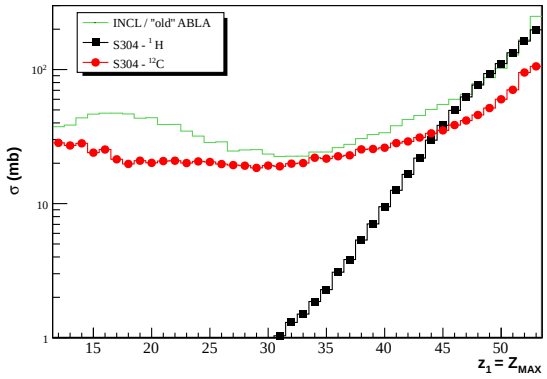


Figure 4.48 – $\sigma(Z_{MAX})$ (mb).

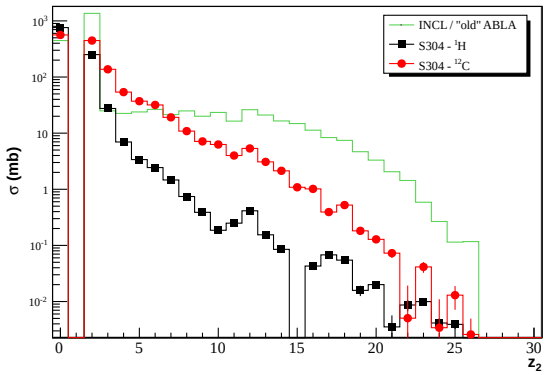


Figure 4.49 – $\sigma(z_2)$ (mb).

La section efficace de la deuxième charge la plus grande dans l'événement z_2, visible sur la figure 4.49, nous indique que la contribution des charges supérieures à deux en tant que z_2 est bien plus importante dans le carbone que dans l'hydrogène. Nous avons vu que quelques pourcents seulement des états finaux dans l'hydrogène contenaient au moins deux fragments, l'essentiel de ces états finaux étant constitué uniquement d'un fragment (le résidu du projectile), éventuellement accompagné d'hélium. Dans le carbone, les événements à un seul fragment représentent encore 75 % du total (dont 33 % avec de l'hélium) mais, par conséquent, les événements avec au moins deux fragments constituent le dernier quart. On peut même ajouter que près de 6 % des événements sont identifiés avec au moins trois fragments dans leur état final, contre quelques pour mille dans l'hydrogène !

Comme nous pouvions nous y attendre, et contrairement à l'hydrogène, une quantité non négligeable d'événements ont une différence Z_{MAX}-z_2 petite (< 10) (Fig. 4.50). Cela signifie, dans le cas du carbone, qu'il n'est pas (si) rare d'observer deux charges relativement proches l'une de l'autre dans le même événement. La figure 4.51 montre la relation entre Z_{MAX} et z_2 obtenue dans les données carbone (à gauche), très différente de celle obtenue dans les données proton (à droite).

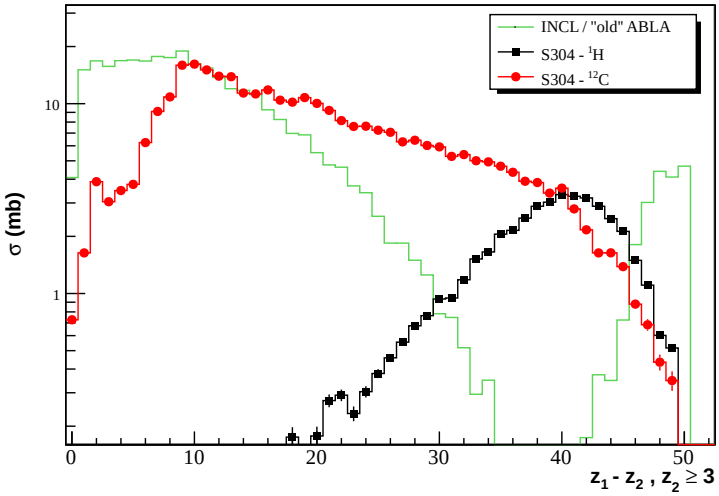


Figure 4.50 – Sections efficaces de $(Z_{MAX} - z_2)$, la différence de charge entre les deux plus gros fragments de l'événement, pour les événements tels que $z_2 \geq 3$.

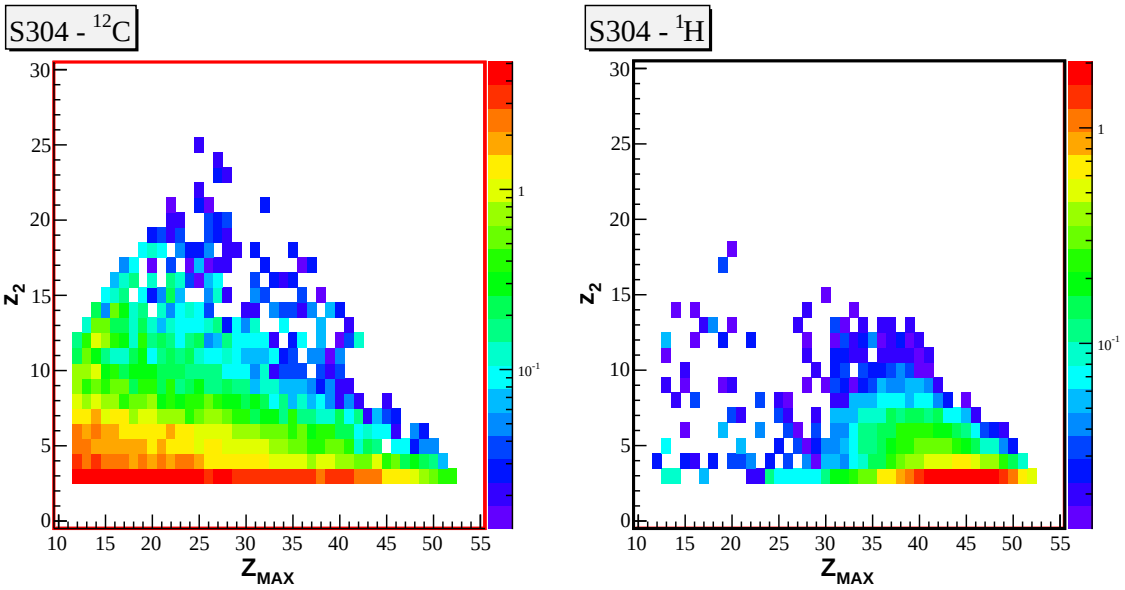


Figure 4.51 – Relation entre Z_{MAX} et z_2 obtenue dans les données carbone (à gauche) et dans les données proton (à droite).

4.3.2.4 Classification des états finaux de la réaction

De la même manière que le travail réalisé sur les données proton, nous avons décomposé $\sigma(Z)$ et $\sigma(Z_{BOUND})$ en différentes contributions. Les modes et couleurs sont identiques aux modes et couleurs utilisées pour la cible d'hydrogène. Les spectres sont présentés de manière cumulative sur les figures 4.52 et 4.53.

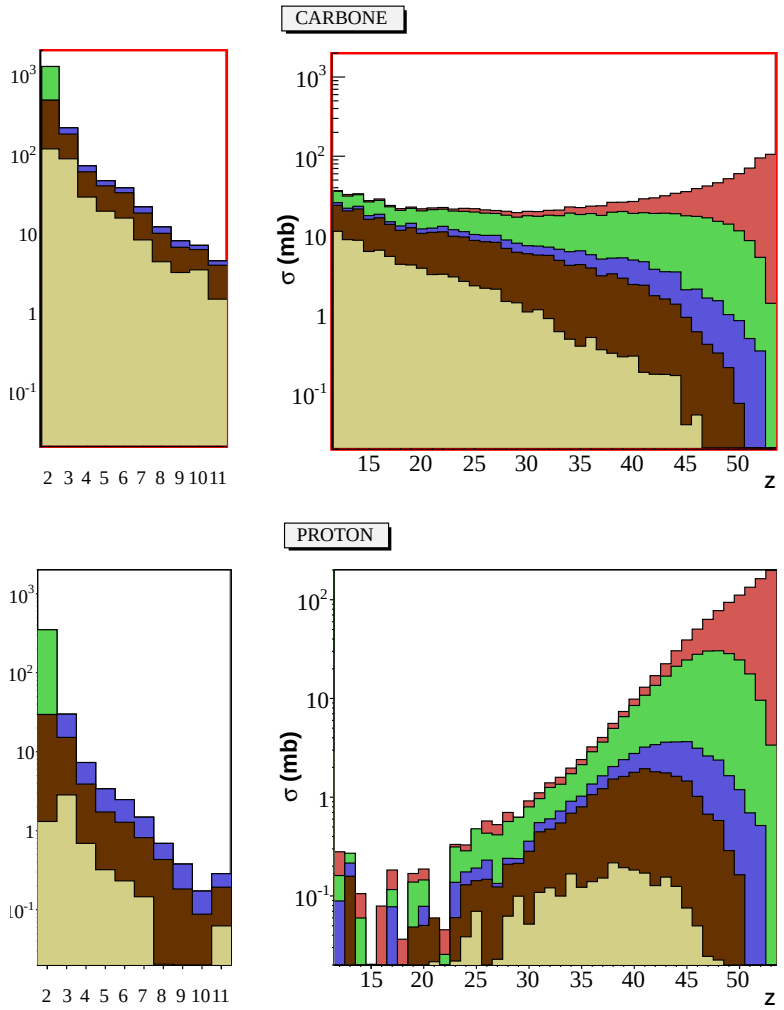


Figure 4.52 – Contribution à $\sigma(Z)$ des différents modes de désexcitation observés dans le système $^{136}Xe +^{12} C$ et le système $^{136}Xe + p$ (voir texte). Les spectres sont cumulatifs et distinguent les événements pour lesquels ont été détectés dans l'ordre : (5) 3 fragments ou plus, (4) 2 fragments et des noyaux d'hélium, (3) 2 fragments seuls, (2) 1 fragment et des noyaux d'hélium, (1) 1 fragment seul.

Nous avons simplement comparé ici nos données de la réaction $^{136}Xe +^{12} C$ à celles de la réaction $^{136}Xe + p$. Les contributions des différents types d'états finaux dans les sections efficaces $\sigma(Z)$ et $\sigma(Z_{BOUND})$ sont qualitativement différentes dans les deux réactions. En particulier, il apparaît que les contributions à plusieurs fragments composites $Z \geq 3$ sont bien

plus importantes pour la réaction sur ^{12}C et qu'elles n'ont surtout pas la même dépendance en Z_{BOUND}. Dans la réaction sur le proton, les maxima de ces contributions correspondent, comme nous le voyons sur la figure 4.53 à $Z_{BOUND} \approx 45 - 50$, ce qui, nous l'avons vu, est synonyme d'énergie d'excitation par nucléon relativement faible. Ces états finaux sont donc produits principalement par des mécanismes à basse excitation du pré-fragment. En revanche, pour la réaction sur le carbone, ce n'est pas du tout le cas puisque ces contributions ont des maxima proches de $Z_{BOUND} \approx 25 - 30$.

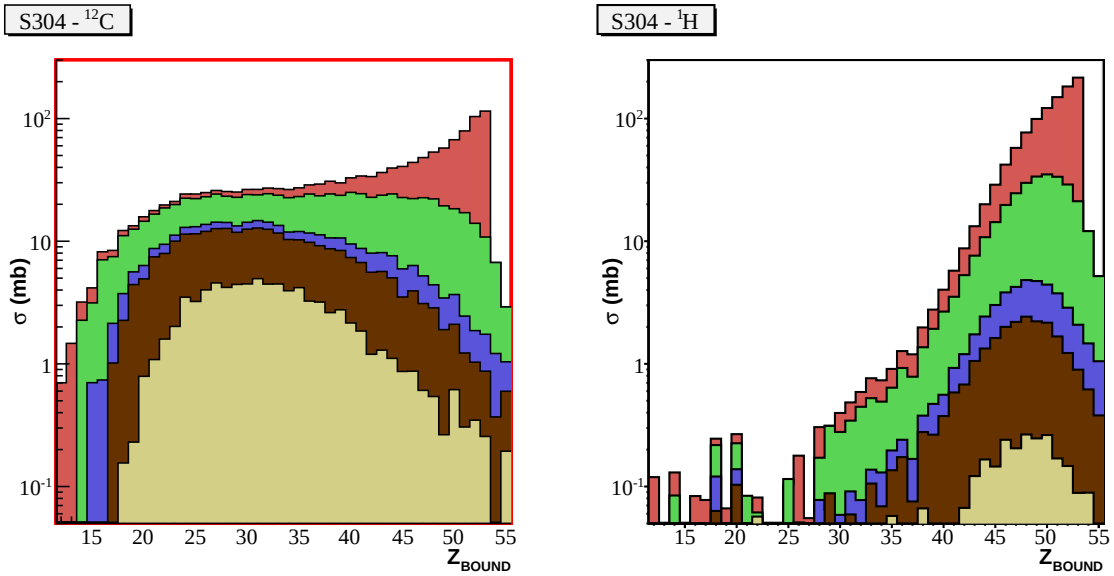


Figure 4.53 – Contribution à $\sigma(Z_{BOUND})$ des différents modes de désexcitation : mêmes modes que pour la figure 4.52.

4.3.3 Évolution des observables avec E^*/A

4.3.3.1 Estimateur et estimation de l'énergie d'excitation

Nous avons défini, à partir du calcul `INCL` / "old" `ABLA`, huit intervalles de Z_{BOUND}, correspondant chacun à une énergie d'excitation moyenne par nucléon [10]. La corrélation entre Z_{BOUND} et énergie d'excitation est montrée sur la figure 4.54 (en haut). Nous avons décidé de travailler avec Z_{BOUND} [11] et non M_{TOT} (Fig. 4.54 - en bas), même si cette dernière était la mieux corrélée à E^*/A dans l'hydrogène. En effet, nous nous sommes aperçus que les distributions liées à une valeur de multiplicité totale étaient fortement et systématiquement asymétriques autour de la valeur moyenne, très différente de la valeur la plus probable (Fig. 4.55). Pour des valeurs de Z_{BOUND} fixées, nous avons par contre constaté que les profils sont

10. L'énergie d'excitation est donnée par le code de cascade et non par le modèle de désexcitation dont c'est un paramètre.

