

## **UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE**

**U.F.R.: Sciences**

**ECOLE DOCTORALE SIMEM**

**Co-tutelle de thèse**  
entre  
**l'Université de Caen Basse-Normandie (France)**  
et  
**l'Université Laval (Canada)**  
Arrêté du 6 janvier 2005

**THESE**

présentée par

**Mme Josiane Moisan**

et soutenue

**le 13 juin 2008**

en vue de l'obtention du

**Doctorat de l'UNIVERSITE de CAEN**  
**Spécialité: Constituants élémentaires**

Arrêté du 25 avril 2002

**TITRE: Analyse et caractérisation des résidus lourds produits  
dans les réactions  $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$  entre 8 et 25 AMeV.**

### **Membres du Jury**

Mme Marie-France Rivet, directeur de recherche CNRS, IPN Orsay  
M. Jean Barrette, professeur, McGill University  
M. René Roy, professeur, Université Laval  
M. Abdelouahad Chbihi, directeur de recherche CNRS, GANIL  
M. Luc Gingras, chargé de recherche, Université Laval  
M. John D. Frankland, chargé de recherche, GANIL

**UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE**

**U.F.R.: Sciences**

**ECOLE DOCTORALE SIMEM**

**Co-tutelle de thèse**  
entre  
**l'Université de Caen Basse-Normandie (France)**  
et  
**l'Université Laval (Canada)**  
Arrêté du 6 janvier 2005

**THESE**

présentée par

**Mme Josiane Moisan**

et soutenue

**le 13 juin 2008**

en vue de l'obtention du

**Doctorat de l'UNIVERSITE de CAEN**  
**Spécialité: Constituants élémentaires**

Arrêté du 25 avril 2002

**TITRE: Analyse et caractérisation des résidus lourds produits  
dans les réactions  $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$  entre 8 et 25 AMeV.**

**Membres du Jury**

Mme Marie-France Rivet, directeur de recherche CNRS, IPN Orsay  
M. Jean Barrette, professeur, McGill University  
M. René Roy, professeur, Université Laval  
M. Abdelouahad Chbihi, directeur de recherche CNRS, GANIL  
M. Luc Gingras, chargé de recherche, Université Laval  
M. John D. Frankland, chargé de recherche, GANIL

JOSIANE MOISAN

**Analyse et caractérisation des résidus lourds produits  
dans les réactions  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  entre 8 et 25 AMeV**

Thèse présentée  
à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval  
dans le cadre du programme de doctorat en physique  
pour l'obtention du grade de Philosophiae Doctor (Ph.D.)

Faculté des sciences et génie  
UNIVERSITÉ LAVAL  
QUÉBEC

2008

# Résumé

Des données obtenues avec le multidétecteur INDRA portant sur des réactions  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  à 25 AMeV ont montré la présence inattendue de fragments ayant une charge largement supérieure (autour de Z=70) à celles du projectile ou de la cible, qui sont de Z=54 et Z=50 respectivement. Les collisions impliquant des noyaux dont le produit des charges est supérieur à 2700 sont dominées par les transferts très inélastiques. Pour Xe+Sn, ce produit est 2700. Suite à ces observations, une série d'expériences a été effectuée en utilisant les réactions  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  à 8, 12, 15, 20 et 25 AMeV. Il sera alors possible de déterminer si ces résidus sont produits par fusion incomplète, par d'importants transferts de masse lors de collisions profondément inélastiques ou encore par la fission très asymétrique d'un système composite. Le présent travail présentera les résultats expérimentaux obtenus lors de l'analyse de ces expériences. On montrera que des résidus lourds ayant une charge supérieure à 70 sont produits avec une section efficace de production de  $10^{-2}$  mb. Les distributions angulaires montrent que ces résidus peuvent être produits par la fusion incomplète du projectile et de la cible. L'étude des produits en coïncidence avec les résidus montrent qu'un système composite s'est formé pour ensuite subir une fission qui mène au résidu et à un fragment plus petit. Enfin, la comparaison des résultats avec un modèle phénoménologique, HIPSE, confirme la validité du modèle pour ce régime énergétique.

# Abstract

Studies with the INDRA multidetector of the  $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$  reactions showed the unexpected existence of heavy fragments with a charge as large as  $Z=70$ . The charges of Xe and Sn are 54 and 50 respectively. Reactions between nuclei with a charge product greater than 2700 are dominated by deep inelastic collisions. For Xe+Sn the product is exactly 2700. After these observations,  $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$  reactions at 8, 12, 15, 20 and 25 AMeV have been done. It will then be possible to clarify if the heavy residues are formed by an incomplete fusion, massive transfers occurring in deep inelastic collisions or a very asymmetric fission of a compound system. This work will present experimental results obtained by the analysis of these experiments. We will show that heavy residues are formed with a production cross-section of  $10^{-2}$  mb. Angular distributions show that the residues can be produced by an incomplete fusion of the projectile and the target. The study of the products in coincidence with the residues shows that a compound system was formed, followed by a fission producing the residue and a lighter fragment. The comparison with a phenomenological model, HIPSE, confirms that the model is valid at these energies.

# Avant-propos

Je désire tout d'abord remercier les membres du jury, qui ont bien voulu évaluer cette thèse, soit Messieurs Jean Barrette, Luc Gingras, John D. Frankland et Mme Marie-France Rivet.

Double diplôme, doubles remerciements ! Comme j'ai fait mon doctorat en cotutelle, je me dois de remercier de nombreuses personnes. Je commence par le côté français. Je remercie tout d'abord les différents directeurs du GANIL présents lors de mon passage dans leur laboratoire soit Messieurs Dominique Goutte et Sydney Gales. Je me dois également de remercier chaleureusement Abdou Chbihi, mon directeur de thèse, pour son appui tout au long de mon travail. Sa bonne humeur constante et son enthousiasme débordant m'ont beaucoup encouragée lors des moments plus difficiles. J'ai également eu la chance de travailler avec John D. Frankland, homme exceptionnel aux multiples casquettes : concepteur de KaliVeda, compagnon de pauses café, membre de mon jury et anglophone de service. Au moment d'écrire ces lignes il n'a toujours pas bu la bouteille d'Unibroue que je lui avait offerte il y a deux ans en souvenir de Québec. Je le remercie pour tout ce qu'il a fait pour moi. Je ne peux passer sous silence l'apport des membres de la collaboration INDRA. D'abord Jean-Pierre Wieleczko et Rémi Bougault qui, peut-être sans le savoir, ont aidé à faire débloquer ma thèse après nos discussions pendant les quarts de nuit. Je me souviendrai de la fois où Marian Parlog m'a offert un café un matin où j'avais dormi à peine trois heures à cause des clients du bar en face de chez-moi qui avaient crié toute la nuit. C'est un homme d'une grande gentillesse. Je remercie Marie-France Rivet, qui a bien voulu être rapporteur et avec qui j'ai eu beaucoup de

plaisir lors des expériences et des réunions dépouillement. La physique nucléaire aurait besoin de davantage de gens passionnés comme elle. Je remercie les secrétaires du groupe physiciens, Armelle et Sabrina, pour leur grand professionnalisme. Je n'oublie pas les collègues étudiants, en particulier Marie, Karim et Camille pour la camaraderie et les moments de détentes bienvenus, et aussi les derniers nouveaux que j'ai connus, Carole, Thomas, Cédric et Florence. J'en oublie sûrement... J'ai longtemps été seule dans mon bureau, mais quand il était partagé, c'était toujours avec un sympathique hispanophone. Je remercie donc Carmen, Juan, Miguel et Beatrice pour leur bonne compagnie. Enfin, je dois mentionner le centre de calcul pour l'ensemble de son oeuvre.

J'ai passé une grande partie de mon doctorat à l'Université Laval. La dernière année, j'ai eu la chance de travailler plus étroitement avec Monsieur René Roy, mon directeur de thèse. Je n'ai pu que constater davantage ses qualités humaines et professionnelles. Je le remercie de m'avoir désignée volontaire pour être bénévole à l'ACP qui avait lieu quelques jours avant ma soutenance. Il avait raison, ça m'a permis de presque bien dormir. Monsieur Claude St-Pierre a eu la gentillesse de faire la prélection de cette thèse. Sa présence aux réunions du vendredi rend celles-ci très divertissantes. Je remercie également Diane Côté qui me trouvait toujours un trou dans l'horaire bien chargé de M. Roy. Je me dois de remercier Marjolaine McFadden, qui semble accomplir des petits miracles et qui m'a plus d'une fois facilité la vie dans les méandres du déroulement de ma cotutelle. La dernière année, j'ai eu l'honneur de partager mon bureau avec Marc-Olivier. Comme il était également en rédaction, ma motivation était décuplée. Je le remercie pour tout son support, surtout les quelques jours précédents ma soutenance. Je remercie également Jérôme, pour toutes nos conversations plus pertinentes les unes que les autres. On s'est bien amusés lors des voyages pour les conférences et les expériences. Je vais m'ennuyer de regarder passer la 18 avec Alexandre. Je remercie Francis d'être venu avec moi à la Gordon. Sans nos visites culturelles à Springfield et compagnie, les après-midi auraient été des plus ennuyeux. Enfin je veux souligner Martin, ses cheveux et ses lunchs. Je lui souhaite bonne chance pour la suite.

Je me dois de remercier ma famille, qui m'a toujours encouragée à aller jusqu'au

bout. Je remercie ma mère, mon père et ma grand-mère qui sont venus à ma soutenance. Je remercie ma soeur, toujours là pour me corrompre quand je n'avais pas envie de rédiger. Lors de mes séjours à Québec, j'ai bien apprécié la présence de Marie-Amély à l'Université et à l'extérieur. Même si on se voit trop peu souvent, Julie a été d'un grand support, surtout lors de nos conversations sur Skype quand elle était en Roumanie. Enfin, je dis un énorme merci à Judith, qui a passé l'aspirateur plus souvent qu'à son tour les derniers mois et qui m'a accompagné des deux côtés de l'océan pendant quatre longues années.