11. Cette variable est utilisée depuis "bien longtemps" dans la physique de la fragmentation des ions lourds (W. Trautmann *et al.*, Berkeley).

bien plus symétriques autour de leur valeur moyenne qui, dans ce cas, est bien représentative de leur maximum (Fig. 4.55).

Le choix des intervalles est le suivant :

- les cinq premiers correspondent aux énergies d'excitation par nucléon définis pour la cible d'hydrogène table 4.2 (numérotés de 1 à 5 sur la figure 4.54),
- les trois derniers correspondent aux énergies d'excitation plus élevées (au-delà de 4 MeV par nucléon) qui ne sont pas atteintes dans le système $^{136}Xe + p$ (numérotés de 6 à 8 sur la figure 4.54).

Les valeurs relatives à chaque intervalle sont rappelées dans la table 4.5.

	INCL / « old » ABLA	$\langle E^*/A \rangle$	$\sigma(E^*/A)(rms)$
1	$Z_{BOUND} \geq 52$	0.67	0.53
2	$50 \leq Z_{BOUND} \leq 51$	1.33	0.61
3	$45 \leq Z_{BOUND} \leq 49$	2.20	0.75
4	$43 \leq Z_{BOUND} \leq 44$	3.16	0.80
5	$41 \leq Z_{BOUND} \leq 42$	3.75	0.80
6	$38 \leq Z_{BOUND} \leq 40$	4.45	0.95
7	$35 \leq Z_{BOUND} \leq 37$	5.4	1.2
8	$Z_{BOUND} \leq 34$	8	3

Table 4.5 – Énergie d'excitation par nucléon moyenne dans les intervalles de Z_{BOUND} définis sur la figure 4.54.

4.3.3.2 Évolution de la distribution des fragments dans le ToF

Comme pour le proton, nous avons regardé l'évolution de la dispersion des fragments dans le mur de temps de vol en fonction de l'observable utilisée pour la sélection de l'énergie d'excitation. Comme pour le proton, *il est intéressant de souligner que l'on retrouve la même corrélation qu'entre Z_{BOUND} et $\langle E^*/A \rangle$!*

4.3.3.3 Évolution de la multiplicité totale M_{TOT}

La figure 4.57 représente l'évolution de la multiplicité totale en fonction des différents intervalles d'énergie d'excitation moyenne définis à partir de Z_{BOUND} pour le carbone (en rouge) et le proton (en noir). Les courbes des deux systèmes sont normalisées à l'unité. Il est clair que dans les deux cas l'évolution de cette multiplicité totale en fonction de l'énergie d'excitation est sensiblement identique : forte contribution des petites multiplicités à faible énergie d'excitation (intervalle [1]) puis contribution de plus en plus importante des multiplicités élevées au fur et à mesure de l'augmentation de l'énergie d'excitation (maximum à $\sim$ 9-10 dans l'intervalle [2], $\sim$ 12-13 dans l'intervalle [3], $\sim$ 15 dans l'intervalle [4]). De plus, on s'aperçoit qu'à partir du quatrième intervalle, *i.e.* au-delà de 3 MeV par nucléon, les

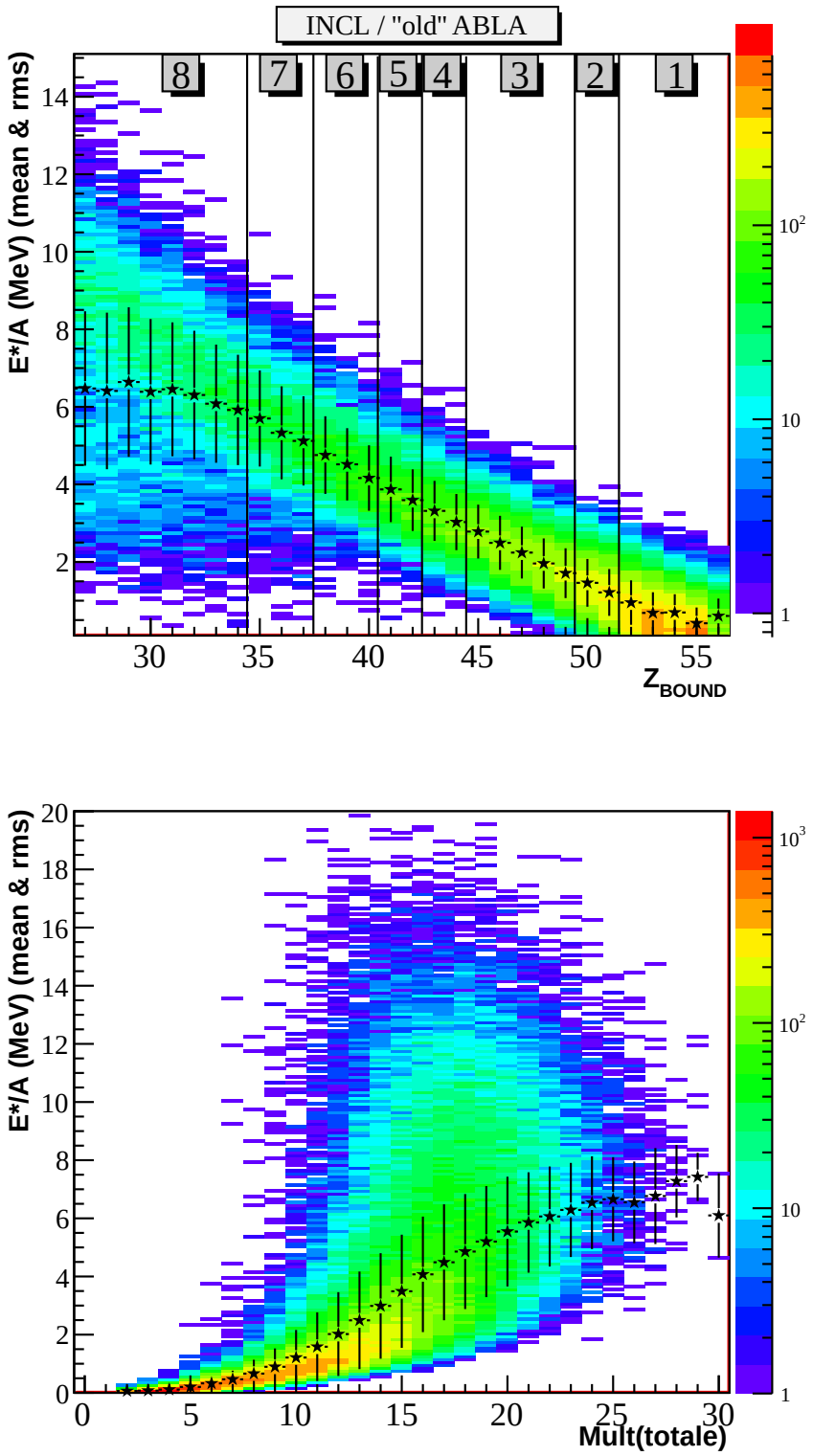


Figure 4.54 – Corrélation entre l'énergie d'excitation par nucléon et, en haut, la charge reconstruite Z_{BOUND}, ou, en bas, la multiplicité totale de particules dans un événement.

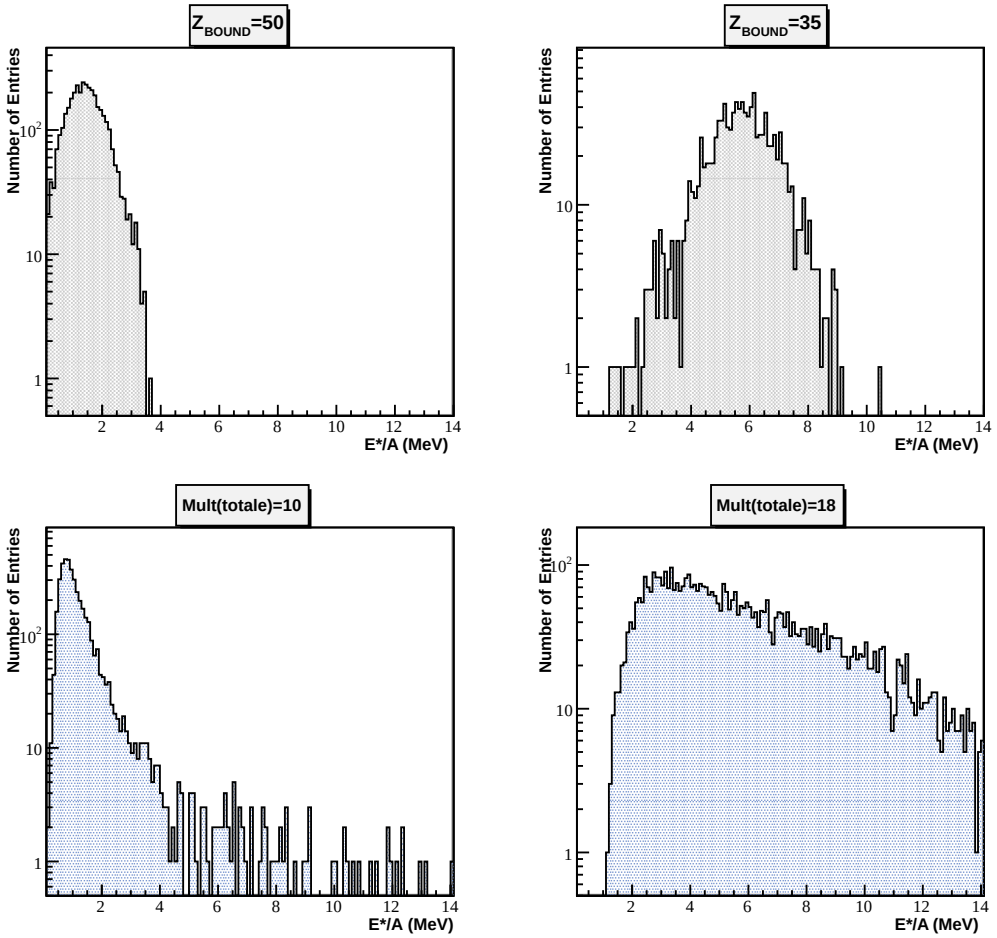


Figure 4.55 – Profils de E^*/A obtenus pour deux valeurs de Z_{BOUND} et deux valeurs de M_{TOT}, nos deux potentiels estimateurs de l'énergie d'excitation.

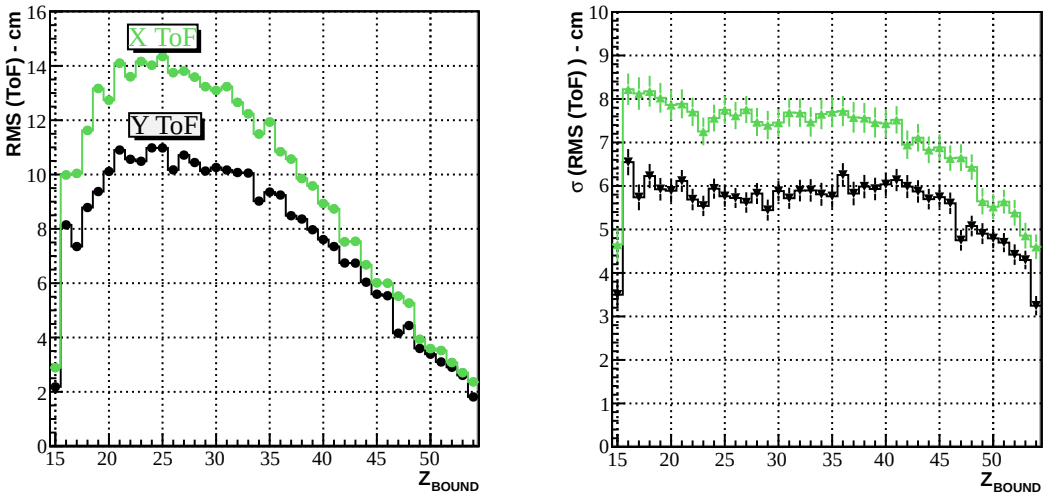


Figure 4.56 – RMS de la distribution horizontale et verticale des fragments sur le mur de temps de vol en fonction de Z_{BOUND}.

distributions évoluent peu, avec un maximum constant autour de $M_{TOT} \approx 15$, alors même que E^*/A peut atteindre 10-12 MeV par nucléon dans le carbone pour l'intervalle [8].

Il est aussi à souligner que nous retrouvons dans l'étude de la réaction $^{136}Xe +^{12} C$ cette composante à faible multiplicité totale que nous avons observée dans les résultats de la réaction sur le proton. Néanmoins, il faut aussi remarquer que cette composante semble bien disparaître vers les très hautes valeurs de $\langle E^*/A \rangle$ accessibles uniquement pour la réaction sur le noyau de carbone.

4.3.3.4 Production des fragments

Nous avons étudié l'évolution de la production des fragments avec l'énergie d'excitation E^*/A pour les deux réactions afin de les comparer. Sur la figure 4.58 sont représentées les évolutions de la contribution relative à la section efficace $\sigma(E^*/A)$ des états finaux caractérisés par la valeur de z_2, de $z_2 = 0$ (un seul fragment chargé dans l'événement) à $z_2 \geq 6$. Dans la figure 4.59 sont données l'évolution en fonction de E^*/A de la contribution relative à $\sigma(E^*/A)$ des états finaux identifiés par le nombre de fragments composites (de charge $Z \geq 3$).

Dans ces figures, pour la réaction $^{136}Xe{+}p$, E^*/A a été déterminée avec M_{TOT}, la multiplicité totale des particules de l'état final. Pour la réaction sur le noyau de carbone, E^*/A est donnée par Z_{BOUND}.

Sur ces figures, on voit la contribution du canal $z_2 = 0$ diminuer de $\simeq 100$ % pour $E^*/A \sim 0$ à 10 % pour la réaction $^{136}Xe +^{12} C$ aux plus hautes énergies d'excitation. Les autres contributions augmentent très largement dans le domaine en E^*/A, variant de 10^{-3} ou quelques 10^{-3} à $\sim 10^{-1}$ ou quelques 10^{-1}.

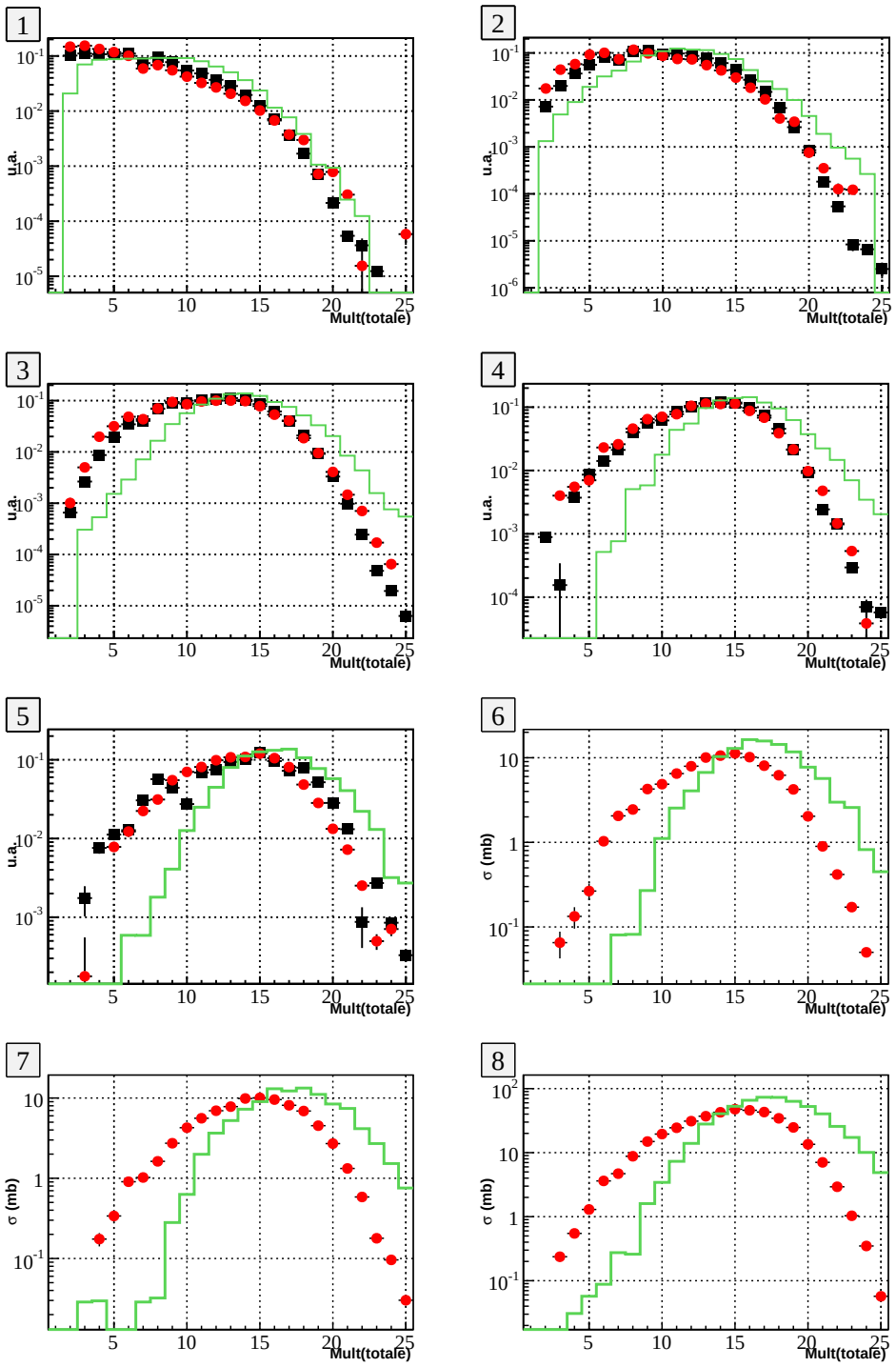


Figure 4.57 – Évolution de la multiplicité totale en fonction de $\langle E^*/A \rangle$ dans le carbone (en rouge) et le proton (en noir). (Pour information le modèle « carbone » est représenté en vert.)

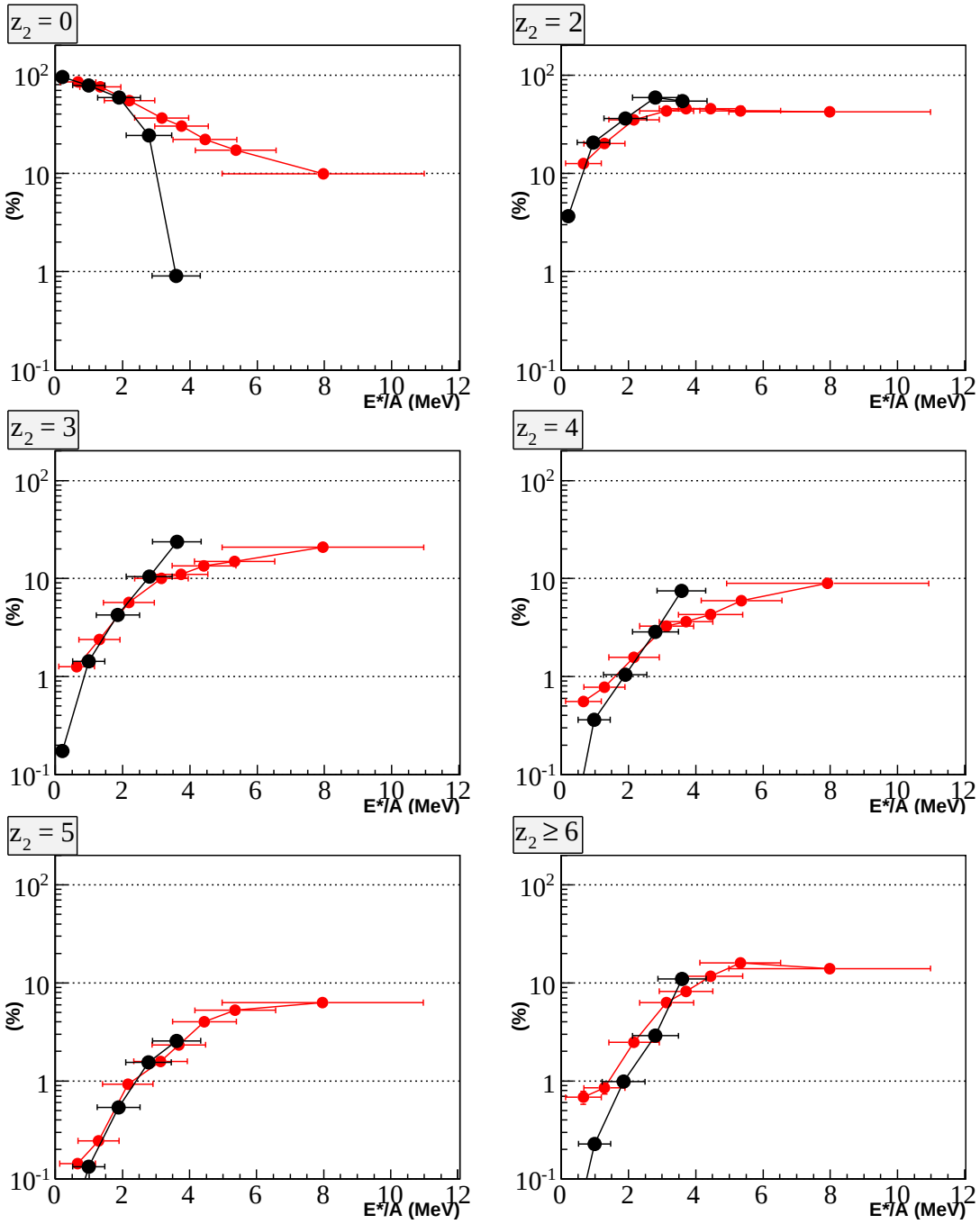


Figure 4.58 – Évolution de la contribution relative à la section efficace de réaction des états finaux identifiés par la valeur de z_2, la seconde charge la plus grande de l'événement, de $z_2 = 0$ (un seul fragment chargé dans l'événement) à $z_2 \geq 6$, en fonction de l'énergie d'excitation du pré-fragment, E^*/A. Les points noirs sont les données de la réaction sur le proton, les points rouges les données de la réaction sur le noyau de carbone.

Deux traits ressortent de la comparaison effectuée entre les deux réactions dans ces figures. Le premier est la très grande similarité des courbes dans le domaine de recouvrement en E^*/A. Cette similarité indique bien que le pré-fragment, à une énergie d'excitation E^*/A donnée se désexcite indépendamment du noyau spectateur dans ce domaine. Cela en est une démonstration expérimentale. Le second trait de cette comparaison est la différence notable du canal $z_2 = 0$ pour la réaction sur le proton, la seule de cette comparaison. On observe en effet une contribution du canal $z_2 = 0$ en dessous de 1 % vers 4 MeV alors qu'à cette valeur de E^*/A, la contribution de ce canal pour la réaction sur le noyau de carbone reste d'environ 20 % de $\sigma(E^*/A)$.

Remarquons enfin que les variations de ces courbes en fonction de E^*/A s'amortissent lorsque $E^*/A \geq 5\ MeV$.

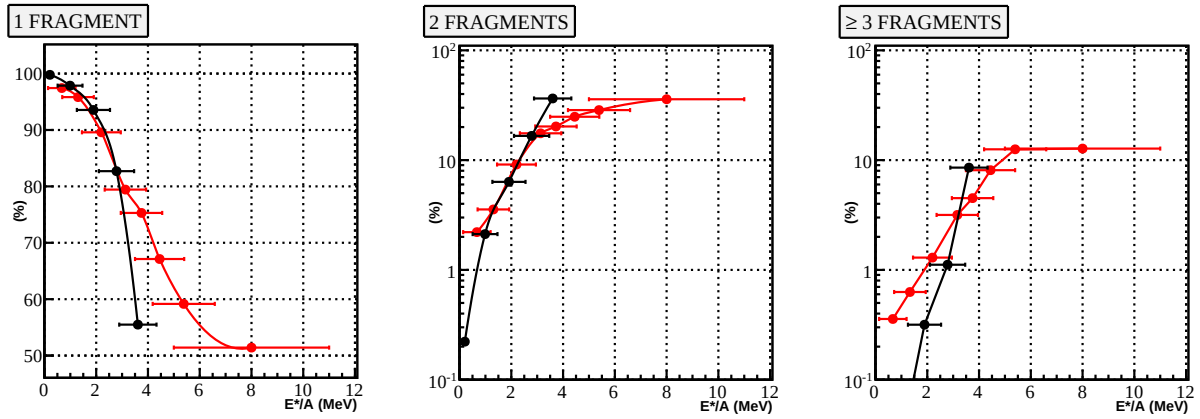


Figure 4.59 – Évolution de la contribution relative à la section efficace de réaction des états finaux identifiés par le nombre de fragments composites, *i.e.* de charge $Z \geq 3$ en fonction de l'énergie d'excitation du pré-fragment, E^*/A. Les points noirs sont les données de la réaction sur le proton, les points rouges les données de la réaction sur le noyau de carbone.

4.4 Production de fragments de masse intermédiaire (IMF)

4.4.1 Définition et sélection des événements

Nous définissons dans l'étude présentée dans ce paragraphe les fragments de masse intermédiaire (IMF, *Intermediate Mass Fragments* en anglais) comme des fragments dont la charge Z vérifie : $Z \in [IMF] = [8, 24]$. Cette définition semble un peu arbitraire. Nous la justifions par la variation de la section efficace $\sigma(Z)$ que nous avons mesurée pour la réaction $^{136}Xe+p$. En effet, on observe (voir Fig. 4.3) que $\sigma(Z_{ToF})$ décroît très fortement de $Z = 2$ à $Z = 8$ pour se stabiliser ensuite autour d'une valeur $\sigma(Z) \simeq 0.2 - 0.3\ mb$ jusqu'à $Z \sim 24 - 25$. Comme nous l'avons signalé plus haut, cette décroissance forte et approximativement constante semble indiquer que les fragments de charge $Z \leq 8$ sont émis par un mécanisme de désexcitation

qui prolonge et généralise l'évaporation de particules α. L'idée de cette étude est de *zoomer* sur une partie de l'espace des phases de la réaction dans laquelle les IMF, au sens relativement habituel où on le trouve dans la littérature, dominent la composition des états finaux. Nous nous sommes restreints à cet intervalle en charge afin d'obtenir des observables qui ne soient pas dominées par un canal particulier. En effet, l'étude que nous avons faite un peu plus haut sur les états finaux des réactions de spallation de notre expérience qui comprennent au moins deux fragments composés (*i.e.* comprenant une charge z_2 supérieure à une valeur donnée z_{inf}) nous a montré que les observables que nous pouvions extraire étaient essentiellement sensibles aux canaux contenant $z_2 = z_{inf}$.

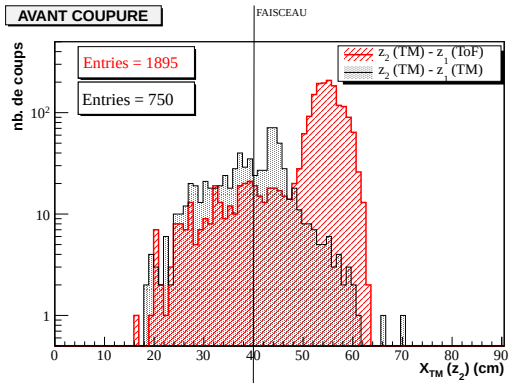


FIGURE 4.60 – Position des fragments z_2 identifiées dans la Twin MUSIC selon l'origine de Z_{MAX} : $Z_{MAX} \in$ TM (en noir) ou $Z_{MAX} \in$ ToF (en rouge), avant correction.