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>ii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Avant-propos</b>	<b>iv</b>
<b>Table des matières</b>	<b>vii</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xi</b>
<b>Table des figures</b>	<b>xii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 L'appareil de mesures et les procédures expérimentales</b>	<b>12</b>
1.1 Le multidétecteur INDRA . . . . .	13
1.1.1 Chambres d'ionisation . . . . .	13
1.1.2 Jonctions au silicium . . . . .	14
1.1.3 Iodures de césium . . . . .	15
1.2 Calibration des chambres d'ionisation . . . . .	16
1.2.1 Runs de faisceaux secondaires . . . . .	17
1.2.2 Simulations . . . . .	18
1.2.3 Passage des volts aux MeV . . . . .	21
1.2.4 Calibration des CsI . . . . .	22
1.3 Les défauts d'ionisation . . . . .	23
1.4 Identification . . . . .	24
1.4.1 Cartes $dE_{Si} - E_{CsI}$ . . . . .	25

1.4.2	Cartes $dE_{ChIo\_E_{Si}}$	25
1.5	Les faisceaux ralenti pour les réactions de basses énergies	29
<b>2</b>	<b>Traitemet des données avec KaliVeda</b>	<b>31</b>
2.1	Un environnement global	32
2.2	Dépouillement des données	33
2.2.1	Passage des données brutes aux données physiques	33
2.3	Langages orientés objet par rapport aux langages procéduraux	34
2.3.1	L'héritage en C++	34
2.3.2	Compatibilité de KaliVeda avec ROOT	35
2.4	Les différentes classes de KaliVeda	35
2.4.1	Particules	36
2.4.2	Réactions à deux corps	36
2.4.3	Évènements	37
2.4.4	Détecteurs et matériaux	37
2.4.5	Configuration du multidétecteur INDRA	38
2.4.6	Variables globales	39
<b>3</b>	<b>Sélection des évènements</b>	<b>40</b>
3.1	Rappel des mécanismes de réaction	40
3.1.1	Cas des réactions périphériques	41
3.1.2	Cas des collisions centrales	42
3.2	Techniques couramment utilisées pour sélectionner les évènements selon leur paramètre d'impact	44
3.3	Sélections utilisées	45
3.3.1	Tri des particules en charge et impulsion totales	46
3.3.2	Détecteurs utilisés pour l'identification	46
3.3.3	Sélection des résidus lourds	48
<b>4</b>	<b>Propriétés des résidus</b>	<b>59</b>
4.1	Distribution en charge des résidus lourds	60
4.2	Charge du résidu en fonction de l'énergie incidente	60

4.3	Plus gros fragment produit en fonction l'énergie incidente . . . . .	65
4.4	Distributions angulaires . . . . .	67
4.5	Corrélations entre l'énergie cinétique totale et la charge . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Produits en coïncidence avec les résidus</b>	<b>75</b>
5.1	Propriétés du deuxième plus gros fragment . . . . .	76
5.1.1	Complétude des événements . . . . .	76
5.1.2	Charge du deuxième plus gros fragment . . . . .	77
5.1.3	Vitesse du deuxième plus gros fragment . . . . .	87
5.1.4	Angle relatif entre les deux plus gros fragments . . . . .	97
5.1.5	Distributions angulaires du deuxième plus gros fragment . . . . .	107
5.1.6	Contribution de la fission . . . . .	122
5.2	Multiplicité LCP et IMF . . . . .	131
5.3	Charge des IMF . . . . .	136
5.4	Reconstruction de la source d'évaporation . . . . .	142
5.4.1	Énergie d'excitation de la source . . . . .	142
5.4.2	Reconstruction de la source évènement par évènement . . . . .	144
5.4.3	Spectres en énergie des particules évaporées et extraction d'une température . . . . .	152
5.4.4	Courbes caloriques . . . . .	168
5.5	Sommaire des résultats expérimentaux . . . . .	177
<b>6</b>	<b>Comparaison des données à un modèle phénoménologique</b>	<b>179</b>
6.1	Comparaison avec l'expérience . . . . .	181
6.1.1	Distributions en charge des résidus . . . . .	182
6.1.2	Distributions angulaires des résidus . . . . .	182
6.1.3	Distributions en charge des fragments . . . . .	187
6.1.4	Températures des sources d'évaporation extraites avec HIPSE .	189
6.1.5	Processus formant les résidus selon HIPSE . . . . .	192
6.2	Concordance des résultats . . . . .	194
<b>7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>199</b>

<b>Bibliographie</b>	<b>204</b>
<b>A Figures supplémentaires</b>	<b>207</b>

# Liste des tableaux

1.1	Tableau des états de charge . . . . .	30
3.1	Tableau des sélections . . . . .	51
5.1	Bilan $Z_{max2}$ . . . . .	96
5.2	Tableau des vitesses relatives . . . . .	127
5.3	Bilan de la source . . . . .	175
5.4	Bilan de la source évènement par évènement . . . . .	176
6.1	Paramètre de HIPSE . . . . .	181
6.2	Paramètre de température simulé . . . . .	192

# Table des figures

1	Fusion d'ions lourds . . . . .	5
1.1	Schéma d'INDRA . . . . .	14
1.2	Module d'INDRA . . . . .	15
1.3	Exemple de carte d'identification $dE_{ChIo\_E_{Si}}$ . . . . .	19
1.4	Exemple de carte $dE_{ChIo\_E_{Si}}$ simulée . . . . .	20
1.5	Carte d'identification . . . . .	26
1.6	Carte d'identification agrandie . . . . .	27
1.7	Résultat de l'identification obtenue . . . . .	28
1.8	Interface graphique pour l'identification . . . . .	29
3.1	Moment angulaire . . . . .	43
3.2	Impulsion totale en fonction de la charge totale . . . . .	47
3.3	$Z_{max}$ en fonction de $V_{par}$ . . . . .	50
3.4	$E_{Z_{max}}$ à 15 AMeV . . . . .	52
3.5	Distribution de $Z_{max}$ à 15 AMeV . . . . .	53
3.6	$V_{par}$ - $V_{per}$ pour tous les résidus à 15 AMeV . . . . .	55
3.7	$V_{par}$ - $V_{per}$ pour tous les résidus de charge 51 à 59 à 15 AMeV . . . . .	56
3.8	$V_{par}$ - $V_{per}$ pour tous les quasi-projectiles de charge 51 à 59 à 15 AMeV . .	57
4.1	Distribution en charge du résidu . . . . .	61
4.2	$Z_{res}$ Vs $E_{inc}$ . . . . .	63
4.3	$Sect_{eff}$ Vs $E_{inc}$ pour différents $Z_{res}$ . . . . .	64
4.4	Zmax moyen Vs Einc . . . . .	66
4.5	Distributions angulaires à 15 AMeV . . . . .	68
4.6	Distributions angulaires des résidus de charge comprise entre 60 et 65 . .	69

4.7	Distribution angulaire du résidu Vs le QP . . . . .	71
4.8	Corrélations TKE vs Z, 8 à 20 AMeV . . . . .	73
4.9	Corrélations TKE vs Z, 25 AMeV . . . . .	74
5.1	$Z_{max2}$ Vs $Z_{max}$ de 8 à 20 AMeV . . . . .	78
5.2	$Z_{max2}$ Vs $Z_{max}$ à 25 AMeV . . . . .	79
5.3	$Z_{tot}$ à 8 AMeV . . . . .	80
5.4	$Z_{tot}$ à 12 AMeV . . . . .	81
5.5	$Z_{tot}$ à 15 AMeV . . . . .	82
5.6	$Z_{tot}$ à 20 AMeV . . . . .	83
5.7	$Z_{tot}$ à 25 AMeV . . . . .	84
5.8	$Z_{max2}$ à 8 AMeV . . . . .	85
5.9	$Z_{max2}$ à 12 AMeV . . . . .	86
5.10	$Z_{max2}$ à 15 AMeV . . . . .	88
5.11	$Z_{max2}$ à 20 AMeV . . . . .	89
5.12	$Z_{max2}$ à 25 AMeV . . . . .	90
5.13	Vitesse de $Z_{max2}$ et $Z_{max}$ à 8 AMeV . . . . .	91
5.14	Vitesse de $Z_{max2}$ et $Z_{max}$ à 12 AMeV . . . . .	92
5.15	Vitesse de $Z_{max2}$ et $Z_{max}$ à 15 AMeV . . . . .	93
5.16	Vitesse de $Z_{max2}$ et $Z_{max}$ à 20 AMeV . . . . .	94
5.17	Vitesse de $Z_{max2}$ (ligne pleine) et $Z_{max}$ à 25 AMeV . . . . .	95
5.18	$\theta_{rel}, Z_{res} : 25 - 45, 15AMeV$ . . . . .	99
5.19	$\theta_{rel}, Z_{res} : 45 - 65, 15AMeV$ . . . . .	100
5.20	$\theta_{rel}, Z_{res} : 65 - 75, 15AMeV$ . . . . .	101
5.21	$\theta_{rel}, Z_{res} : 45 - 65, 8AMeV$ . . . . .	102
5.22	$\theta_{rel}, Z_{res} : 45 - 65, 12AMeV$ . . . . .	103
5.23	$\theta_{rel}, Z_{res} : 45 - 65, 20AMeV$ . . . . .	104
5.24	$\theta_{rel}, Z_{res} : 45 - 65, 25AMeV$ . . . . .	105
5.25	Largeur des distributions de l'angle relatif . . . . .	106
5.26	Angle relatif Vs Vpar, 8 et 12 AMeV . . . . .	108
5.27	Angle relatif Vs Vpar, 15 et 20 AMeV . . . . .	109

5.28 Angle relatif Vs Vpar, 25 AMeV . . . . .	110
5.29 Distribution angulaire de $Z_{max2}$ , 8 AMeV . . . . .	112
5.30 Distribution angulaire de $Z_{max2}$ , 12 AMeV . . . . .	113
5.31 Distribution angulaire de $Z_{max2}$ , 15 AMeV . . . . .	114
5.32 Distribution angulaire de $Z_{max2}$ , 20 AMeV . . . . .	115
5.33 Distribution angulaire de $Z_{max2}$ , 25 AMeV . . . . .	116
5.34 Distributions angulaires dans le CM, 8 AMeV . . . . .	117
5.35 Distributions angulaires dans le CM, 12 AMeV . . . . .	118
5.36 Distributions angulaires dans le CM, 15 AMeV . . . . .	119
5.37 Distributions angulaires dans le CM, 20 AMeV . . . . .	120
5.38 Distributions angulaires dans le CM, 25 AMeV . . . . .	121
5.39 Theta du QP, du résidu et de $Z_{max2}$ de 8 à 20 AMeV . . . . .	123
5.40 Theta du QP, du résidu et de $Z_{max2}$ à 25 AMeV . . . . .	124
5.41 Theta du QP, du résidu et de $Z_{max2}$ de 8 à 20 AMeV . . . . .	125
5.42 Theta du QP, du résidu et de $Z_{max2}$ à 25 AMeV . . . . .	126
5.43 Vitesses relatives, 15 AMeV . . . . .	128
5.44 $Z_1Z_2$ en fonction de $V_{rel}$ , 15 AMeV . . . . .	129
5.45 $V_{rel}$ en fonction de $Theta_{rel}$ , 15 et 20 AMeV . . . . .	130
5.46 Multiplicité Vs $Z_{res}$ 12 a 25 AMeV . . . . .	132
5.47 Multiplicité Vs $Z_{res}$ 8 AMeV . . . . .	133
5.48 Multiplicité des LCP Vs $Z_{res}$ . . . . .	134
5.49 Multiplicité Vs $E_{inc}$ . . . . .	135
5.50 $Z_{imf}$ pour $Z_{res}$ 55-100 . . . . .	137
5.51 $Z_{imf}$ pour $Z_{res}$ 55-60 . . . . .	138
5.52 $Z_{imf}$ pour $Z_{res}$ 60-65 . . . . .	139
5.53 $Z_{imf}$ pour $Z_{res}$ 65-70 . . . . .	140
5.54 $Z_{imf}$ pour $Z_{res}$ 70-75 . . . . .	141
5.55 $E^*/A$ de la source . . . . .	145
5.56 $Z_{source}$ , 8 AMeV . . . . .	147
5.57 $Z_{source}$ , 12 AMeV . . . . .	148
5.58 $Z_{source}$ , 15 AMeV . . . . .	149