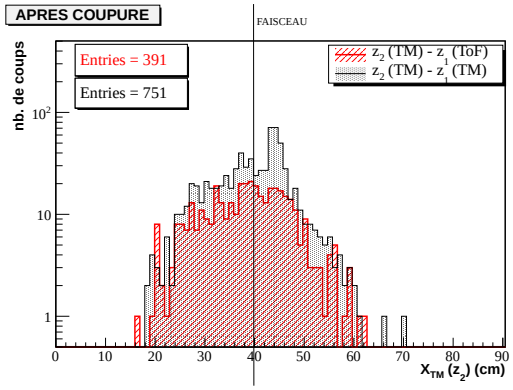


FIGURE 4.61 – Position des fragments z_2 identifiées dans la Twin MUSIC selon l'origine de Z_{MAX} : $Z_{MAX} \in$ TM (en noir) ou $Z_{MAX} \in$ ToF (en rouge), après correction.

Pour la réaction $^{136}Xe +^{12} C$, cette valeur est un peu moins justifiée dans ce sens que la variation de $\sigma(Z_{ToF})$ aux petites valeurs de Z_{ToF} est moins rapide que pour la réaction sur le proton. Pour cette réaction, $\sigma(Z_{ToF} = 8)$ se trouve sur le plateau compris autour de 20-30 mb qui s'étend jusqu'à $Z_{FM} \simeq 45$.

Nous sélectionnons les événements de cette étude sur les IMF par la condition logique :

$$z_1 \in \ [IMF] \ \parallel \ z_2 \in [IMF]$$

où $z_1(\equiv Z_{MAX})$ et z_2 sont les deux charges les plus importantes de l'événement. Il ne peut pas y avoir d'événements correspondant à $z_3 \in [IMF]$, avec en même temps $z_1 \notin [IMF]$ et $z_2 \notin [IMF]$.

Nous avons entamé cette étude en réanalysant certains événements. La focalisation que nous donne cette condition sur la sélection des événements pourrait rendre les données sensibles à des effets expérimentaux que nous n'aurions pas vus dans l'analyse menée jusqu'alors. En effet, pour la réaction sur le proton, la section efficace intégrée dans l'étude présente est d'environ 3 mb. Différents types d'événements sont sélectionnés par la condition logique ci-dessus. Nous nous sommes en particulier concentrés sur les événements tels que $z_1 \in ToF$ et $z_2 \in TM$. Dans la figure 4.60 sont donnés en fonction de $x_{TM}(z_2)$, la coordonnée transverse dans la Twin MUSIC (les deux moitiés de volume sont sommées) :

- en noir les événements dont les deux fragments de charge z_1 et z_2 ont été détectés dans la Twin MUSIC,
- en rouge les événements pour lesquels nous avons : $z_1 \in ToF$ et $z_2 \in TM$.

Nous observons tout d'abord que le nombre de ces événements est très petit : moins de 3000 sur environ 1.5 10^6 pour la réaction $^{136}Xe +^{12} C$. Ceci étant, la détection de ces événements nous montre que le détecteur Twin MUSIC a bien fonctionné en deux moitiés indépendantes, ce qui nous donne confiance en nos résultats. Nous voyons aussi sur la figure 4.60 que les deux types d'événements possèdent la même distribution en $x_{TM}(z_2)$ hormis, pour le second, un pic centré en $x_{TM}(z_2) \simeq 55$ (cm). Ce dont nous nous sommes rendus compte, c'est que les événements de ce pic ont, pour la plupart, z_1 identifiés dans les trois scintillateurs à droite du trou du passage du faisceau dans le ToF. Nous avons aussi pu tracer une corrélation étroite et nette entre le numéro du scintillateur qui identifie z_1 et la position $x_{TM}(z_2)$. Ceci nous indique qu'en fait, ces événements correspondant à, en apparence, deux fragments identifiés dans le ToF pour z_1 et dans la Twin MUSIC pour z_2 n'ont en fait qu'un seul fragment, le résidu du projectile, identifié deux fois : une fois dans le ToF et une fois dans la Twin MUSIC. Nous avons donc décidé d'effectuer une coupure géométrique dans la sélection de ces événements, $z_1 \in ToF$ et $z_2 \in TM$, en éliminant ceux qui ont laissé une trace dans les intervalles de corrélation spatiale en $x_{TM}(z_2)$ des trois scintillateurs à droite du passage du faisceau dans le ToF. Pour ces fragments, la charge qui leur est attribuée est la charge déterminée par le ToF. Remarquons enfin que dans la figure 4.60, la courbe en noir est celle des événements pour lesquels les deux fragments sont passés dans le trou du mur de temps de vol.

Soulignons que pour les résultats précédents, cette coupure n'a pas d'incidence. En effet, hormis ces 3000 événements identifiés, les événements des réactions $^{136}Xe + p$ et $^{136}Xe +^{12} C$ sont identifiés par $z_1 \in TM$.

La distribution en position $x_{TM}(z_2)$ des événements $z_1 \in ToF$ et $z_2 \in TM$ "après coupure", *i.e.* après prise en compte de cette corrélation entre les positions horizontales sur le ToF et la Twin MUSIC est représentée en rouge dans la figure 4.61. On constate que les deux distributions de cette figure ont la même forme, les événements $z_1 \in ToF$ et $z_2 \in TM$ restants étant deux fois moins nombreux environ que les autres.

4.4.2 $^{136}Xe + p$

Nous avons dans un premier temps cherché, pour la réaction $^{136}Xe+p$, à quantifier la section efficace de production de ces IMF et à déterminer comment celle-ci est répartie sur le spectre en énergie d'excitation $\langle E^*/A \rangle$, énergie d'excitation déterminée par la multiplicité totale des événements. C'est l'objet de la figure 4.62 où nos données (points et trait épais noirs) sont comparés aux trois modèles avec lesquels nous avons travaillé jusqu'à présent. Cette courbe peut être comparée aux courbes donnant $\sigma^N(E^*/A)$, la section efficace de production de $N = 1, 2, \geq 3$ fragments composites ($Z \geq 3$) présentées sur la figure 4.63. On peut constater une très grande similarité dans la dépendance en E^*/A de ces courbes. Comme indiqué plus haut, la section efficace totale de cette production d'IMF dans la réaction $^{136}Xe + p$ est environ $\sigma(IMF) \simeq 3$ mb, la proportion des événements ayant au moins deux IMF dans l'état

final étant pratiquement nulle. On constate de plus sur cette courbe que la valeur moyenne de l'énergie d'excitation de ces événements est : $\langle E^*/A \rangle = 2.0 \pm 0.3\ MeV$. Les trois modèles présentent des courbes très similaires hormis leur normalisation, avec $\langle E^*/A \rangle = 2.3 \pm 0.3\ MeV$, ce qui est compatible avec notre mesure. Remarquons aussi que ces courbes et nos données sont très semblables à la dépendance en $\langle E^*/A \rangle$ de la section efficace de production des fragments identifiés par z_2, hormis le cas particulier $z_2 = 0$. Ceci peut s'interpréter comme une dépendance similaire du mécanisme d'émission de tous ces types de fragments et, par là, de la nature de ces mécanismes.

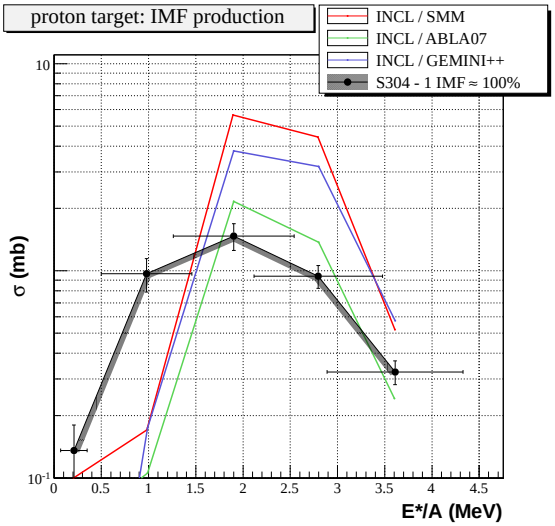


Figure 4.62 – $\sigma^{IMF}(E^*/A)$, la section efficace de production des fragments de masse intermédiaire (IMF) en fonction de E^*/A pour la réaction $^{136}Xe + p$.

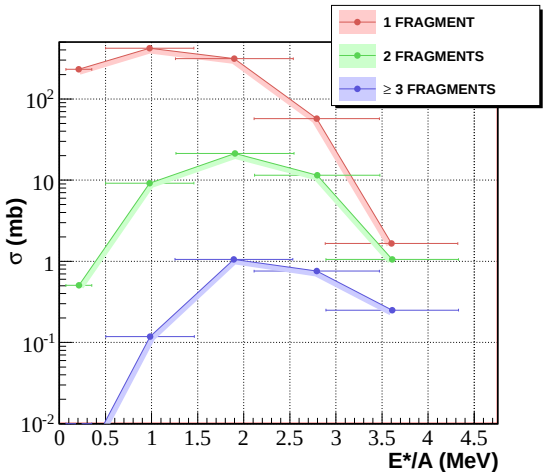


Figure 4.63 – $\sigma^{N}(E^*/A)$, la section efficace de production de $N = 1, 2, \geq 3$ fragment(s) composite(s) en fonction de E^*/A pour la réaction $^{136}Xe + p$.

Pour ces événements, nous avons représenté sur la figure 4.64 la section efficace de la différence de charge $z_1 - z_2 = Z_{MAX} - z_2,\ \forall\ z_2 \geq 0$. Cette courbe nous indique que, dans la plupart des cas, les IMF sont présents dans l'état final avec un noyau plus lourd, ce qui confirme ce que nous observons dans la dépendance en $\langle E^*/A \rangle$ discutée ci-dessus : la production d'IMF dans la réaction $^{136}Xe + p$ est un mécanisme de désexcitation du pré-fragment qui intervient à des énergies d'excitation relativement faibles.

4.4.3 $^{136}Xe +^{12} C$

Comme l'indique les figures qui présentent un peu plus haut $\sigma(Z_{FM})$ et $\sigma(Z_{ToF})$, la section efficace totale de production des IMF est beaucoup plus importante pour la réaction $^{136}Xe +^{12} C$ que pour la réaction $^{136}Xe + p$. Nous allons ici tenter de comprendre la nature de cette différence que n'explique pas le rapport des sections efficaces totales.

Pour cette « petite » étude sur la production des IMF dans la réaction sur le carbone, il faut noter deux petites subtilités dans l'analyse. Tout d'abord, nous avons décidé de diviser

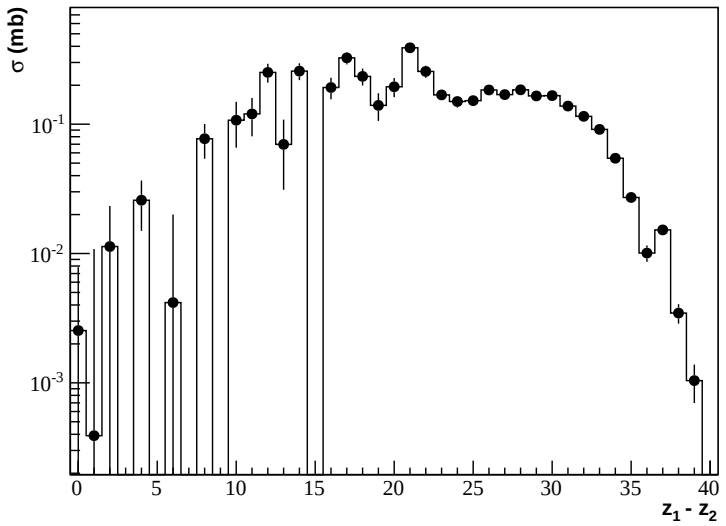


Figure 4.64 – Section efficace de la différence de charge $z_1 - z_2$, $\forall z_2 \geq 0$ pour les événements contenant au moins un IMF dans l'état final pour la réaction $^{136}Xe + p$.

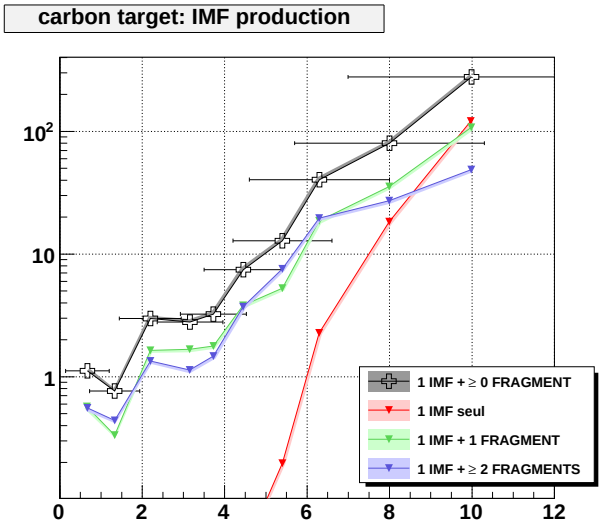


Figure 4.65 – $\sigma^{IMF}(E^*/A)$, la section efficace de production des fragments de masse intermédiaire (IMF) en fonction de E^*/A pour la réaction ^{136}Xe + ^{12}C.

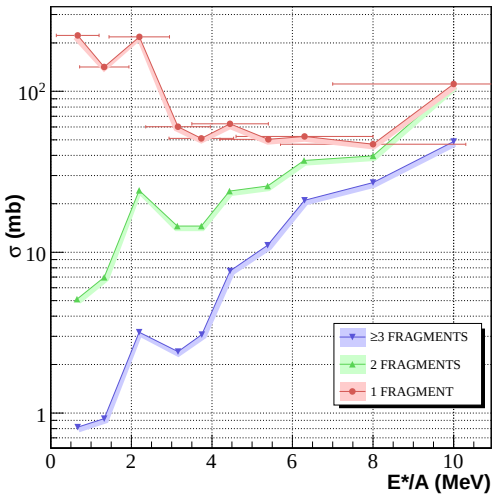


Figure 4.66 – $\sigma^N(E^*/A)$, la section efficace de production de $N = 1, 2, \geq 3$ fragment(s) composite(s) en fonction de E^*/A pour la réaction ^{136}Xe + ^{12}C.

le dernier intervalle d'énergie d'excitation moyenne (intervalle 8 dans la table 4.5) en trois sous-intervalles. Les sections efficaces étant assez élevées dans l'intervalle 8, nous pouvons en quelque sorte raffiner notre estimation de E^*/A jusqu'à définir un sous-intervalle (8.3 dans la table ci-dessous) d'énergie moyenne 10 MeV par nucléon.