5.59 $Z_{source}$ , 20 AMeV . . . . .	150
5.60 $Z_{source}$ , 25 AMeV . . . . .	151
5.61 $E_{source}^*$ , 8 AMeV . . . . .	153
5.62 $E_{source}^*$ , 12 AMeV . . . . .	154
5.63 $E_{source}^*$ , 15 AMeV . . . . .	155
5.64 $E_{source}^*$ , 20 AMeV . . . . .	156
5.65 $E_{source}^*$ , 25 AMeV . . . . .	157
5.66 $Z_{source}$ , 8 AMeV avec $Z_{max2}$ . . . . .	158
5.67 $Z_{source}$ , 12 AMeV avec $Z_{max2}$ . . . . .	159
5.68 $Z_{source}$ , 15 AMeV avec $Z_{max2}$ . . . . .	160
5.69 $Z_{source}$ , 20 AMeV avec $Z_{max2}$ . . . . .	161
5.70 $Z_{source}$ , 25 AMeV avec $Z_{max2}$ . . . . .	162
5.71 $E_{source}^*$ , 8 AMeV avec $Z_{max2}$ . . . . .	163
5.72 $E_{source}^*$ , 12 AMeV avec $Z_{max2}$ . . . . .	164
5.73 $E_{source}^*$ , 15 AMeV avec $Z_{max2}$ . . . . .	165
5.74 $E_{source}^*$ , 20 AMeV avec $Z_{max2}$ . . . . .	166
5.75 $E_{source}^*$ , 25 AMeV avec $Z_{max2}$ . . . . .	167
5.76 Spectres en énergie des protons . . . . .	169
5.77 Température Vs $Z_{res}$ . . . . .	170
5.78 Courbes caloriques . . . . .	171
5.79 Courbes caloriques évènement par évènement . . . . .	173
5.80 Courbes caloriques par résidu . . . . .	174
6.1 Distributions en charge simulées . . . . .	183
6.2 Distributions en charge simulées . . . . .	184
6.3 Distributions en charge simulées . . . . .	185
6.4 Distributions angulaires simulées, 8 AMeV . . . . .	186
6.5 Distributions angulaires simulées, 8 AMeV . . . . .	186
6.6 Distributions angulaires simulées, 8 AMeV . . . . .	187
6.7 Distributions angulaires simulées, $Z_{res}$ 60-65 . . . . .	188
6.8 Distributions en charge des fragments simulées, 8 AMeV . . . . .	189

6.9	Distributions en charge des fragments simulées, 15 AMeV . . . . .	190
6.10	Distributions en charge des fragments simulées, 25 AMeV . . . . .	191
6.11	Distributions en énergie des protons, 15 AMeV . . . . .	193
6.12	Origine des résidus, 8 AMeV . . . . .	195
6.13	Origine des résidus, 15 AMeV . . . . .	196
6.14	Origine des résidus, 25 AMeV . . . . .	197
A.1	$\theta_{res}$ à 8 AMeV . . . . .	208
A.2	$\theta_{res}$ à 12 AMeV . . . . .	209
A.3	$\theta_{res}$ à 20 AMeV . . . . .	210
A.4	$\theta_{res}$ à 25 AMeV . . . . .	211
A.5	$\theta_{res}$ , $Z_{res}$ 50-55 . . . . .	212
A.6	$\theta_{res}$ , $Z_{res}$ 55-60 . . . . .	213
A.7	$\theta_{res}$ , $Z_{res}$ 65-70 . . . . .	214
A.8	$\theta_{res}$ , $Z_{res}$ 70-75 . . . . .	215

# Introduction

## Les collisions d'ions lourds selon l'énergie incidente

Les collisions d'ions lourds sont un bon moyen pour sonder les noyaux en leur faisant atteindre des états extrêmes [1]. Par exemple, elles peuvent former les noyaux exotiques qui ont un ratio de neutrons sur protons très différent de celui des noyaux connus à l'état naturel. Les collisions d'ions lourds peuvent également exciter suffisamment les noyaux pour qu'ils atteignent même un niveau d'énergie d'excitation supérieur à leur énergie de liaison [1]. Les mécanismes de réaction diffèrent selon l'énergie transférée aux noyaux. Lorsque l'énergie incidente du faisceau est faible, pour des valeurs inférieures à environ 15 AMeV, les noyaux sont modifiés par transferts très inélastiques de nucléons ou par fusion [1]. Les transferts sont toutefois le processus dominant lorsque les noyaux projectile et cible sont lourds, à cause de leur grande répulsion coulombienne et du grand moment angulaire relatif mis en jeu qui empêchent la formation d'un noyau unique par la fusion des deux partenaires [2]. Lors d'un tel transfert, on conserve en partie la mémoire de la voie d'entrée, et on est en présence de deux noyaux principaux, le quasi-projectile (QP) et la quasi-cible (QC) qui ont des tailles similaires à celle du projectile et de la cible, résultant d'une très grande dissipation de l'énergie cinétique[3]. Ce mécanisme a été pour une première fois observé avec la réaction Xe+Bi à 1130 MeV [4]. Les noyaux peuvent tout de même transférer un nombre considérable de nucléons lors de collisions très inélastiques. Des travaux sur les réactions Sn+Sn ainsi que Mo+Mo entre 18 et 24 AMeV ont montré que des fragments produits lors de collisions très inélastiques avaient des

masses jusqu'à 15% plus élevées que celles du projectile [5]. On peut également former des noyaux plus lourds que le projectile et la cible lors collisions très inélastiques lorsque le QP ou la QC subit une fission et un des fragment de fission fusionne avec le QP ou la QC qui n'a pas fissionné [6]. Ceci peut entraîner un grand transfert de masse. Les noyaux formés à basse énergie par fusion ou par de tels transferts se désexcitent par évaporation, c'est-à-dire par émission séquentielle de particules légères chargées et de neutrons, ou encore par fission. Si l'on augmente l'énergie incidente du faisceau, entre 15 et 100 AMeV [7], les collisions sont encore dominées par des processus binaires, mais on note également la présence d'une zone d'émission se déplaçant à une vitesse intermédiaire entre celle du quasi-projectile et celle de la quasi-cible [1, 8, 9]. Les collisions les plus centrales peuvent toutefois mener à la fusion du projectile et de la cible. Cependant, la fusion complète disparaît graduellement lorsqu'on augmente l'énergie incidente pour laisser place à une fusion incomplète des deux noyaux. En augmentant l'énergie incidente de la sorte, on augmente également l'énergie d'excitation ( $E_{ex}$ ) des noyaux. Ces derniers peuvent alors émettre des fragments de masse intermédiaire (noyaux ayant une charge supérieure ou égale à 3). Si l'énergie d'excitation est suffisante et que le noyau émet 3 fragments ou plus, on parle alors de multifragmentation [1, 10, 11]. Le seuil de la multifragmentation se situe à  $E_{ex} \simeq 3AMeV$  [1, 12]. Le nombre de fragments émis augmente avec l'énergie d'excitation et il atteint un maximum autour de  $E_{ex} \simeq 9AMeV$  [13]. C'est ce qu'on appelle le "rise and fall of multifragmentation" [14]. La multifragmentation laisse alors place à la vaporisation, qui est la désintégration totale du système en particules légères et en nucléons.

## Inhibition de la fusion d'ions lourds

Concentrons-nous maintenant sur la fusion des ions lourds en interaction. La formation d'un noyau lourd par fusion se fait en trois étapes [15]. Premièrement, le noyau projectile doit fusionner avec la cible. Pour ce faire, il doit contrer la barrière coulombienne, élevée pour des ions lourds. Par la suite, les deux noyaux en contact. Lors de

cette étape, la répulsion coulombienne entre en compétition avec ce mécanisme de formation du noyau de fusion. Plus le produit de la charge du projectile et de la cible est élevé, plus la répulsion coulombienne domine. Si la formation du noyau de fusion a été réalisée, le noyau chaud ainsi formé se désexcite par l'évaporation de neutrons, de particules légères et de fragments de masse intermédiaire, pour laisser à la fin le résidu d'évaporation. Tout au long de cette évaporation, la fission du noyau résiduel peut aussi avoir lieu. Autrefois on pensait qu'avec des accélérateurs assez puissants, on arriverait à accélérer suffisamment des noyaux lourds pour qu'ils puissent dépasser la barrière coulombienne et ainsi créer des noyaux superlourds [3]. La réalité s'est avérée beaucoup plus complexe. La formation d'un noyau de fusion implique une grande énergie d'excitation pour celui-ci. Il cherche donc à évacuer cette énergie par fission ou encore par évaporation de neutrons et de particules légères. Cette désexcitation par évaporation de particules légères obéit à la théorie statistique ou théorie de Weisskopf [16].

L'existence supposée d'un noyau stable avec une charge de Z=114 a mené à la recherche de la signature expérimentale de cet élément superlourd [15]. L'obtention d'un tel noyau nécessite l'utilisation de cibles et de projectiles relativement lourds. Contrairement au cas des systèmes légers, ces réactants auront une forte répulsion coulombienne donc, la fusion des deux noyaux est inhibée, comparativement à celle d'ions légers ou encore celle d'un ion léger avec un ion lourd [17]. Plus concrètement, on peut dire que le contact entre les deux ions lourds est possible lorsque l'énergie incidente est suffisante. Cependant, le système peut se briser avant qu'un noyau composé équilibré ait eu le temps de se former. C'est ce qu'on appelle la quasi-fission ou encore les transferts très inélastiques. Dans le cas où c'est le noyau de fusion en tant que tel qui se brise, on parle alors tout simplement de fission.

L'inhibition de la fusion d'ions lourds peut aussi être due à une compétition avec la quasi-fission [15, 18]. Hinde *et al.* ont comparé les sections efficaces de production d'un résidu formé à partir d'un noyau composé de  $^{220}Th$ . Ce noyau composé était formé à partir de différentes réactions :  $^{16}O + ^{204}Pb$ ,  $^{40}Ar + ^{180}Hf$ ,  $^{48}Ca + ^{172}Yb$ ,  $^{82}Se + ^{138}Ba$  ainsi que  $^{124}Sn + ^{96}Zr$ . Ils ont observé que plus la charge du projectile augmentait,

plus la section efficace de production d'un noyau composé  $^{220}Th$  diminuait. La réaction  $^{124}Sn + ^{96}Zr$  donnait une section efficace dix fois plus faible que celle de la réaction la plus asymétrique,  $^{16}O + ^{204}Pb$ . Plusieurs explications ont été évoquées pour justifier la difficulté à produire la fusion de deux ions lourds [18]. Une explication assez intuitive, tant du point de vue classique que quantique, serait que la réaction est plus probable lorsque l'état final ressemble à l'état initial. Dans le cas présent, si l'on suppose un projectile léger en contact avec une cible lourde, cette configuration ressemble plus à un noyau sphérique que lorsque deux noyaux de tailles semblables se touchent. Dans le premier cas, beaucoup moins de nucléons doivent être absorbés pour former un noyau composé. Mais d'autres explications plus quantitatives sont proposées, comme le modèle de "l'extra-push" ainsi que des effets de fermeture de couches.