	INCL / « old » ABLA	$\langle E^*/A \rangle$	$\sigma(E^*/A)(rms)$
8.1	$31 \leq Z_{BOUND} \leq 34$	6.3	1.7
8.2	$27 \leq Z_{BOUND} \leq 30$	8	2.3
8.3	$Z_{BOUND} \leq 26$	10	3

Ensuite, nous avons « récupéré » des événements dont la charge maximale n'a pu être identifiée exactement dans la Forward MUSIC en raison du seuil d'identification $Z = 12$ mais qui y ont laissé un signal suffisamment fort. Dans de tels événements, la charge maximale est attribuée à la plus grande charge dans le ToF si elle est supérieure ou égale à 8 (Z_{FM} est alors mise à 0). Dans le cas contraire, $Z_{FM} = Z_{MAX}$ est choisie de manière aléatoire entre 8 et 11. Ces événements, environ 100 mb, contribuent quasi uniquement au dernier intervalle en énergie d'excitation, au-delà de 8 MeV/A.

Sur la figure 4.65 est représentée la dépendance de la section efficace de production des IMF en fonction de $\langle E^*/A \rangle$. Ici aussi, nous avons comparé les dépendances en E^*/A de ces sections efficaces à celle des sections efficaces de production de $N = 1, 2, \geq 3$ fragments composites $\sigma^N(E^*/A)$ (Fig. 4.66). Ces dépendances ont des traits communs nets, tels que leur comportement aux basse énergies d'excitation et la croissance vers les hautes valeurs de E^*/A. Nous constatons aussi plusieurs différences d'importance avec la réaction $^{136}Xe + p$:

- la dépendance en $\langle E^*/A \rangle$, si elle présente des similarités aux basses valeurs du spectre en $\langle E^*/A \rangle$, avec notamment un maximum local vers $\langle E^*/A \rangle \sim 2\ MeV$, est totalement différente au delà : la croissance de $\sigma(IMF)$ avec $\langle E^*/A \rangle$ est très importante au delà de 3 MeV alors que pour la réaction $^{136}Xe + p$ cette section efficace est pratiquement nulle ;
- de plus, cette dépendance entraîne que l'essentiel de cette section efficace correspond à des événements à grande énergie d'excitation du pré-fragment ; nous avons là une différence qualitative majeure avec la production de ces IMF dans la réaction sur le proton pour laquelle cette production a lieu presque exclusivement à des énergies d'excitation autour de 2 MeV par nucléon ;
- enfin, les contributions des événements comprenant 1 IMF et au moins 1 fragment composite dans l'état final sont tout à fait importantes, représentant la quasi totalité de la section efficace jusqu'à environ 8 MeV/A. On s'aperçoit que les contributions 1 IMF + 1 fragment et 1 IMF + $\geq$ 2 fragments sont quasiment identiques sur toute la gamme en énergie d'excitation. Nous constatons un accroissement important de la contribution à 1 seul IMF dans l'état final. Nous ne pouvons exclure totalement une inefficacité dans l'identification des charges et donc une faible erreur dans l'identification de ces différents états finaux, notamment due au seuil minimal d'identification de Z_{MAX} dans la « Forward MUSIC ». Néanmoins les remarques faites plus haut sur la dépendance de la section efficace inclusive de production des fragments identifiés par leur charge Z qui nous ont conduit à conclure à une similarité dans les mécanismes de production des petits fragments composites (évaporation généralisée au delà des alphas, sur la philosophie du modèle GEM) expliquent

la tendance observée ici à très haute énergie d'excitation. En effet, à ces valeurs, les sections efficaces de production des trois types d'états finaux caractérisés par le nombre de fragments en plus d'un IMF sont approximativement équivalentes en ordre de grandeur (proches de 100 mb) : l'IMF est, dans la plupart des états finaux, le fragment de plus grande charge. Les fragments qui l'accompagnent sont donc des fragments légers, issus d'une évaporation généralisée du pré-fragment très excité. Nous avons donc bien à faire, dans ces cas-là, à une évaporation quasi-complète du projectile en petits fragments et en particules élémentaires (nucléons, alphas). Notons enfin que cette similarité est observable aussi à 8 MeV par nucléon mais ne l'est plus en dessous.

Nous avons donc ici l'explication de cette grande différence dans la production des IMF entre les deux réactions : dans le cas de ^{136}Xe + ^{12}C, cette production d'IMF provient essentiellement d'une composante à grande énergie d'excitation, composante absente dans la section efficace de la réaction $^{136}Xe + p$.

Les sections efficaces de la différence de charge $z_1 - z_2$ et de la variable Z_{BOUND} sont présentées sur les figures 4.67 et 4.68 respectivement. Dans ces figures, les sections efficaces sont décomposées en fonction du nombre de fragments composites qui « accompagnent » l'IMF dans l'état final : aucun (en rouge), un (en vert) ou au moins deux (en bleu).

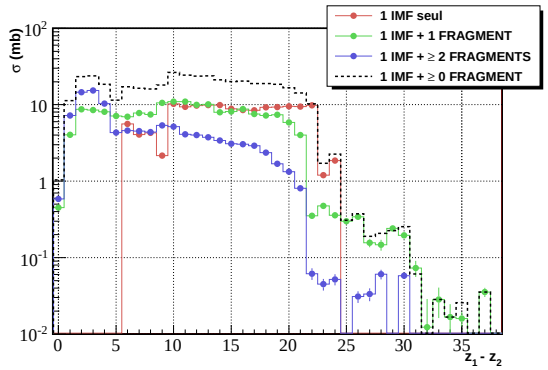


Figure 4.67 – Section efficace de $z_1 - z_2$, $\forall z_2 \geq 0$ pour les événements contenant au moins un IMF dans l'état final pour la réaction ^{136}Xe + ^{12}C.

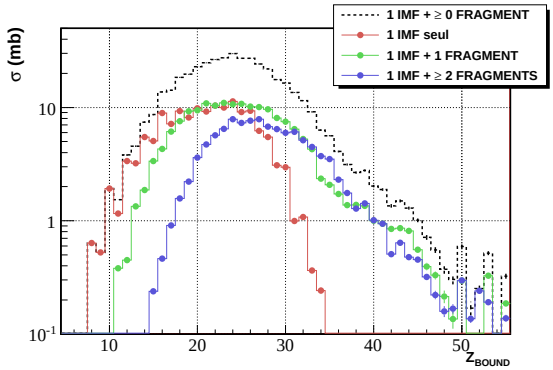


Figure 4.68 – Section efficace de Z_{BOUND} pour les événements contenant au moins un IMF dans l'état final pour la réaction ^{136}Xe + ^{12}C.

Nous constatons sur la figure 4.67 peu de différence dans $\sigma(z_1 - z_2)$ entre les trois types d'états finaux hormis les bornes des spectres qui s'expliquent aisément. Pour les états à 1 IMF et 0 fragment, on a au mieux $z_2 = 2$. La limite inférieure de l'intervalle de définition des IMF étant à 8, la limite inférieure de cette section efficace est 6. Ceci n'est plus vrai pour les deux autres types d'états finaux, que l'IMF soit ou non le plus gros de fragments : les deux plus gros fragments de l'événement peuvent être proches en taille et le spectre $\sigma(z_1 - z_2)$ peut atteindre 0. La borne supérieure de chacun des états correspond à très peu près à la borne supérieure de l'intervalle de définition des IMF. Cela signifie que même pour les événements ayant plusieurs fragments dans l'état final, l'IMF est, dans la plupart des cas, le fragment de plus grande taille.

Le trait le plus remarquable de la figure 4.67 est la constance de $\sigma(z_1 - z_2)$ pour les trois types d'états finaux (hormis les états finaux de trois fragments - dont un IMF - et plus, aux grandes valeurs de $z_1 - z_2$) tout à fait à l'image de la constance de la section efficace inclusive de production. Cette constance de $\sigma(z_1 - z_2)$ indique l'absence de corrélation entre la taille des deux fragments les plus gros dans la désexcitation du pré-fragment. Cette absence de corrélation a déjà été observée sur la figure 4.51 donnant la section efficace $\sigma(z_1, z_2)$ et laisse entrevoir que cette fragmentation du pré-fragment entre les deux plus gros noyaux s'apparente à un phénomène se déroulant à haute énergie d'excitation, *i.e.* dans les premiers instants de la phase de désexcitation du pré-fragment.

La figure 4.68 confirme pour les IMF ce qui a été déterminé dans le cas général des états finaux à plusieurs fragments. Ceci s'explique simplement par le fait que, comme nous l'avons remarqué ci-dessus, l'IMF est, dans la grande majorité des événements en comptant un dans l'état final, le fragment le plus gros de l'événement. Ainsi les événements à un IMF sans fragment additionnel correspondent à des valeurs plus petites de Z_{BOUND}, c'est-à-dire à des énergies d'excitation plus importantes en moyenne que les événements contenant un ou deux fragments en plus de l'IMF.

Ces quelques lignes sur la production des IMF dans la réaction $^{136}Xe +^{12} C$ ne sont qu'une esquisse de ce que nous pourrons faire ultérieurement dans l'analyse et l'interprétation de nos résultats. Outre le manque de temps, cette analyse fine de l'étude des états finaux de cette réaction vers les grandes énergies d'excitation du pré-fragment sort un peu du cadre que nous nous sommes fixés au départ, à savoir la comparaison entre deux réactions, $^{136}Xe + p$ et $^{136}Xe +^{12} C$ mesurées en cinématique inverse à une énergie cinétique du projectile de 1 GeV par nucléon.

Conclusions

Nous avons réalisé les mesures des réactions $^{136}Xe+p$ et $^{136}Xe+^{12}C$ en cinématique inverse à 1 GeV par nucléon d'énergie cinétique du projectile à l'aide du dispositif expérimental SPALADIN, installé auprès de l'accélérateur GSI.

Notre système de détection nous a permis de mesurer en coïncidence et événement par événement :

- le résidu du projectile,
- les fragments chargés de charge $Z \geq 2$ et
- une multiplicité moyenne des neutrons de désexcitation.

Par rapport à l'expérience précédente S248, une autre stratégie de mesure a été mise en œuvre. Dans la première expérience réalisée avec le dispositif SPALADIN, sur le système $^{56}Fe+p$ à 1 GeV par nucléon, les contributions parasites (réactions secondaires, contributions « cible vide » ...) étaient très faibles et, si le principal détecteur du dispositif (la chambre à projection temporelle MUSIC 4) assurait une couverture très homogène de l'espace des phases des états finaux, son acquisition, basée sur des *flash-ADC*, était très lente (environ 10 événements par seconde). Dans l'expérience présentée ici, notre dispositif expérimental nous a permis d'acquérir des statistiques très importantes, ce qui rend possible une étude fine de l'espace des phases final de la réaction avec, en contrepartie, des contributions parasites très grandes qu'il a fallu maîtriser dans le détail pour extraire des signaux physiques présentant le moins d'ambigüité et de biais expérimentaux possible.

Expérimentalement, la mesure avec la cible de carbone s'est révélée être essentielle pour le contrôle des systématiques de la mesure, notamment vis-à-vis des efficacités de détection et de la sélection des événements comptant plusieurs fragments composites ($Z \geq 3$) dans l'état final.

Pour la réaction $^{136}Xe+p$, notre mesure des sections efficaces de production des éléments $\sigma(Z)$ est en très bon accord avec la mesure sur le même système et à la même énergie de faisceau faite au FRS pour les résidus du projectile de charge $Z \geq 30$. Un désaccord notoire entre nos mesures et celles de cette expérience FRS apparaît pour les petites charges, notre mesure aboutissant à des sections efficaces $\sigma(Z)$ inférieures d'un facteur 2 ou 3 à celle de l'expérience FRS pour les charges $Z \in [7, 29]$. Le désaccord entre ces deux expériences reste à expliquer. Néanmoins, nos sections efficaces sont compatibles entre elles, dans les barres d'erreur, lorsque ces fragments chargés sont détectés dans le ToF ou dans les chambres à ionisation. Les modèles auxquels nous avons comparé nos données montrent des désaccords

sur ces sections efficaces pour les petites charges mais un bon voire très bon accord pour les charges plus importantes si ce n'est autour de $Z \sim 40$ où ces modèles sous-estiment de manière notable les données.

Sur d'autres observables globales comme la multiplicité totale de particules détectées, nos données sont très bien décrites par ces modèles une fois que le filtre expérimental, simulé dans Geant4, a été pris en compte.

À l'aide de la simulation du dispositif nous avons déterminé, pour les deux réactions étudiées, des observables expérimentales corrélées de manière étroite et indépendante du modèle de désexcitation à l'énergie d'excitation par nucléon (E^*/A) du pré-fragment. Ceci nous a permis d'étudier l'évolution des mécanismes de désexcitation du pré-fragment en fonction de E^*/A.

Cette étude confirme ce qui apparaissait dans l'étude des variables en coïncidence. D'une part, le mécanisme dominant de désexcitation est l'émission de fragments légers qui semble s'apparenter à de l'évaporation, même aux grandes valeurs de E^*/A. D'autre part, la production de fragments composites ($Z \geq 3$) en coïncidence avec un fragment plus lourd reste faible par rapport à la section efficace totale de réaction mais représente l'essentiel des sections efficaces de production des fragments de charge $Z \leq 20$. Elle est dominée par la production de fragments légers : en tout premier lieu Li puis Be puis B etc... sur tout le spectre en énergie d'excitation du pré-fragment qui contribuent de manière importante aux états finaux. C'est cette caractéristique qui nous fait dire que dans les deux systèmes étudiés, l'émission des fragments composites les plus légers ne semble être qu'une prolongation de l'évaporation des particules α. Enfin, les modèles de spallation que nous avons comparés à nos données surestiment notablement la production de fragments de masse intermédiaire aux dépens de la production des fragments composites légers. Leur production est globalement sous-estimée à presque toutes les énergies d'excitation du pré-fragment.

Les modèles que nous avons utilisés reproduisent très bien dans l'ensemble les observables en coïncidence et leurs évolutions en fonction de l'énergie d'excitation du pré-fragment. Leurs prédictions sur ces observables et leurs dépendances en E^*/A présentent entre elles peu de dispersion. Nous notons toutefois deux désaccords entre notre mesure et les modèles :

- la détection de fragments légers pour des excitations relativement faibles et des pré-fragments dont la charge est de l'ordre de la charge du projectile, qui semble correspondre à l'émission de fragments composites (essentiellement Li) à basse énergie d'excitation ;
- la détection de résidus du projectile relativement éloignés du projectile ($\Delta Z > 10$) en coïncidence avec un nombre très faible de particules légères, qui pourrait s'interpréter comme la production de pré-fragments de petite taille, prévue en quantité insuffisante par la cascade intranucléaire `INCL`.

Nous avons, par ailleurs, pu montrer que les états finaux comprenant au moins un IMF ($Z \in [8, 24]$) correspondent à des valeurs de E^*/A dans le milieu du domaine en E^*/A couvert par l'expérience : $\langle E^*/A \rangle \approx 2\ MeV$. La dépendance en E^*/A de la section efficace de production des IMF est tout à fait comparable à celle des sections efficaces de production des fragments plus légers (hormis les neutrons). Dans le système $^{136}Xe + p$ à $1\ GeV$, la production d'IMF correspond à des états finaux comprenant un seul IMF. Cette production

d'IMF est surestimée d'un facteur deux à trois par les modèles que nous avons comparés à nos données.

Pour la réaction $^{136}Xe +^{12} C$, les mesures que nous avons réalisées à la même énergie de faisceau incidente ont montré leur utilité de deux manières. Les sections efficaces de production des éléments sont nettement supérieures pour cette réaction que pour la réaction sur le proton. Ceci nous a permis d'explorer l'espace des phases des états finaux et les systématiques de notre détection de façon très détaillée, comme nous l'avons signalé plus haut. Ces mesures nous ont également permis d'explorer un domaine en E^*/A beaucoup plus grand que pour la réaction de spallation sur le proton.

Cette mesure sur une cible de carbone laisse entrevoir une réelle similitude avec la réaction $^{136}Xe +^{208} Pb$ étudiée au GSI-FRS [79]. En effet, sur une grande partie du domaine en charge des fragments détectés qui est commun aux deux expériences, les sections efficaces mesurées ne diffèrent essentiellement que d'un facteur approximativement constant et qui correspond au rapport des sections efficaces totales des deux réactions.

Il ressort de nos mesures que les pré-fragments issus de la phase de la cascade intranucléaire de cette réaction semblent avoir les mêmes propriétés de décroissance que ceux issus de la cascade intranucléaire de la réaction $^{136}Xe + p$ dans le domaine en énergie d'excitation par nucléon qui leur est commun ($E^*/A \in [0, 4]$ (MeV)). Les sections efficaces des multiplicités totales montrent un caractère très similaire à celles obtenues avec la réaction $^{136}Xe + p$, à la probabilité de production des pré-fragments à une énergie d'excitation donnée près. Ces sections efficaces n'évoluent pas en forme même vers les plus grandes valeurs de l'énergie d'excitation du pré-fragment, elles n'évoluent qu'en normalisation.

De la même manière nous avons montré que l'évolution des contributions des sections efficaces des états finaux comprenant soit un, deux ou trois fragment(s) soit un second fragment identifié par sa charge z_2 en fonction de E^*/A est commune aux deux réactions dans le domaine $E^*/A \in [0, 4]$ (MeV).

La différence essentielle que nous avons trouvée entre les deux réactions provient du comportement à grande énergie d'excitation des sections efficaces de production des fragments composites, et en particulier des fragments de masse intermédiaire (IMF). En effet, dans la réaction $^{136}Xe +^{12} C$, l'essentiel de la section efficace de production vient de cette partie du spectre en E^*/A inaccessible à la réaction $^{136}Xe + p$ dans la sensibilité de notre dispositif expérimental. Si, effectivement, les comportements des sections efficaces se ressemblent entre les deux réactions aux basses énergies d'excitation, la réaction sur le noyau de carbone 12 fait apparaître au delà de 4 MeV un nouveau canal de désexcitation du pré-fragment. Remarquons que cette valeur correspond approximativement au seuil à partir duquel le mécanisme de multifragmentation du pré-fragment issu de la cascade intranucléaire est attendu dans les modèles théoriques. Il nous semble clair que l'étude de cette partie du spectre en E^*/A devrait être poursuivie plus en détail, que ce soit dans l'analyse des données et la comparaison avec des observables idoines des événements liés soit à la partie basse énergie d'excitation soit à la partie haute énergie d'excitation ou que ce soit à l'aide des modèles modernes de désexcitation du pré-fragment tels que ceux que nous avons utilisés pour analyser les données sur le proton et qui ne sont pas encore couplés à la version de la cascade INCL utilisable

pour les cibles composites autres que le proton (en cinématique *inverse*).

Perspectives

Les données S248 (Fe) et S304 (Xe) forment un ensemble de résultats importants pour l'étude de la spallation. Nous avons pu, en particulier, déterminer pour ces réactions les contributions de différents types d'états finaux dans les sections efficaces de production des éléments et étudier l'évolution des mécanismes de désexcitation avec l'énergie d'excitation par nucléon du pré-fragment issu de la cascade intranucléaire.

Le filtre expérimental de ces mesures est relativement simple à modéliser numériquement, au vu de l'homogénéité de la couverture de l'espace des phases des états finaux que nous avons pu réaliser. Nos mesures pourraient, à notre avis, parfaitement servir de banc de test pour le développement de modèles en vue de leur application dans des simulations globales d'installations de type ADS dans lesquelles la spallation joue un rôle central.

Néanmoins ces données ne sont sensibles aux détails des mécanismes de désexcitation que jusqu'à un certain point, ce que montre la faible dispersion, en moyenne, des différents modèles de désexcitation sur les observables expérimentales de nos mesures dans le domaine en énergie d'excitation du pré-fragment compris entre 0 et 4 MeV par nucléon.

Pour avancer dans cette étude, il conviendrait de combiner la couverture importante de l'espace des phases des états finaux des réactions de spallation mesurées en cinématique inverse avec la reconstruction de la cinématique de la désexcitation au point cible. Ceci devrait pouvoir être réalisé auprès de l'installation R^3B du complexe d'accélérateurs *FAIR* en cours de construction au GSI-Darmstadt, en conciliant ainsi les avantages du dispositif SPALADIN et les propriétés des mesures auprès du séparateur de fragments FRS. En effet, les études et simulations réalisées par le groupe spallation dans le cadre de la collaboration R^3B montrent qu'une résolution en impulsion de l'ordre de $\delta p/p \sim 10^{-3}$ et en angle de $\delta\theta \sim 1\ mr$ à la cible seront accessibles avec l'aimant GLAD en cours de construction à l'IRFU de Saclay, pour des résolutions spatiales de détection relativement modestes ($< 1\ mm$). À l'aide d'un détecteur de grand volume en aval de cet aimant, une couverture quasi-homogène de l'espace des phases des états finaux des réactions combinée à une grande sensibilité à la cinématique des réactions devrait permettre de sérieuses avancées dans l'étude de ces mécanismes complexes.

Annexe A

Covariance des signaux *left* (G) et *right* (D) d'une anode de la Twin MUSIC

Soit $G(x)$ et $D(x)$ les signaux, respectivement de la partie gauche et de la partie droite, d'une anode de la Twin MUSIC générés par un ion la traversant à la position x. $G(x)$ et $D(x)$ s'expriment de la façon suivante :

$$G(x) = \Delta E_G \frac{L}{W} \left(\frac{W}{2} - x \right)$$

$$D(x) = \Delta E_D \frac{L}{W} \left(x + \frac{W}{2} \right)$$

où L est la longueur de l'anode (dans le direction des trajectoires des ions), W sa longueur et avec $x = 0$ le centre géométrique de la section transverse de la chambre à ionisation. On a, dans l'hypothèse d'une amplification gazeuse et d'un codage linéaires :

$$\Delta E_G \propto \int_{traj} \frac{dE}{dx}(E)dl$$

$$\Delta E_D \propto \int_{traj} \frac{dE}{dx}(E)dl$$

Un calcul simple montre que dans le domaine des petits angles autour de la direction moyenne, les deux intégrales ci-dessus ne dépendent pas de l'angle par rapport à la normale à la section transverse de l'anode.

ΔE_G et ΔE_D sont deux variables aléatoires gaussiennes indépendantes. En effet, d'une part, pour des ions de charge élevée comme ceux que nous avons détectés avec cette chambre à ionisation (seuil en charge $Z = 12$), la statistique d'électrons primaires est très élevée, la distribution de la perte d'énergie est donc gaussienne autour d'une valeur moyenne, comme

le montrent les spectres en charge obtenus avec les deux chambres à ionisation de notre expérience. D'autre part, les processus d'ionisation du gaz sont microscopiques et indépendants les uns des autres. Ceci nous assure en particulier que le signal d'ionisation recueilli sur la partie droite de l'anode est indépendant de celui de la partie gauche de l'anode. ΔE_G est donc une variable aléatoire gaussienne indépendante de ΔE_D, autre variable aléatoire gaussienne.

Si ces deux signaux étaient codés sur la même voie d'électronique, ΔE_G et ΔE_D auraient la même moyenne et le même écart-type (même largeur). Tel n'est pas le cas. Cependant, ΔE_G et ΔE_D sont homothétiques dans ce sens que $\exists\, \tau > 0$ tel que :

$$\begin{aligned}
\langle \Delta E_D \rangle &\equiv \Delta E_0 \\
\langle \Delta E_G \rangle &= \tau \Delta E_0 \\
\sigma_D &\equiv \sigma_0 \\
\sigma_G &= \tau \sigma_0
\end{aligned}$$

Soit $\kappa > 0$, $\Sigma(x)$ et $\Delta(x)$ tels que :

$$\begin{aligned}
\Sigma(x) &\equiv D(x) + \kappa G(x) \\
\Delta(x) &\equiv D(x) - \kappa G(x)
\end{aligned}$$

Pour les ions du faisceau, centrés sur la position X_0 dans la Twin MUSIC, on calcule les moyennes de $\Sigma(x)$ et $\Delta(x)$ sur tous les événements. Ceci revient à calculer les moyennes de $\Sigma(x)$ et $\Delta(x)$ de façon indépendante sur x, ΔE_G et ΔE_D. On obtient alors :

$$\begin{aligned}
\langle \Sigma(x) \rangle &= \Delta E_0 \frac{L}{W} \left(X_0 + \frac{W}{2} \right) + \kappa \tau \Delta E_0 \frac{L}{W} \left(\frac{W}{2} - X_0 \right) \\
\langle \Delta(x) \rangle &= \Delta E_0 \frac{L}{W} \left(X_0 + \frac{W}{2} \right) - \kappa \tau \Delta E_0 \frac{L}{W} \left(\frac{W}{2} - X_0 \right)
\end{aligned}$$

La covariance de $\Sigma(x)$ et de $\Delta(x)$ calculée sur les événements détectés s'écrit en introduisant les deux densités ($\mathcal{G}$) des variables ΔE_G et ΔE_D ainsi que la distribution en position x du faisceau, $f(x)$. On a :

$$cov(\Sigma, \Delta) \equiv \langle \Sigma(x) \Delta(x) \rangle - \langle \Sigma(x) \rangle \langle \Delta(x) \rangle$$

avec :

$$\langle\Sigma(x)\Delta(x)\rangle \;=\; \int \Sigma(x)\Delta(x)\mathcal{G}(\Delta E_G)\mathcal{G}(\Delta E_D)f(x)d\Delta E_G d\Delta E_D dx$$

avec :

$$\Sigma(x)\Delta(x) \;=\; \Delta E_D^2\left(\frac{L}{W}\right)^2\left(x+\frac{W}{2}\right)^2 - \kappa^2\tau^2\Delta E_G^2\left(\frac{L}{X}\right)^2\left(-x+\frac{W}{2}\right)^2$$

Les gaussiennes étant normalisées et ΔE_G, ΔE_D et x étant des variables indépendantes, les intégrales triples des deux termes ci-dessus se calculent comme le produit de trois intégrales, ce qui donne :

$$\langle\Sigma(x)\Delta(x)\rangle \;=\; \sigma_0^2\left(\frac{L}{W}\right)^2\left[\left(X_0+\frac{W}{2}\right)^2 - \kappa^2\tau^2\left(-X_0+\frac{W}{2}\right)^2\right]$$

$cov(\Sigma,\Delta)$ s'exprime donc en soustrayant à l'expression ci-dessus le produit des moyennes, ce qui aboutit à :

$$cov(\Sigma,\Delta) \;=\; (\sigma_0^2-\Delta_0^2)\left(\frac{L}{W}\right)^2\left[\left(X_0+\frac{W}{2}\right)^2 - \kappa^2\tau^2\left(-X_0+\frac{W}{2}\right)^2\right]$$

Cette expression nous montre que si la différence de codage entre les deux signaux (le facteur τ) n'est pas nulle (*i.e.* $\tau \neq 1$) et si cette différence n'est pas corrigée, alors $cov(\Sigma,\Delta) \neq 0$ et, donc, Σ et Δ ne sont pas complètement indépendants. Le rapport $\Delta(x)/\Sigma(x)$ que nous utilisons ci-dessous ne peut alors pas être employé de façon simple comme une observable expérimentale. C'est la raison de cet ajustement, expliqué dans le chapitre sur l'analyse des données (et le paragraphe consacré à la Twin MUSIC) de pouvoir utiliser ce rapport ...

En revanche, sachant comme nous l'avons dit plus haut, que la statistique des électrons primaires de l'ionisation dans la Twin MUSIC est très grande, on a : $\Delta E_0 \gg \sigma_0$ et, donc, l'équation $cov(\Sigma,\Delta)=0$ équivaut à :

$$X_0+\frac{W}{2} \;=\; \kappa\tau\left(\frac{W}{2}-X_0\right)$$

($|X_0| < W/2$, pour que le faisceau soit dant la Twin MUSIC, ce qui était le cas dans notre expérience...), ce qui correspond à :

$$\kappa = \frac{1}{\tau} \times \frac{2X_0 + W}{W - 2X_0}$$

Remarquons que quand $X_0 \ll W/2$, $\kappa \simeq (1 + 4X_0/W)/\tau$.