Dans le modèle de "l'extra-push", on considère que pour des ions lourds, il faut donner plus d'énergie cinétique au système que ce qui serait nécessaire pour simplement amener les deux noyaux à se toucher [19]. Une fois que les deux noyaux sont en contact, ils peuvent soit fusionner, soit se séparer. Ce sont les forces coulombiennes et nucléaires qui vont déterminer l'évolution du système. Pour des ions légers, la répulsion coulombienne est faible et les deux noyaux peuvent fusionner facilement. Cependant, lorsqu'on est en présence de deux noyaux lourds, la répulsion coulombienne est beaucoup plus grande et les deux noyaux ont plutôt tendance à se séparer. Il faut donner plus d'énergie cinétique au système pour lui permettre d'atteindre le point selle critique qui entraînera la fusion du système. La figure 1 tirée de la revue Nature illustre bien la différence entre les systèmes légers et lourds [18]. La figure représente une surface dont la hauteur correspond à l'énergie nécessaire pour les différents processus.

La partie gauche de la figure 1 représente un système léger. On peut voir que lorsque les deux noyaux ont eu suffisamment d'énergie pour se toucher, l'attraction nucléaire étant égale à la répulsion coulombienne, le système a assez d'énergie pour tomber dans la zone de fusion, le point selle de fission étant à une énergie inférieure. Dans le cas d'un système lourd, dans la partie de droite de la figure, la zone de fusion est beaucoup plus restreinte et le point selle est situé à une énergie plus élevée. Si le système avait juste

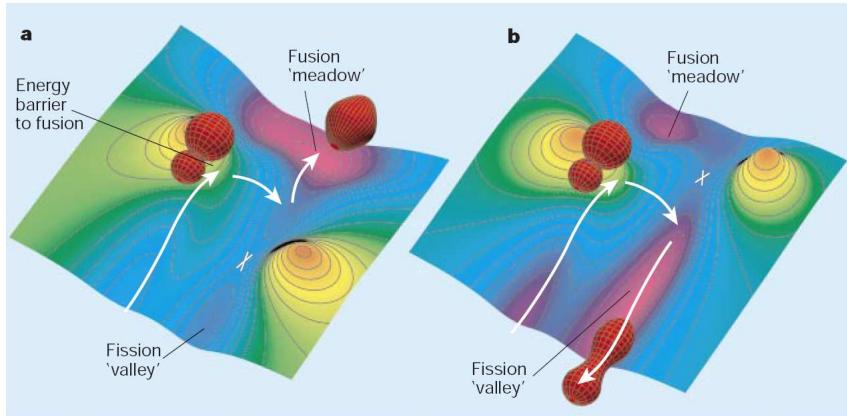


Figure 1 Schematic energy landscapes for fusing nuclei. a, For lighter nuclei, the pair move up the 'fusion valley', opposed by electrostatic repulsion. The maximum in the potential along the initial path ('fusion barrier') occurs near the point where they first touch. If there is only enough initial energy to reach this point, the forces push the system to the right, leading inside the fission saddle point (indicated by a cross). Then the system falls towards the fused ground state (pink area). b, For a heavier system, the nuclei pass outside the saddle point, eventually falling down the fission valley — unless they are given sufficient extra initial energy to drive them towards fusion.

FIG. 1 – Schéma décrivant le point selle conduisant à la fusion ou la fission d'un système [18]. Pour des noyaux légers (partie a), si le système a suffisamment d'énergie pour que les deux partenaires entrent en contact, il tombe dans la zone de fusion. Pour des noyaux lourds (partie b), si le système a juste assez d'énergie pour que les deux noyaux entrent en contact, il tombera dans la zone de fission, mais si on lui donne une énergie supplémentaire il pourra se rendre dans la zone de fusion.

assez d'énergie pour entrer en contact, cette énergie sera insuffisante pour produire la fusion des deux noyaux et le système tombera dans la zone de fission. C'est pourquoi il faut plus d'énergie au système, une poussée supplémentaire ou "extra-push" pour que les deux ions dépassent le point selle.

Une autre façon de favoriser la fusion de noyaux lourds est de profiter de propriétés découlant de leur structure. En effet, Satou *et al.* [20] ont étudié l'effet de la structure en couches sur la fusion d'ions lourds. Ils ont utilisé deux réactions :  $^{86}Kr + ^{134}Ba$  et  $^{86}Kr + ^{138}Ba$ . Le  $^{86}Kr$  a 50 neutrons, ce qui implique une fermeture de couche. Contrairement au  $^{134}Ba$ , le  $^{138}Ba$  a 82 neutrons, avec la dernière couche ( $1h_{\frac{11}{2}}$  [21]) fermée. Ceci fait que les énergies de liaison du projectile et de la cible sont plus élevées et les aident à résister à la déformation lors du processus de fusion. Il y a donc moins

d'énergie dissipée dans la cible et le projectile, et de ce fait, le système perd moins d'énergie et a une plus grande probabilité d'avoir assez d'énergie pour dépasser le point de selle discuté auparavant. Satou *et al.* observent en effet que la section efficace de production de résidu d'évaporation lors de la réaction  $^{86}Kr + ^{138}Ba$  est plus élevée qu'avec la réaction  $^{86}Kr + ^{134}Ba$ . Ils concluent que la structure en couches du projectile et de la cible joue un rôle important dans la fusion. Toutefois, l'effet de la structure en couches sur la fusion d'ions lourds est encore mal comprise. D'autres expériences ont montré qu'un noyau composé riche en neutrons avait plus de chance de survivre [22], ce qui suggère l'utilisation de faisceaux exotiques riches en neutrons pour la formation de résidus lourds.

## Sommaire de l'analyse des réactions Xe+Sn avec INDRA

Le système Xe+Sn a déjà été étudié à l'aide du multidétecteur INDRA. L'analyse sur une grande gamme d'énergies incidentes a permis de mieux comprendre les mécanismes de la multifragmentation [23, 24]. Cette étude a montré que la taille des fragments produits diminue lorsqu'on augmente l'énergie incidente. Pour le système Xe+Sn, on produit le nombre maximal de fragments à une énergie incidente de 65 AMeV ; la multiplicité de fragments diminue lorsqu'on augmente davantage l'énergie du faisceau. L'analyse des spectres en énergie des protons prouve qu'en augmentant l'énergie incidente, ceux-ci sont produits par émission dynamique plutôt que par évaporation, comme c'est le cas à plus basse énergie.

On a aussi étudié plus précisément certains aspects de la réaction Xe+Sn. La recherche d'une source compacte de multifragmentation formée lors de collisions centrales a fait l'objet de plusieurs analyses [10, 25, 26]. L'étude de ce système à 50 AMeV a révélé la présence d'une source de quasi-fusion qui se désintègre par multifragmentation [26]. Ce travail de N. Marie suggère l'existence d'une source d'émission qui se déplace

à la vitesse du centre de masse en émettant des particules et des fragments de façon isotrope. On a supposé que la source d'émission était à l'équilibre. La formation de cette source provenant d'une fusion incomplète a une section efficace de 3% de la section efficace totale de la réaction Xe+Sn à 50 AMeV. La reconstruction de la source, à l'aide des particules légères chargées et des fragments de masse intermédiaire détectés, mène à un système composite de charge moyenne  $Z=79$  avec une énergie d'excitation moyenne de 12.5 AMeV. La comparaison des données expérimentales avec des générateurs d'événements supporte l'hypothèse que l'émission des fragments est simultanée, et non séquentielle, et donc qu'on est bien en présence de multifragmentation.

Une autre étude portant sur les collisions centrales du système Xe+Sn à l'aide d'INDRA s'est concentrée sur une plus grande gamme d'énergies incidentes, soit de 32 à 50 AMeV [10]. On a encore isolé une source de désexcitation qui se déplace à la vitesse du centre de masse du système. La taille de cette source ne diminue pas significativement alors que l'énergie incidente du faisceau ainsi que son énergie d'excitation augmentent. En effet, on va d'une source ayant une charge moyenne de  $Z = 93 \pm 2$  pour la réaction à 32 AMeV, à une charge moyenne de  $Z = 90 \pm 2$  à 50 AMeV. Pour sa part, l'énergie d'excitation moyenne varie de 7.3 AMeV pour la plus faible énergie incidente à 12.5 AMeV pour la plus grande. Cette reconstruction de la source tenait compte de l'efficacité du détecteur INDRA, qui est d'environ 90%, contrairement à l'étude de N. Marie [26], d'où la différence pour la charge de la source à 50 AMeV. La section efficace de quasi-fusion produisant la source diminue lorsqu'on augmente l'énergie incidente. Les caractéristiques des fragments émis démontrent que le processus de désexcitation est bien la multifragmentation, même à 32 AMeV, la plus faible énergie étudiée.

## Indices de l'existence de résidus lourds dans la première campagne et motivation pour la présente étude

Lors d'une première campagne d'expériences, la collaboration INDRA a effectué pour une première fois l'étude de la réaction Xe+Sn à 25 AMeV. Cette expérience a révélé la présence de fragments très lourds ayant une charge allant jusqu'à  $Z=70$  [25, 27]. Lors de cette étude, on a d'abord remarqué la présence attendue de quasi-projectiles qui se déplaçaient à une vitesse proche de celle du faisceau, avec une charge autour de  $Z=50$ . La majeure partie de la section efficace provient de ces quasi-projectiles. En outre, on observait que plus les collisions étaient dissipatives, plus la vitesse des fragments diminuait et plus les fragments produits étaient de faible charge. Ces collisions dissipatives étaient en coïncidence avec les plus grandes multiplicités de particules légères. Cependant, il restait des événements dissipatifs, avec une grande multiplicité de particules légères, où le plus gros fragment détecté par événement avait une charge qui dépassait largement celle du projectile. Ces gros fragments avaient une vitesse proche de celle du centre de masse, ce qui suggère qu'ils sont les résidus d'évaporation produits lors de la désexcitation d'un noyau formé lors de la fusion du projectile et de la cible.

Ces résidus ont ensuite été sélectionnés pour mieux être étudiés. La sélection consistait à faire des coupures sur l'énergie du plus gros fragment détecté par événement ( $Z_{max}$ ) et ceci, pour chacune des couronnes du multidétecteur. De plus, la coupure différait quelque peu selon la charge du  $Z_{max}$ . Le but de ces coupures était d'éliminer la composante du quasi-projectile des événements d'intérêt. Résumons un peu les résultats obtenus lors de l'étude des résidus lourds ainsi sélectionnés. Tout d'abord, on a souligné que les événements menant à la formation de résidus étaient bien détectés. En effet, en moyenne, la charge totale de ces événements était de  $Z_{tot} = 86$ . Ceci représente 83% de la charge totale du système, qui est de  $Z_{tot} = 104$ . Les résidus sélectionnés avaient une charge de  $Z = 48$  à  $Z = 70$ . On a aussi constaté que la multiplicité moyenne des particules légères en coïncidence avec les résidus sélectionnés était de 15 tandis que la multiplicité moyenne des fragments de masse intermédiaire était de 2 [27]. La distri-

bution en charge des fragments était une exponentielle décroissante et la charge des fragments allait de  $Z = 3$  à  $Z = 35$ .

Concentrons-nous maintenant sur les résultats obtenus pour les particules légères chargées en coïncidence avec les résidus sélectionnés lors de la première campagne [27]. L'observation des diagrammes de sections efficaces invariantes (vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle) des protons, deutons, tritons et particules alpha montrait la présence de cercles coulombiens centrés sur la vitesse du centre masse du système [27]. Ces cercles coulombiens peuvent provenir d'une source d'évaporation qui se déplace à la vitesse du centre de masse [16]. Si les particules légères en question proviennent de l'évaporation d'un noyau chaud en équilibre thermique, leur distribution en énergie devrait avoir une forme maxwellienne [16]. En première approximation, c'est bien ce que les auteurs de l'étude ont trouvé. À l'aide de l'ajustement d'une fonction maxwellienne, il a été possible d'extraire les températures et les barrières coulombiennes qui correspondent aux particules évaporées. Les barrières obtenues à partir de l'ajustement de la maxwellienne suggéraient que la source d'évaporation avait une charge variant entre  $Z=47$  et  $Z=57$  [28, 29]. Notons que les distributions en énergie utilisées prennent en compte tous les résidus. Il n'y a pas de sélection sur la charge du résidu d'où la faible charge de la source d'évaporation.

Les fragments de masse intermédiaire, pour leur part, présentaient un comportement différent de celui des particules légères [27]. En effet, les sections efficaces invariantes des fragments en coïncidence avec les résidus présentaient deux composantes. Tout d'abord, comme dans le cas des particules légères, on pouvait voir un cercle coulombien centré sur la vitesse du centre de masse. Cette composante peut correspondre à l'évaporation d'un fragment par le noyau chaud. Une deuxième composante était cependant présente sur ces diagrammes : plus les fragments de masse intermédiaire étaient lourds, plus ils étaient émis vers l'avant, dans la direction du faisceau. Comme la valeur moyenne de la multiplicité des fragments en coïncidence avec les résidus est de 2, la corrélation entre les 2 fragments émis lors de ces événements a été étudiée. Il a été observé que la distribution de l'angle relatif entre ces 2 fragments dans le repère du résidu

n'était pas isotrope, comme ce serait le cas si les fragments provenaient de l'émission statistique d'un noyau chaud, mais bien focalisée vers l'avant, autour de  $30^\circ$ . Les auteurs en concluent que ces deux fragments proviendraient de la fission de la partie du projectile (ou de la cible) qui n'aurait pas fusionné pour donner le noyau chaud menant au résidu lourd.

Devant ces résultats suggérant la formation d'un noyau lourd et chaud produit lors d'une fusion incomplète, la collaboration INDRA désirait en savoir plus et étudier plus en détails la formation de résidus lourds produits dans les collisions Xe+Sn. Pour ce faire, lors de la cinquième campagne INDRA, la réaction Xe+Sn à 25 AMeV a été reproduite, mais on a aussi fait la réaction Xe+Sn à des énergies incidentes de 8, 12, 15 et 20 AMeV [25]. Avec ces données, il sera possible d'étudier l'évolution de la formation des résidus en fonction de l'énergie incidente. On prévoit qu'en diminuant l'énergie incidente, la taille du résidu lourd devrait augmenter jusqu'à un maximum, au-delà duquel la fission devient dominante et la taille du plus gros fragment diminuera. On voulait donc déterminer la fonction d'excitation du résidu, c'est-à-dire déterminer la section efficace de production du plus gros résidu qui peut être formé en fonction de l'énergie incidente. De plus, comme on l'a vu, l'étude de l'émission des fragments de masse intermédiaire et des particules légères chargées en coïncidence avec les résidus donne des indices pour l'explication du mécanisme qui produit ces noyaux lourds. Comme INDRA est un multidétecteur qui couvre  $4\pi$  stéradians il devient possible d'étudier les produits de réaction corrélés aux résidus. Enfin, comme la collaboration INDRA a déjà beaucoup étudié la réaction Xe+Sn, à des énergies de 25 à 150 AMeV, cette dernière expérience permettait aussi d'étudier la systématique de cette réaction sur une grande gamme d'énergies incidentes, soit de 8 à 150 AMeV.

## Sommaire de l'analyse et des résultats de 8 à 25 AMeV

Le présent travail sur la réaction Xe+Sn de 8 à 25 AMeV est divisé en six chapitres. Le premier chapitre exposera les procédures expérimentales. On verra la description de l'appareil de mesures utilisé pour l'expérience, le multidétecteur INDRA. Le fonctionnement, la calibration et l'identification de chacun des types de détecteurs le composant seront abordés. La technique de ralentissement des faisceaux de xénon aux énergies désirées sera aussi expliquée. On présentera ensuite dans le deuxième chapitre le système informatique utilisé pour l'analyse des données, soit KaliVeda, un environnement orienté-objet écrit en C++, compatible avec ROOT, un logiciel qui sert en physique nucléaire et en physique des particules pour le traitement et la présentation des données. Les motivations qui ont mené à la conception et l'opération de KaliVeda, ainsi que quelques exemples d'utilisations possibles seront présentés. La sélection des événements sera abordée par la suite. Après un bref rappel dans le troisième chapitre sur les mécanismes des collisions d'ions lourds à différents paramètres d'impact, on expliquera comment on a sélectionné les résidus lourds qui ont servi à l'analyse. Pour leur part, les chapitres quatre et cinq seront consacrés aux résultats expérimentaux. On y présentera les caractéristiques des résidus lourds telles que leur charge, leur distribution angulaire et leur section efficace de production. On décrira également les caractéristiques des particules légères et des fragments de masse intermédiaire en coïncidence avec les résidus lourds. Ces particules et fragments permettront de reconstruire le noyau primaire qui s'est désexcité pour former le résidu. Ceci permettra de déterminer entre autre son énergie d'excitation ainsi que sa température. Avec ces deux quantités, nous serons en mesure de déduire la courbe calorique du système et de discuter son éventuelle transition de phase. Enfin, le chapitre six complétera l'analyse avec la comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux du générateur d'événements HIPSE. Une discussion permettra de déterminer avec plus de précision le mécanisme de réaction qui cause la formation, et la survie des résidus lourds observés. La conclusion de cette thèse résumera les résultats obtenus, et mentionnera comment ils pourraient être utilisés pour mieux maîtriser la synthèse de noyaux superlourds.

# Chapitre 1

## L'appareil de mesures et les procédures expérimentales

Ce chapitre se concentre sur les principaux aspects techniques propres à l'expérience. La première partie introduira le multidétecteur INDRA. Une description globale de la matrice de détection sera d'abord présentée. Suivront ensuite des explications sur le mode de fonctionnement de chaque type de détecteur le composant, soit les chambres d'ionisation, les jonctions au silicium, ainsi que les scintillateurs d'iodure de césium. La deuxième section porte sur les méthodes utilisées pour l'étalonnage en énergie des différents détecteurs. Une description de la méthode employée pour calculer les défauts d'ionisation des siliciums viendra ensuite, avant la présentation des méthodes d'identification des fragments détectés. Enfin, une brève section sur le ralentissement du faisceau de  $^{129}Xe$  complètera ce chapitre.

## 1.1 Le multidétecteur INDRA

Le multidétecteur INDRA est une matrice de détection utilisée dans les expériences de collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires [30, 31]. Cet appareil couvre un angle solide d'environ 90% de  $4\pi$  stéradians. Il est composé de 17 couronnes de détection. Une vue en coupe du multidétecteur INDRA est présentée à la figure 1.1. Chacune des couronnes contient entre 8 et 24 modules. Cette disposition permet de détecter une grande partie des particules et fragments chargés produits lors des collisions. Les détecteurs de la première couronne ( $2^\circ$  à  $3^\circ$ ) sont composés de 2 étages de détection : un silicium de  $300 \mu\text{m}$  suivi d'un scintillateur à iodure de césum (CsI). Les couronnes 2 à 9 ( $3^\circ$  à  $45^\circ$ ) comptent un étage de plus, soit une chambre d'ionisation (ChIo) comme premier étage. Enfin, les couronnes 10 à 17 ( $45^\circ$  à  $178^\circ$ ) ne comprennent qu'une chambre d'ionisation et un CsI. Chaque type de détecteur a un rôle bien défini. La suite permettra de discuter des particularités de ces différents détecteurs.

Les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires produisent des fragments et particules légères dans toutes les directions. Pour éviter le double comptage, c'est-à-dire deux particules qui seraient détectées en même temps dans le même module, le multidétecteur doit avoir un nombre suffisant de cellules de détection pour que toutes les particules arrivent dans des détecteurs différents, ou au moins que la probabilité de double comptage soit très faible. INDRA a été conçue de façon à ce que le taux de double comptage soit inférieur à 5% pour des énergies de faisceau entre 20 et 100 MeV/A. Pour cela, un nombre de 336 cellules de détection ont été utilisées. L'acquisition des données est effectuée avec le standard VME [32]

### 1.1.1 Chambres d'ionisation

Les ChIo permettent de détecter les fragments lourds de basse énergie. Le couplage d'une chambre d'ionisation avec un silicium ou un CsI permet l'identification de ces

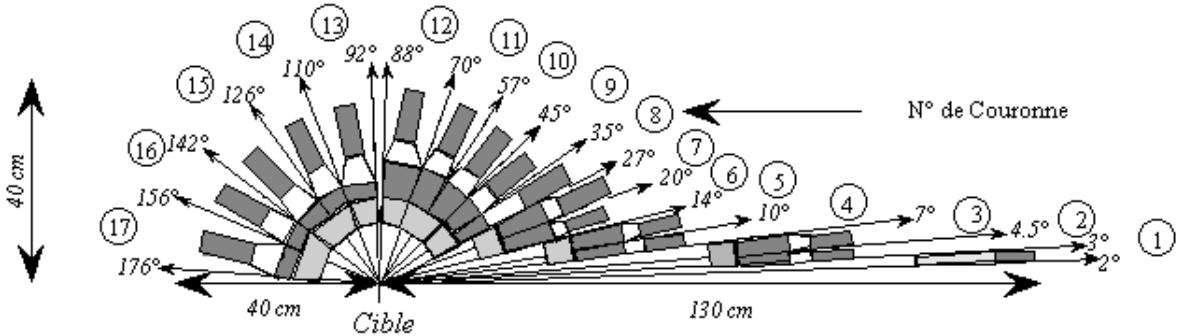


FIG. 1.1 – Vue en coupe du multidétecteur INDRA.

fragments. Comme le seuil de détection des chambres d’ionisation est peu élevé, les fragments lents peuvent se rendre jusqu’au silicium ou au CsI et peuvent ainsi être identifiés sur des cartes  $dE_{ChIo} - E_{Si,CsI}$ , qui représentent la perte d’énergie différentielle dans le gaz de la ChIo ( $dE_{ChIo}$ ) en fonction de la perte résiduelle dans le silicium ou le CsI ( $E_{Si,CsI}$ ). Un avantage des chambres à ionisation est la linéarité de leur réponse en fonction de la charge qui facilite la calibration de ce type de détecteur. Les chambres d’ionisation, au nombre de 96, couvrent l’espace entre  $3^\circ$  et  $176^\circ$ . Elles sont regroupées en couronnes. Une structure de symétrie axiale couvrant une ou deux couronnes est segmentée par une paroi mince en 8 ou 12 cellules d’identification, formant chacune une ChIo. Un gaz de  $C_3F_8$  circule en permanence à basse pression, entre 20 et 50 mb, dans chaque structure. On peut contrôler l’épaisseur effective de ces détecteurs en faisant varier la pression du gaz dans la chambre. Les chambres ont une épaisseur de 5 cm et sont recouvertes de Mylar sur les faces d’entrée et de sortie.