En nous plaçant dans l'hypothèse où nous avons effectué cet ajustement à covariance nulle. Soit $R(x)$ défini par :

$$R(x) \equiv \frac{\Delta(x)}{\Sigma(x)}$$

Nous avons :

$$R(x) = \frac{W(\Delta E_D - \kappa\tau\Delta E_G) + 2x(\Delta E_D + \kappa\tau\Delta E_G)}{W(\Delta E_D + \kappa\tau\Delta E_G) + 2x(\Delta E_D - \kappa\tau\Delta E_G)}$$

Considérons un ensemble de traces passant par la position x. La moyenne de $R(x)$ sur ces traces revient à calculer, si l'échantillon est suffisamment grand :

$$\langle R(x) \rangle = \int R(x)\mathcal{G}(\Delta E_G)\mathcal{G}(\Delta E_D) d\Delta E_G d\Delta E_D$$

Pour pouvoir calculer l'intégrale ci-dessus, il faut à nouveau se rappeler que, pour notre cas, $\Delta E_0 \gg \sigma_0$. Cela signifie, en particulier, que dans tout le domaine où $\mathcal{G}(\Delta E_G)$ et $\mathcal{G}(\Delta E_D)$ sont significatives, on a $\forall x \in [-W/2, W/2]$:

$$\Delta E_D + \kappa\tau\Delta E_G \gg \Delta E_G - \kappa\tau\Delta E_G$$

ce qui implique $\forall x \in [-W/2, W/2]$:

$$R(x) \simeq \frac{\Delta E_G - \kappa\tau\Delta E_G}{\Delta E_G + \kappa\tau\Delta E_G} + 2\frac{x}{W} \times \left(1 - \frac{\Delta E_G - \kappa\tau\Delta E_G}{\Delta E_G + \kappa\tau\Delta E_G}\right)$$

La relation entre $R(x)$ et x est donc affine. De plus :

$$\begin{aligned}\langle R(x) \rangle &= \int d\Delta E_G d\Delta E_D \mathcal{G}(\Delta E_G)\mathcal{G}(\Delta E_D) \\ &\times \frac{\Delta E_G - \kappa\tau\Delta E_G}{\Delta E_G + \kappa\tau\Delta E_G} + 2\frac{x}{W} \times \left(1 - \frac{\Delta E_G - \kappa\tau\Delta E_G}{\Delta E_G + \kappa\tau\Delta E_G}\right)\end{aligned}$$

L'intégration ci-dessus se fait en posant $\Delta E_G = \Delta E_0 + \delta E_G$ (le facteur τ est devant ΔE_G dans les expressions ci-dessus) et $\Delta E_D = \Delta E_0 + \delta E_D$, où δE_G et δE_D sont des variables gaussiennes centrées sur 0 et où, dans le domaine d'intégration de l'expression ci-dessus, δE_G et $\delta E_D \ll \Delta E_0$. On aboutit alors à :

$$\langle R(x) \rangle \simeq \frac{1-\kappa\tau}{1+\kappa\tau} + 2\frac{x}{W} \times \left(1 - \frac{1-\kappa\tau}{1+\kappa\tau}\right)$$

En introduisant la valeur du produit $\kappa\tau$ déterminée pour obtenir $cov(\Sigma, \Delta) = 0$, on obtient :

$$\langle R(x) \rangle = -\frac{2X_0}{W} + \frac{2x}{W} \times \left(1 + \frac{2X_0}{W}\right)$$

Cette formule, appliquée aux ions du faisceau ($x = X_0$) donne :

$$\langle R(x = X_0) \rangle = 4\left(\frac{X_0}{W}\right)^2$$

Ce résultat est compatible avec ce que nous trouvons dans nos données au chapitre analyse des signaux de la Twin MUSIC où nous avons déterminé, pour les ions du faisceau, un rapport $R' = -R = (G - D)/(G + D) < 0$. On obtient ainsi la position du faisceau comme :

$$X_0 = \frac{W}{2} \times \sqrt{\langle R_{faisceau} \rangle}$$

et encore :

$$x = X_0 + \frac{W}{2} \times \frac{\langle R(x) \rangle - \langle R_{faisceau} \rangle}{1 + 2X_0/W}$$

Annexe B

Petit(s) calcul(s) d'erreur pour la corrélation entre deux observables χ_1 et χ_2

La corrélation entre χ_1 et χ_2 est obtenue à partir de deux histogrammes 2D $H2_F$ et $H2_E$ considérés comme deux matrices $H2(i,j)$ où i est le *binning* en χ_1 et j le *binning* en χ_2. $H2_F$ est l'histogramme des événements « cible pleine » et $H2_E$ l'histogramme des événements « cible vide ». Nous écrivons alors, pour la soustraction de la contribution de la « cible vide » :

$$\forall\, i,j \;:\; H2_{SUB}(i,j) \;=\; H2_F(i,j) \;-\; H2_E(i,j)$$

où $H2_{SUB}(i,j)$ est une section efficace en mb.

Ce que nous cherchons est la relation :

$$F(\chi_1(i)) \;=\; \langle\, H2_{SUB}(i,j) \times \chi_2(j)\,\rangle_j$$

et :

$$RMS(F)(i)^2 \;=\; \langle\, H2_{SUB}(i,j) \times \chi_2(j)^2\,\rangle_j \;-\; F(\chi_1(i))^2$$

Nous avons, $\forall\, i,j$:

$$H2_F(i,j) \;=\; C_F \times\; N_F(i,j)$$
$$H2_E(i,j) \;=\; C_E \times\; N_E(i,j)$$

où C_F et C_E sont des coefficients qui permettent d'aboutir à une section efficace connaissant les statistiques d'événements N_F et N_E.

Les mesures « cible pleine » et « cible vide » étant indépendantes, nous avons :

$$\forall\, i,j \;:\; \delta H2_{SUB}(i,j) \;=\; \sqrt{\delta H2_F(i,j)^2 \;+\; H2_E(i,j)^2}$$

avec :

$$\delta H2_F(i,j) \;=\; C_F \times \sqrt{N_F(i,j)}$$

$$\delta H2_E(i,j) \;=\; C_E \times \sqrt{N_E(i,j)}$$

On a alors :

$$F(\chi_1(i)) \;=\; \frac{\sum_j H2_{SUB}(i,j) \times \chi_2(j)}{\sum_j H2_{SUB}(i,j)}$$

On a, $\forall\, i,j$:

$$\frac{\partial F}{\partial N_F(i,j)} \;=\; C_F \times \frac{\chi_2(j) \;-\; F(\chi_1(i))}{\sum_j H2_{SUB}(i,j)}$$

$$\frac{\partial F}{\partial N_E(i,j)} \;=\; C_E \times \frac{\chi_2(j) \;-\; F(\chi_1(i))}{\sum_j H2_{SUB}(i,j)}$$

d'où l'erreur sur la moyenne :

$$\boxed{\delta F(\chi_1(i)) \;=\; \frac{1}{\sum_j H2_{SUB}(i,j)} \times \sqrt{\sum_j [\chi_2(j) \;-\; F(\chi_1(i))]^2 \; [C_F^2 N_F(i,j) + C_E^2 N_E(i,j)]}}$$

Avec :

$$RMS^2(F) \;=\; \frac{1}{\sum_j H2_{SUB(i,j)}} \times \sum_j [\chi_2(j) - F(\chi_1(i))]^2 \; H2_{SUB}(i,j)$$

on obtient, pour l'erreur sur le RMS :

$$\boxed{\delta RMS^2(F) \;=\; \delta F(\chi_1(i))^2 \times \sum_j H2_{SUB}(i,j)}$$

<u>Calcul d'erreur sur l'asymétrie</u> (*skewness*) (moment d'ordre 3)

Définition de l'asymétrie :

$$\begin{aligned}
\gamma_1(i) &= E\,[\frac{(X \;-\; \mu(i))^3}{\sigma^3(i)}] \\
\mu(i) &= E(X) \\
\sigma^2(i) &= E(X^2) \;-\; \mu^2(i) \\
\forall\, n, E(X^n) &= \sum_j H2_{SUB}(i,j)\; X^n(j)
\end{aligned}$$

On a alors, pour l'erreur sur l'asymétrie :

$$\boxed{\delta\gamma_1(i) \;=\; \sqrt{\sum_j \left(\frac{\partial \gamma_1}{\partial N_F(i,j)}\right)^2 \; (N_F(i,j) \;+\; \frac{C_E^2}{C_F^2}\; N_E(i,j))}}$$

avec :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \gamma_1}{\partial N_F(i,j)} &= \frac{C_F}{\sigma^5(i)\ \sum_j H2_{SUB}(i,j)} \\
&[\left(\frac{-3}{2}\right)(X^2(j)\ -\ 2\mu(i)X(j)\ +\ \mu^2(i)\ -\ \sigma^2(i))\ \times\ \gamma_1(i)\sigma^3(i) \\
&+ \sigma^2(i)(X^3(j)\ -\ 3X^2(j)\mu(i)\ -\ 3X(j)(\sigma^2(i)\ -\ \mu^2(i))\ -\ 6\mu(i)\sigma^2(i))]
\end{aligned}$$

Bibliographie

[1] Journal officiel de la République Française du 21 septembre 2005. www.culture.gouv.fr/culture/dglf/cogeter/21-09-05-nucleaire.htm.

[2] P. Henrotte. Extensions du modèle de cascade intranucléaire pour les réactions de spallation. Thèse de doctorat - Université de Liège (2005).

[3] W.G. Lynch. Nuclear fragmentation in proton- and heavy-ion-induced reactions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* ***37***, 493-535 (1987).

[4] E. Parizot. La fin de la physique classique et la découverte des rayons cosmiques. Cours Master 2 NPAC (2007-2008).

[5] R. Serber. Nuclear Reactions at High Energies. *Phys. Rev.* ***72***, 1114 (1947).

[6] The European Spallation Source. http ://ess-scandinavia.eu/.

[7] OCDE AEN. http ://www.oecd-nea.org/ndd/reports/2002/nea3109.html.

[8] MYRRHA (SCK-CEN, Belgique). http ://myrrha.sckcen.be/.

[9] R. Pohl *et al.* The size of the proton. *Nature Letters* ***466***, 213-216 (2010).

[10] N. Bohr. Neutron Capture and Nuclear Constitution. *Nature* ***137***, 344 (1936).

[11] H. Dubost *et al.* Deutons, tritons et hélions d'interaction directe projetés par des protons de 156 MeV à partir de noyaux moyens et lourds. *Le Journal de Physique* ***28***, 257 (1967).

[12] J.D. Cramer and H.C. Britt. Fission Studies of Thorium, Uranium, and Plutonium Isotopes with (t, pf) Reactions. *Phys. Rev. C* ***2***, 2350-2358 (1970).

[13] G. Kassedjian *et al.* Neutron-induced fission cross sections of short-lived actinides with the surrogate reaction method. *Phys. Lett. B* ***692***, 297-301 (2010).

[14] D. Durand et B. Tamain. La théorie statistique : perspectives et limites. École Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1993).

[15] T. Ericson. The statistical model and nuclear level densities. *Advances in Physics* ***9***, 425-511 (1960).

[16] S. Hilaire. Level densities. Workshop on Nuclear Data and Nuclear Reactors : Physics, Design and Safety. Trieste (2000).

[17] Joint ICTP-IAEA Advanced Workshop on Model Codes for Spallation Reactions. Trieste, Italie (2008).

[18] P. Napolitani *et al.* Measurement of the complete nuclide production and kinetic energies of the system ^{136}Xe+hydrogen at 1 GeV per nucleon. *Phys. Rev. C* ***76***, 064609 (2007).

[19] E. Le Gentil *et al.* Coincidence Measurements of Residues and Light Particles in the Reaction Fe+p at 1 GeV per Nucleon with the Spallation Reactions Setup SPALADIN. *Phys. Rev. Lett.* ***100***, 022701 (2008).

[20] G. Gamow. Discussion on the Structure of Atomic Nuclei. *Proceedings of the Royal Society [A]* ***136***, 386-387 (1929).

[21] R.H. Stuewer. Gamow, Alpha Decay, and the Liquid-Drop Model of the Nucleus. *George Gamow Symposium ; ASP Conference Series* ***129***, p. 29-43 (1997).

[22] R. Hofstadter. Electron Scattering and Nuclear Structure. *Rev. Mod. Phys.* ***28***, 214-258 (1956).

[23] K. Chen *et al.* Effects of Using a Velocity-Dependent Potential in a Monte Carlo Simulation of Intranuclear Cascades. *Phys. Rev.* ***176***, 1208-1210 (1968).

[24] J. Cugnon and P. Henrotte. Nuclear Reaction Mechanisms : from Compound Nucleus to Multiple Scattering. lectures (2002).

[25] Y. Yariv and Z. Fraenkel. Intranuclear cascade calculation of high-energy heavy-ion interactions. *Phys. Rev. C* ***20***, 2227 (1979).

[26] A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray, and C. Volant. Intranuclear cascade model for a comprehensive description of spallation reaction data. *Phys. Rev. C* ***66***, 044615 (2002).

[27] N. Metropolis *et al.* Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades. I. Low-Energy Studies. *Phys. Rev.* ***110***, 185 (1958).

[28] N. Metropolis *et al.* Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades. II. High-Energy Studies and Pion Processes. *Phys. Rev.* ***110***, 204 (1958).

[29] J. Cugnon, T. Mizutani, and J. Vandermeulen. Equilibration in relativistic nuclear collisions. A Monte Carlo calculation. *Nucl. Phys. A* ***352***, 505-534 (1981).

[30] J. Cugnon. Proton-Nucleus interaction at high energy. *Nucl. Phys. A* ***462***, 751-780 (1987).

[31] J. Cugnon *et al.* Multipion dynamics following antiproton annihilation on nuclei. *Nucl. Phys. A* ***500***, 701-730 (1989).

[32] V.F. Weisskopf and D.H. Ewing. On the Yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements. *Phys. Rev.* ***57***, 472 (1940).