### 1.1.2 Jonctions au silicium

Des siliciums de  $300 \mu\text{m}$  sont placés derrière les ChIo dans la région angulaire de  $3^\circ$  à  $45^\circ$  (couronnes 2 à 9). Ils permettent l’identification en charge des fragments lourds et lents lorsqu’ils sont combinés à une chambre d’ionisation dans une carte  $dE_{ChIo} - E_{Si}$ . L’identification des fragments énergétiques de masse intermédiaire est obtenue lorsqu’on utilise les siliciums dans une carte  $dE_{Si} - E_{CsI}$  les combinant au CsI. Tout comme pour

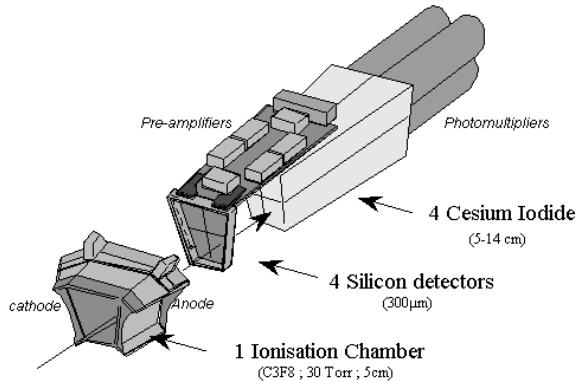


FIG. 1.2 – Exemple d'un module de détection pour les couronnes 4 à 9.

les ChIo, la réponse des siliciums est linéaire en énergie et indépendante de la charge pour des charges peu élevées. Pour des charges plus lourdes, la réponse n'est plus linéaire à cause des défauts d'ionisation qui seront discutés à la section 1.3. Comme la dynamique des réactions favorise nettement une émission des fragments lourds vers l'avant, les siliciums sont présents seulement aux angles inférieurs à  $45^\circ$ . De plus, le coût élevé de ces détecteurs empêchait d'en installer sur toute la couverture angulaire d'INDRA. Pour les couronnes 2 et 3, il y a 3 siliciums par ChIo tandis que pour les couronnes suivantes, une ChIo couvre 4 siliciums (voir figure 1.2). Cette augmentation est due à la géométrie du détecteur. En effet, l'angle solide croît pour les couronnes arrière et les chambres d'ionisation de la couronne 2 et 3 sont trop petites pour que les siliciums soient segmentés en 4 parties. Un ou deux siliciums par couronne ont une épaisseur de  $150 \mu\text{m}$  pour permettre d'identifier en masse les fragments jusqu'à une charge d'environ  $Z=8$ .

### 1.1.3 Iodures de césium

On vient de voir que les scintillateurs CsI permettent d'identifier en charge les fragments et les particules rapides lorsqu'ils sont utilisés avec un silicium dans une carte  $dE_{Si} - E_{CsI}$ . De plus, sans l'aide d'un silicium, ils rendent possible l'identification isotopique des particules légères. Cette identification est faite en masse jusqu'à une valeur

de  $Z=2$ . En effet, les scintillateurs CsI émettent une lumière ayant deux composantes principales, une rapide et une lente, lorsque des particules s'arrêtent dans le cristal. En portant en graphique la composante rapide en fonction de la composante lente, on peut identifier en masse les particules légères jusqu'à  $Z = 2$ .

Les CsI sont situés derrière les siliciums pour les couronnes 1 à 9 ( $2^\circ$  à  $45^\circ$ ) et derrière les chambres d'ionisation sur les couronnes arrière ( $45^\circ$  à  $176^\circ$ ). Il y a un scintillateur pour chacune des 336 cellules de détection. C'est dans cet étage que les particules les plus énergétiques sont arrêtées. L'épaisseur des scintillateurs diminue avec la couronne, passant de 138 mm pour la couronne 2 à 50 mm pour la couronne 17. Comme les particules dirigées vers l'avant ont une énergie plus importante, l'épaisseur des CsI des couronnes à l'avant devait être suffisamment grande pour permettre de les arrêter. Des tests avec un faisceau de protons ainsi que des simulations ont permis de déterminer l'épaisseur requise pour arrêter les particules les plus énergétiques attendues.

## 1.2 Calibration des chambres d'ionisation

La calibration en énergie des détecteurs est une étape primordiale avant toute analyse des données d'une expérience. En effet, cette étape permet de déterminer l'énergie des particules détectées. Lorsqu'on connaît cette énergie pour les particules identifiées, on peut déterminer d'autres variables associées telles que les vitesses et les impulsions.

Les trois types de détecteurs, iodures de césium, siliciums et chambres d'ionisation, doivent être étalonnés en énergie. Le présent travail s'est concentré sur la calibration des chambres à ionisation et des siliciums. D'autres groupes de la collaboration INDRA étaient responsables de la calibration des scintillateurs CsI.

Les données brutes collectées lors d'une expérience ne sont pas en MeV mais bien en numéro de canal dans un codeur. Ces canaux correspondent à l'amplitude du signal

dans le préamplificateur lors du passage de la particule dans le détecteur ChIo ou Si. Il faut déterminer l'énergie correspondante à chaque canal. La calibration finale consiste à trouver la fonction d'étalonnage permettant de passer de l'amplitude du signal en volts, à l'énergie de la particule en MeV.

Une première calibration des chambres d'ionisation et des siliciums a été réalisée à l'aide des pics des particules alpha de la source de thoron (alphas de 6.06 et 8.79 MeV) ainsi qu'avec un pic élastique de xénon à 7 AMeV. Cependant, cet étalonnage n'était pas applicable à toute l'expérience. En effet, un changement des bouteilles de gaz des chambres d'ionisation a eu lieu au milieu de l'expérience. Après ce changement, la réponse des chambres d'ionisation était différente. Elles donnaient un gain environ 1.4 fois supérieur par rapport au début de l'expérience. Une nouvelle calibration des ChIo a donc été nécessaire pour la deuxième partie de l'expérience. On croit que la pureté du gaz du début de l'expérience était inférieure à celle du nouveau gaz, ce qui a engendré un gain plus faible pour ce premier gaz car le potentiel d'ionisation était différent entre les deux gaz.

### 1.2.1 Runs de faisceaux secondaires

Comme il existait déjà une calibration, bien qu'inexacte pour la deuxième partie de l'expérience, il était possible de générer des cartes d'identification de la perte d'énergie de la particule dans la chambre d'ionisation en fonction de la perte d'énergie dans le silicium,  $dE_{ChIo}/E_{Si}$ , en unités d'énergie, c'est-à-dire en MeV. Il n'était cependant pas possible d'utiliser les runs de diffusion élastique du xénon et les runs d'alphas, car celles-ci ont été effectuées avant le changement de gaz. Cependant, lors de la deuxième partie de l'expérience, des runs de faisceaux secondaires à différentes valeurs de  $B\rho$  ont été effectuées. Lors de ces runs, un faisceau de  $^{12}C$  à 95 AMeV est envoyé sur une cible épaisse de carbone dans SISSI [25]. Les collisions entre le faisceau primaire de carbone et la cible produisent un cocktail de particules de diverses charges et masses. On fait passer ces particules dans le spectromètre  $\alpha$  du GANIL (la trajectoire a la

forme de la lettre grecque  $\alpha$ ). La rigidité magnétique, ou  $B\rho$ , du spectromètre permet de sélectionner des particules ayant des vitesses bien définies. Ces particules forment le faisceau secondaire. Leur vitesse est déterminée par la relation

$$B\rho = \frac{mv}{q}$$

où  $B$  est le champ magnétique appliqué,  $\rho$  le rayon de courbure du spectromètre,  $m$  la masse de la particule,  $v$  sa vitesse et  $q$  son état de charge. Le faisceau secondaire est ensuite projeté sur une cible de diffusion de carbone ou de tantale à l'intérieur d'INDRA. Les particules diffusées sont ensuite arrêtées par les détecteurs d'INDRA. Pour avoir une grande gamme de charges et de masses de particules, on mesure avec plusieurs valeurs de  $B\rho$ .

Les cartes d'identification  $dE_{ChIo\_E_{Si}}$  provenant de ces runs d'étalonnage présentent des amas de données concentrées qui représentent chacun un noyau avec une masse et un état de charge bien définis. Une telle carte pour la couronne 3 est donnée en exemple dans la figure 1.3. Une seule valeur de  $B\rho$  a été utilisée pour la calibration des chambres d'ionisation, soit 0.5863 Tm, car il y avait assez de points pour ajuster les paramètres avec ce seul  $B\rho$ .

### 1.2.2 Simulations

Pour identifier les noyaux représentés sur les cartes d'identification  $dE_{ChIo\_E_{Si}}$  expérimentales, on a utilisé un programme qui simulait la perte d'énergie dans les différents étages de détection des modules d'INDRA, en tenant compte de la perte dans les couches de Mylar. On a défini plusieurs noyaux de charges et de masses différentes. On a ensuite porté en graphique la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation en fonction de la perte d'énergie dans le silicium. Le résultat obtenu nous donne les coordonnées des points sur une carte  $dE_{ChIo\_E_{Si}}$ . On a affiché ces points de manière à ce qu'ils in-

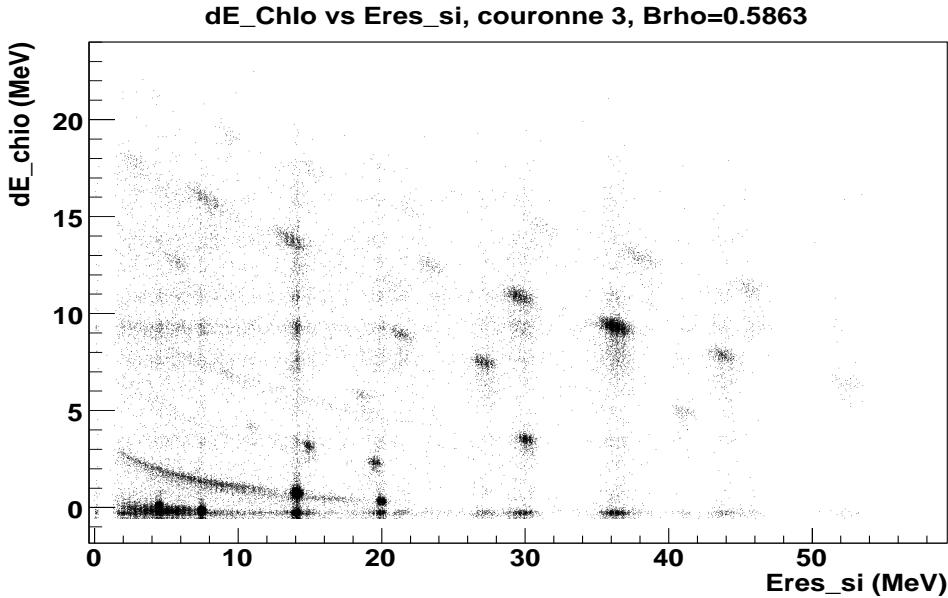
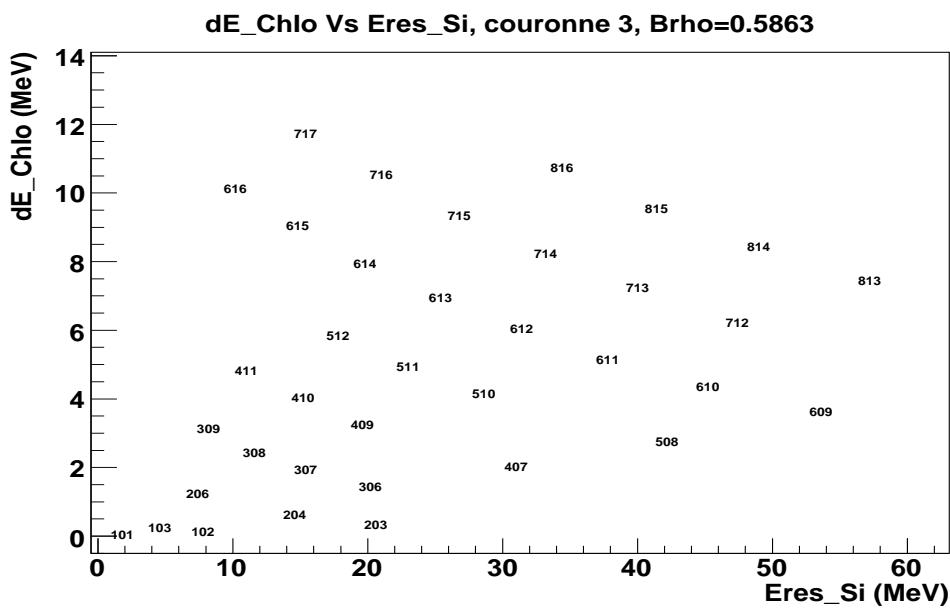


FIG. 1.3 – Carte d'identification ChIo-Si de la couronne 3 pour un Brho de 0.5863Tm.

diquent la charge et la masse des fragments. En comparant la carte simulée avec la carte expérimentale, il était facile de repérer les noyaux. En effet, la carte expérimentale avait une forme correcte, mais les valeurs des énergies déposées dans la ChIo étaient fausses. Le fait d'avoir des cartes expérimentales en MeV facilitait la tâche, car cela permettait d'avoir une seule carte par couronne. Des cartes brutes en canaux auraient nécessité la répétition de l'opération pour chaque module. La figure 1.4 donne un exemple d'une telle carte simulée pour la couronne 3. Elle peut être comparée à celle de la figure 1.3

Une fois les noyaux identifiés, les paramètres de l'étalonnage ont été utilisés pour retrouver les canaux correspondant aux noyaux identifiés précédemment, et ceci pour chacun des modules. Comme la vitesse des particules était connue, une énergie, correcte cette fois-ci, a pu être attribuée pour chaque canal. À ce moment, nous avions à notre disposition un étalonnage en énergie faisant la correspondance entre les canaux et les MeV. On obtient une relation linéaire de la forme :



$$E = a_0 + a_1 C$$

où E est l'énergie (en MeV) déposée dans la ChIo par la particule, C est le numéro de canal,  $a_0$  et  $a_1$  sont les paramètres de l'ajustement de la fonction.

Comme on a utilisé des cartes en deux dimensions qui incluaient aussi les pertes d'énergie dans le silicium, on pouvait vérifier l'étalonnage des siliciums par la même opération, puisque ceux-ci n'avaient pas changé pendant l'expérience. On a choisi de conserver ce dernier étalonnage, puisqu'il était fait avec plus de points, donc plus précis.

### 1.2.3 Passage des volts aux MeV

La première étape nécessaire pour faire la correspondance des volts en MeV consiste à effectuer une calibration des canaux du codeur en volts. Pour ce faire, on utilise un générateur d'impulsions. Le générateur envoie plusieurs impulsions de différentes tensions sur le préamplificateur. Le signal suit ensuite la même voie que s'il provenait d'une particule réelle et se rend jusqu'au codeur, où il est converti en canal. Comme on connaît la tension envoyée par le générateur d'impulsions, on peut trouver la fonction qui fait correspondre les volts aux canaux. La relation obtenue est une fonction quadratique :

$$V = a_0 + a_1 C + a_2 C^2$$

où V est la tension envoyée par le générateur d'impulsions, C est le canal et  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  sont les paramètres de la fonction. Le paramètre d'ordre 2  $a_2$  variait entre 0 et  $10^{-8}$  tandis que C varie de 0 à 4096. On peut donc considérer que la réponse est linéaire en première approximation.

Finalement, à l'aide de la calibration MeV-Canal précédemment obtenue, on calcule la relation entre la tension et l'énergie déposée. Cette relation est linéaire :

$$E = a_0 + a_1 V$$

Les paramètres  $a_1$  obtenus de la dernière relation ont été comparés avec ceux de la troisième et de la quatrième campagne [33] et ils sont similaires, soit autour de 450 pour les siliciums, ce qui montre la grande stabilité de l'électronique associée aux détecteur d'INDRA avec le temps, qui dépend également de la géométrie et du gaz.

#### 1.2.4 Calibration des CsI

La difficulté pour calibrer les CsI réside dans le fait que leur réponse est non linéaire en énergie et qu'elle dépend de la charge et de la masse de la particule détectée. Il est donc nécessaire de produire des points de calibration de différentes charges et masses. C'est pour cette raison que l'on utilise des runs  $B\rho$  pour étalonner les CsI en énergie [25]. On a besoin d'au moins 3 points pour paramétriser la fonction d'étalonnage. On utilise donc différentes rigidités magnétiques de manière à avoir assez de points de calibration sur toutes les couronnes, une seule valeur ne permettant pas d'envoyer suffisamment de particules à la fois à l'avant et à l'arrière. De plus, un même  $B\rho$  ne génère pas assez de particules de nature différentes à tous les angles. En effet, pour les détecteurs arrière, on ne peut pas avoir à la fois des protons et des alphas avec le même  $B\rho$ . Notons enfin que les runs utilisés pour calibrer l'arrière du multidétecteur doivent durer plus longtemps, car la section efficace de diffusion des particules légères à l'arrière est plus faible qu'aux angles avant.

Les iodures de césium émettent de la lumière lorsqu'ils sont traversés par une particule chargée. La lumière est collectée par un photomultiplicateur qui transforme le signal lumineux en signal électrique codé en canaux. En portant en graphique la composante de lumière rapide en fonction de la composante lente, on peut identifier les particules qui correspondent aux points de calibration en charge et en masse. On utilise ensuite la lumière totale pour ajuster la fonctionnelle d'étalonnage suivante [34] qui dépend de

l'énergie  $E$ , de la charge  $Z$  et de la masse  $A$  de la particule :

$$L = a_1 E - a_1 a_2 A Z^2 \ln \left( 1 + \frac{E}{a_2 A Z^2} \right) + a_1 a_2 A Z^2 \frac{0.385}{1 + \exp\left(\frac{a_3 A - E}{8A}\right)} \ln \left( \frac{E + a_2 A Z^2}{a_3 A + a_2 A Z^2} \right) + X$$

$$\text{où } X = -a_1 \frac{0.385}{1 + \exp\left(\frac{a_3 A}{8A}\right)} a_2 A Z^2 \ln \left( \frac{a_2 A Z^2}{a_2 A Z^2 + a^3 A} \right)$$

Dans cette fonctionnelle,  $a_1$  est un paramètre correspondant au gain,  $a_2$  correspond au "quenching" (perte d'énergie d'une particule avec une production diminuée de lumière),  $a_3$  correspond à l'énergie seuil pour la production de rayons  $\delta$  et est fixé à 6. Enfin, deux paramétrisations ont été utilisées, une première pour  $Z=1$  et une autre pour  $Z>1$ . L'ajustement de la fonctionnelle était meilleur en procédant de cette manière.

### 1.3 Les défauts d'ionisation

Pour les ions lourds, la réponse des siliciums n'est pas linéaire à cause du phénomène de défaut d'ionisation [35]. On définit le défaut d'ionisation comme étant la différence de la réponse du silicium entre un alpha et un ion lourd de la même énergie. Cette différence est due à plusieurs facteurs : perte d'électrons libres par recombinaison en paires d'ions, perte d'énergie par excitation de phonons et perte d'électrons libres due à des défauts ou des impuretés dans le silicium. Le défaut d'ionisation augmente avec la charge du fragment. Pour un projectile de 100 MeV d'énergie incidente, il varie de 0.6 MeV pour un néon à 20 MeV pour l'or.

Pour les siliciums d'INDRA, les défauts d'ionisation ont été calculés à l'aide de la diffusion élastique de faisceaux d'Ar, Ni, Xe et Ta [36]. On utilise ensuite la méthode de Moulton [35] pour calculer le défaut d'ionisation  $\Delta E$  en fonction de l'énergie réelle du fragment  $E$  définie comme :

$$\Delta E = 10^{b(Z)} E^{a(Z)}$$

où les paramètres a et b sont donnés par :

$$a(Z) = 0.0223\left(\frac{Z^2}{10^3}\right) + 0.5682$$

$$b(Z) = p_2\left(\frac{10^2}{Z}\right) + p_1.$$

Les détecteurs sont ensuite classés par groupes ayant des paramètres semblables. Pour tous les détecteurs des couronnes 2 à 9, neuf groupes de siliciums ont été formés. Il a été vérifié que les défauts d'ionisation ne changeaient pas de manière appréciable d'une campagne à l'autre [36]. Cependant, pour la cinquième campagne, les siliciums de la couronne 1 sont nouveaux et ont donc leur propre groupe.

## 1.4 Identification

L'identification des cartes  $dE_{ChIo\_E_{Si}}$  et des cartes  $dE_{Si\_E_{CsI}}$  est basée sur les pertes d'énergie. Lorsqu'une particule chargée traverse un matériau, elle perd de l'énergie tout au long de son parcours. On sait, par la formule de Bethe [37], que la perte d'énergie d'une particule par unité de longueur est proportionnelle, en première approximation, au produit de la masse de la particule par le carré de sa charge :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{AZ^2}{E_{inc}}$$

Dans cette équation,  $dE$  représente la perte d'énergie,  $dx$  la distance parcourue,  $Z$  la charge de la particule,  $A$  sa masse et  $E_{inc}$  son énergie incidente.

Avec la méthode des pertes d'énergie, en portant en graphique la perte d'énergie  $dE$  en fonction de l'énergie résiduelle  $E$ , on peut obtenir des bandes hyperboliques représentant chacune une charge  $Z$  des produits détectés [23]. Comme on peut le voir

dans la formule de Bethe, la perte d'énergie dépend plus de la charge que de la masse. On doit donc disposer de détecteurs avec une très bonne résolution pour distinguer les isotopes à l'aide de la méthode des pertes d'énergie.