[33] V. Weisskopf. Statistics and Nuclear Reactions. *Phys. Rev.* ***52***, 295 (1937).

[34] A. Gilbert and A.G.W. Cameron. A composite nuclear-level density formula with shell corrections. *Can. J. Phys.* ***43***, 1446-1496 (1965).

[35] A.V. Ignatyuk *et al. Sov. J. Nucl. Phys.* ***21***, 255 & 612 (1975).

[36] J. Tōke. Surface-layer corrections to the level-density formula for a diffuse Fermi gas. *Nucl. Phys. A* ***372***, 141 (1981).

[37] W. Hauser and H. Feshbach. The Inelastic Scattering of Neutrons. *Phys. Rev.* ***87***, 366 (1952).

[38] R. Bass. Proceedings of the Symposium on Deep-Ineleastic and Fusion Reactions with Heavy Ions, Berlin, (1979). Springer-Verlang.

[39] C.F. von Weizsäcker. Zur Theorie der Kernmassen. *Z. Physik* ***96***, 431 (1935).

[40] N. Bohr and J.A. Wheeler. The Mechanism of Nuclear Fission. *Phys. Rev.* ***56***, 426 (1939).

[41] O. Hahn and F. Strassmann. Concerning the Existence of Alkaline Earth Metals Resulting from Neutron Irradiation of Uranium. *Naturwissenschaften* ***27***, 11 (1939).

[42] H.A. Kramers. Brownian motion in a field of force and the diffusion theory of chemical reactions. *Physica* ***7-4***, 284-304 (1940).

[43] A.A. Caretto. Production of F^{18} and Na^{24} in Irradiations of Various Targets with Protons between 1 and 6 BeV. *Phys. Rev.* ***110***, 1130 (1958).

[44] A.M. Poskanzer, G.W. Butler, and E.K. Hyde. Fragment production in the Interaction of 5.5-GeV Protons with Uranium. *Phys. Rev. C* ***3***, 882 (1971).

[45] E.K. Hyde, G.W. Butler, and A.M. Poskanzer. Characteristics of Fragments Produced in tne Interaction of 5.5-GeV Protons with Silver. *Phys. Rev. C* ***4***, 1759 (1971).

[46] L.G. Moretto. Statistical emission of large fragments : A general theoritical approach. *Nucl. Phys. A* ***247***, 211 (1975).

[47] U.L. Businaro and S. Gallone. On the interpretation of Fission Asymmetriy According to the Liquid Drop Nuclear Model. *Il Nuovo Cimento* ***1***, 629 (1955).

[48] U.L. Businaro and S. Gallone. Asymmetric Equilibrium Shapes in the Liquid Drop Model. *Il Nuovo Cimento* ***5***, 315-317 (1957).

[49] J.R. Nix and W.J. Swiatecki. Studies in the liquid-drop theory of nuclear fission. *Nucl. Phys.* ***71***, 1-94 (1965).

[50] K.T.R. Davies and A.J. Sierk. Conditionnal saddle-point configurations. *Phys. Rev. C* ***31***, 915 (1985).

[51] J. Sadhukhan. Statistical and Dynamical Models of Nuclear Fission. VECC Physics Seminar (2008).

[52] G. Bizard *et al.* From binary fission to multifragmentation in the decay of heavy excited nuclei. *Phys. Lett. B* ***302***, 162-166 (1993).

[53] J.P. Bondorf *et al.* Statistical multifragmentation of nuclei. *Phys. Rep.* ***257***, 133 (1995).

[54] J. Aichelin *et al.* Quantum molecular dynamics approach to heavy ion collisions : Description of the model, comparison with fragmentation data, and the mechanism of fragment formation. *Phys. Rev. C* ***37***, 2451-2468 (1988).

[55] G. Peilert *et al.* Multifragmentation, fragment flow, and the nuclear equation of state. *Phys. Rev. C* ***39***, 1402-1419 (1989).

[56] L. Dresner. EVAP - A FORTRAN Program for Calculating the Evaporation of Various Particles from Excited Compound Nuclei. *ORNL Report*, TM-196 (1962).

[57] S. Furihata *et al.* Statistical analysis of light fragment production from medium energy proton-induced reactions. *Nucl. Instrum. Methods B* ***171***, 251 (2000).

[58] R. J. Charity et al. Systematics of complex fragment emission in niobium-induced reactions. *Nucl. Phys. A* ***483***, 371 (1988).

[59] J.J. Gaimard and K.H. Schmidt. A reexamination of the abrasion-ablation model for the description of the nuclear fragmentation reaction. *Nucl. Phys. A* ***531***, 709 (1991).

[60] J. Benlliure *et al.* Calculated nuclide production yields in relativistic collisions of fissile nuclei. *Nucl. Phys. A* ***628***, 458 (1998).

[61] C. Villagrasa-Cantón. Étude de la production des noyaux résiduels dans la réaction de spallation $Fe+p$ à 5 énergies (300-1500 MeV/A) et application au calcul de dommages sur une fenêtre de système hybride. Thèse de doctorat - Université Paris XI - CEA Saclay (2003).

[62] C. Villagrasa-Cantón. Spallation residues in the reaction $^{56}Fe+p$ at $0.3A$, $0.5A$, $0.75A$, $1.0A$, and $1.5A$ GeV. *Phys. Rev. C* ***75***, 044603 (2007).

[63] P. Napolitani. New findings on the onset of thermal disassembly in spallation reactions. Thèse de doctorat, Université Paris XI - IPN Orsay (2004).

[64] P. Napolitani *et al.* High-resolution velocity measurements on fully identified light nuclides produced in ^{56}Fe+hydrogen and ^{56}Fe+titanium systems. *Phys. Rev. C* ***70***, 054607 (2004).

[65] D. Mancusi. The importance of multifragmentation in spallation reactions. NUFRA2009 International Conference on Nuclear Fragmentation, Kerner, Turkey (2009).

[66] E. Le Gentil. Analyse des résidus de spallation et des particules associées dans la réaction Fe+p à 1 GeV par nucléon. Thèse de doctorat - Université d'Evry - CEA Saclay (2006).

[67] D. Mancusi *et al.* Multifragmentation in Reactions of 1-GeV Protons with Iron Nuclei. *Journal of the Korean Physical Society* ***59***, 943-946 (2011).

[68] P. Chesny *et al.* Safety report SPALADIN target. IRFU (2007).

[69] SGL CARBON. Specialty Graphite Grade R 6650 - technical data.

[70] Stefanos Paschalis. Relativistic One-Nucleon Removal Reactions. PhD thesis - University of Liverpool (2008).

[71] Dominic M. Rossi. Investigation of the Dipole Response of Nickel Isotopes in the Presence of a High-Frequency Electromagnetic Field. Doktorarbeit - Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2009), Allemagne.

[72] Håkan T. Johansson. Hunting Tools Beyond the Dripline - Performing large-scale nuclear physics experiments. PhD thesis - Chalmers University of Technology (2010), Suède.

[73] J. Torkel Wallmark. A New Semiconductor Photocell Using Lateral Photoeffect. *Proceedings of the IRE*, 474-483 (1957).

[74] M. Pfützner *et al.* Energy deposition by relativistic heavy ions in thin argon absorbers. *Nucl. Inst. Meth. B* ***86***, 213 (1994).

[75] Saint-Gobain. www.detectors.saint-gobain.com/Plastic-Scintillator.aspx.

[76] Th. Blaich *et al.* A large area detector for high-energy neutrons. *Nucl. Inst. Meth. A* ***314***, 136-154 (1992).

[77] J. Cub *et al.* The detection of Neutrons of low and high Multiplicities with the LAND-Detector. GSI Scientific Report, p. 275 (1994).

[78] M. Trocmé. Simulation de l'expérience SPALADIN dans l'environnement GEANT 4. Rapport de stage ENSPS, CEA-Saclay (2005).

[79] D. Henzlova *et al.* Experimental investigation of the residues produces in the $^{136}Xe+Pb$ and $^{124}Xe+Pb$ fragmentation reactions at $1A\,GeV$. *Phys. Rev. C* ***78***, 044616 (2008).

[80] ATIMA calculate ATomic Interaction with MAtter. http ://www-linux.gsi.de/ weick/atima/atima.html.

[81] D. J. Morrissey. Systematics of momentum distribution from reactions with relativistic ions. *Phys. Rev. C* ***39***, 460-470 (1989).

[82] C. Sfienti *et al.* Isotopic Dependence of the Nuclear Caloric Curve. *Phys. Rev. Lett.* ***102***, 152701 (2009).

[83] K. Kezzar. Étude des effets de la masse et de l'isospin dans le processus de la multifragmentation. Thèse de doctorat - Université Strasbourg I (2005).

[84] J. Jaros *et al.* Nucleus-nucleus total cross sections for light nuclei at 1.55 and 2.89 GeV/c per nucleon. *Phys. Rev. C* ***18***, 2273 (1978).

[85] R.K. Tripathi, J.W. Wilson, and F.A. Cucinotta. Accurate universal parameterization of absorption cross sections II - neutron absorption cross sections. *Nucl. Inst. Meth. B* ***129***, 11-15 (1997).

[86] A. Schüttauf *et al. Nucl. Phys. A* ***607***, 457 (1996) and references therein.

[87] W.A. Friedman. *Phys. Rev. Lett.* ***60***, 2125 (1988), *Notas Phys.* ***11***, 71 (1988), *Phys. Rev. C* ***42***, 667 (1990).

[88] J. Reinhold *et al.* Projectile fragmentation of ^{129}Xe at $E_{lab} = 790A$ MeV. *Phys. Rev. C* ***58***, 247 (1998).

[89] J.-É. Ducret. La spallation en cinématique inverse : Pourquoi faire une mesure en coïncidence ? Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches (2006).

Étude des réactions de spallation $^{136}Xe + p$ et $^{136}Xe +^{12} C$ à 1 GeV par nucléon auprès de l'accélérateur GSI (Darmstadt, Allemagne)

Les réactions $^{136}Xe+p$ et $^{136}Xe+^{12}C$ à 1 GeV par nucléon d'énergie cinétique du projectile dans le centre de masse ont été étudiées en cinématique inverse à l'aide du dispositif expérimental SPALADIN, installé auprès de l'accélérateur d'ions lourds de GSI. Ma thèse décrit l'analyse de ces collisions réalisées au printemps 2009. La détection en coïncidence des fragments de l'état final (résidu du projectile, neutrons et fragments légers chargés) avec une grande efficacité géométrique est obtenue par la combinaison de la cinématique inverse, d'un aimant dipolaire de grande ouverture physique et de l'utilisation de grands détecteurs. Ces coïncidences, mesurées événement par événement, nous ont permis de sélectionner, indépendamment du modèle de désexcitation, le pré-fragment, noyau excité issu de la cascade intranucléaire en fonction de son énergie d'excitation. Ainsi, nous avons pu étudier l'évolution du mécanisme de désexcitation (par exemple, l'évaporation de particules légères, la cassure binaire asymétrique ou la fragmentation multiple simultanée) en fonction de l'énergie d'excitation du pré-fragment. Les données de la réaction $^{136}Xe + p$ sont comparées principalement à trois modèles de désexcitation (`SMM`, `GEMINI++` et `ABLA07`) couplés au code de cascade intranucléaire `INCL4`. Si ces modèles semblent décrire globalement les observables de notre expérience, des désaccords significatifs sont apparus notamment en ce qui concerne la production des fragments de masse intermédiaire (IMF). La comparaison des données $^{136}Xe +^{12} C$ avec celles de la réaction $^{136}Xe + p$ fait apparaître une grande similitude dans la désexcitation des pré-fragments qui laisse entrevoir que la cascade intranucléaire mène, dans les deux cibles, aux mêmes types de pré-fragments sur la plage d'énergie d'excitation commune aux deux réactions (0 à 4 MeV par nucléon). Le régime d'excitation au-dessus de 4 MeV par nucléon, accessible uniquement pour la réaction $^{136}Xe +^{12} C$, montre une différence qualitative dans la désexcitation du pré-fragment, avec notamment une production beaucoup plus importante d'IMF, avec des multiplicités élevées par événement, qui croît avec l'énergie d'excitation.

Mots-clés : Spallation - xénon - cascade intranucléaire - énergie d'excitation - mécanismes de désexcitation

Study of the spallation reactions $^{136}Xe + p$ and $^{136}Xe +^{12} C$ at 1 GeV per nucleon at the GSI facility (Darmstadt, Germany)

The collision of ^{136}Xe with the proton and with ^{12}C at 1 GeV per nucleon of projectile kinetic energy in the center of mass has been studied in inverse kinematics using the SPALADIN experimental setup at the GSI facility. This manuscript describes the analysis of these collisions realized in spring 2009. The detection in coincidence of the final state fragments (projectile residues, neutrons and light charged fragments) with a large geometrical efficiency is provided by the inverse kinematics combined with a large aperture dipole magnet and large detectors. Such a coincidence, measured on an event basis, allows selecting, in a model-independent way, the prefragment, the excited nuclear system formed after the intranuclear cascade as a function of its excitation energy. Hence, we were able to study the evolution of the prefragment deexcitation mechanism (evaporation of light particles, asymmetric binary decay, multiple fragmentation...) as a function of its excitation energy. The data of the $^{136}Xe+p$ reaction have been compared mainly to three deexcitation models (`SMM`, `GEMINI++` and `ABLA07`) coupled to the intranuclear cascade code `INCL4`. Despite the relatively good and global agreement between these models and our data, significant discrepancies appeared concerning in particular the production of intermediate mass fragments (IMF). Comparison between the $^{136}Xe +^{12} C$ and the $^{136}Xe + p$ data exhibits an important similarity in the deexcitation of the pre-fragments. This suggests that the nuclear cascade leads, for both targets, to similar prefragment types in the range of excitation energy (0 to 4 MeV per nucleon) common to both reactions. Higher excitation energies, reached only in the $^{136}Xe +^{12} C$ reaction, show a qualitative difference in the deexcitation of the prefragment, with much higher multiplicities of IMF per event, increasing with the excitation energy.

Keywords : Spallation - xenon - intranuclear cascade - excitation energy - deexcitation mechanisms