### 1.4.1 Cartes $dE_{Si\_E_{CsI}}$

Une fois les cartes d'identification générées, on doit attribuer une charge  $Z$  à chaque bande. Pour ce faire, on peut tracer directement des lignes sur les bandes visibles. L'inconvénient de cette méthode est qu'il n'y a pas toujours des bandes de données bien définies pour toutes les charges. Il est donc difficile d'extrapoler dans ce cas. Une autre technique consiste à d'utiliser des fonctionnelles que l'on ajuste sur les données. Dans le cas de la cinquième campagne INDRA, les fonctionnelles de Tassan-Got ont été utilisées pour l'identification des cartes  $dE_{Si\_E_{CsI}}$  [38]. Cette fonctionnelle est basée sur la formule de Bethe [37] et permet donc d'extrapoler l'identification dans les régions de la carte où la statistique est trop faible. Elle tient compte de la non linéarité de la réponse des CsI et permet d'identifier des charges jusqu'à  $Z = 50$  détectées dans des télescopes  $dE_{Si\_E_{CsI}}$ .

### 1.4.2 Cartes $dE_{ChIo\_E_{Si}}$

L'identification des télescopes  $dE_{ChIo\_E_{Si}}$  est aussi basée sur la méthode des pertes d'énergie. Cependant, pour ces télescopes, on n'a pas ajusté de fonctionnelles sur les données. Les grilles d'identification ont été générées en calculant la perte d'énergie dans la ChIo et dans le silicium. Comme la calibration a été effectuée avant l'identification, il a été possible de créer des cartes  $dE_{ChIo\_E_{Si}}$  en MeV. Ceci permet de tracer une seule grille par couronne, plutôt qu'une grille par détecteur. On pouvait donc appliquer directement les grilles calculées sur ces cartes. Sur la figure 1.5 on peut voir un exemple de carte d'identification de la couronne 4 pour le système Xe+Sn à 15 AMeV. La figure

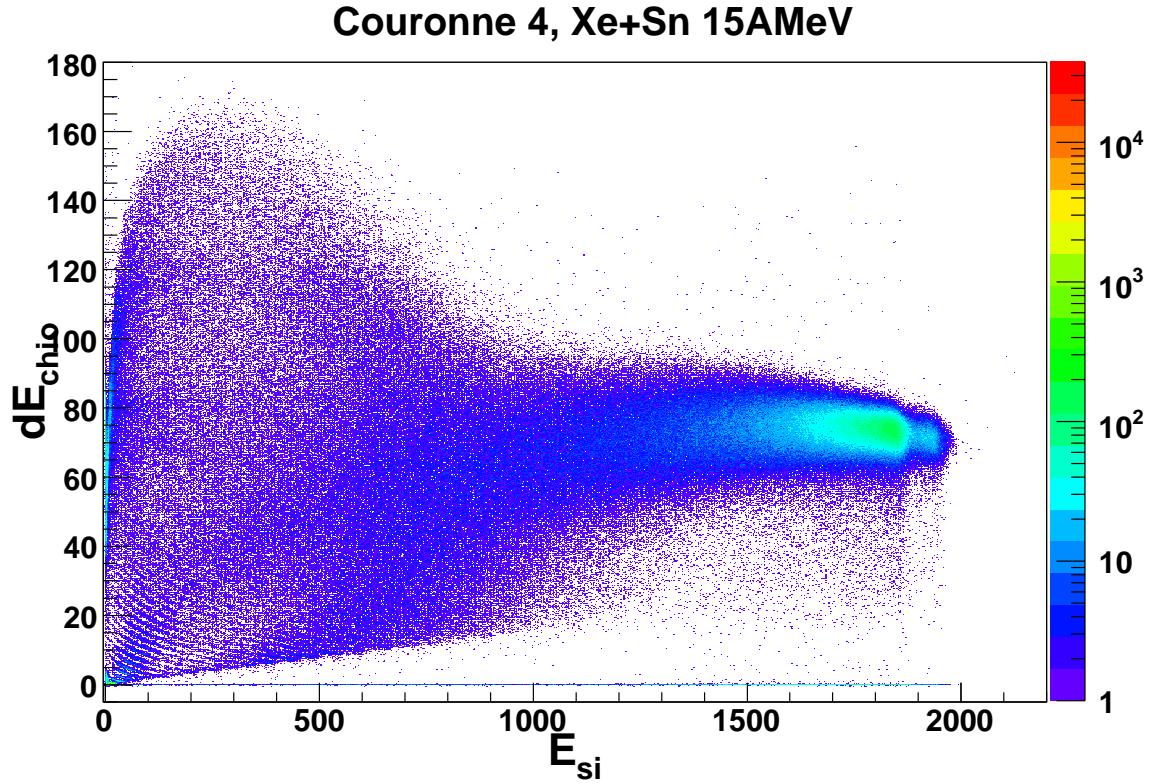


FIG. 1.5 – Carte d’identification pour la couronne 4 construite pour le système Xe+Sn à 15 AMeV.

1.6 montre un agrandissement pour les petites charges ainsi que les lignes d’identification superposées.

Cependant les grilles générées par calcul de pertes d’énergie ne tombaient pas parfaitement sur les données. Un ajustement fin à la main était donc nécessaire. Pour les couronnes à l’avant, on disposait du pic élastique pour ajuster les grilles. On pouvait donc attribuer des facteurs d’étirement aux grilles pour ajuster celles-ci. De plus, pour les faibles charges, la courbure des lignes d’identification ne suivait pas tout-à-fait celle des bandes d’identification. On devait donc les corriger à la main. Malgré toutes ces corrections, il était impossible d’ajuster les grilles pour qu’elles tombent au bon endroit à la fois sur les charges faibles et élevées. Ceci induit une erreur sur l’identification. Par

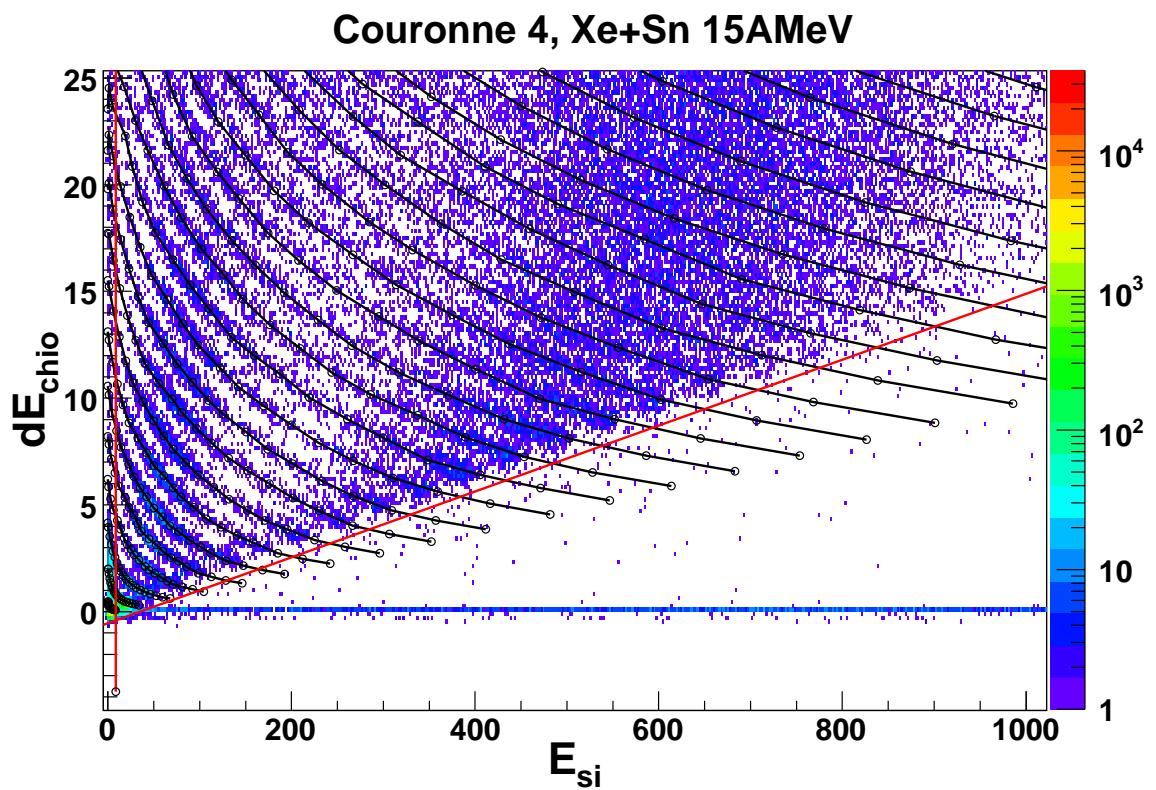


FIG. 1.6 – Carte d’identification pour la couronne 4 construite pour le système Xe+Sn à 15 AMeV avec un agrandissement sur les petites charges. La grille d’identification a été superposée. Les lignes rouges servent à éliminer les particules non désirées.

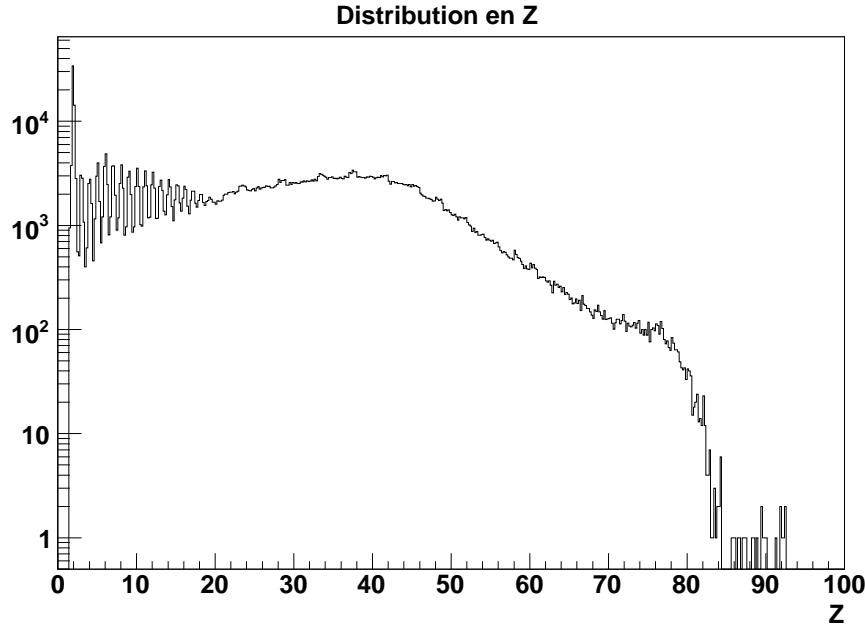


FIG. 1.7 – Résultat de l'identification obtenue en  $dE_{ChIo\_ESi}$  des couronnes 4 et 5, pour la réaction Pb+Au à 29 AMeV.

exemple, pour les couronnes 4 et 5, on a une identification du  $Z$  jusqu'à une charge d'environ  $Z = 20$ . Pour ces fragments, il y avait suffisamment de statistique et les bandes étaient bien visibles. Autour de  $Z=50$ , l'incertitude est de  $\pm 2.5$  charges et pour les plus lourds, vers  $Z=70$ , l'incertitude est de l'ordre de  $\pm 4.5$  charges. En effet, le pic élastique du plomb est étendu sur environ neuf lignes d'identification. La figure 1.7 donne un exemple de l'identification obtenue sur une carte  $dE_{ChIo\_ESi}$  des couronnes 4 et 5 ( $7^\circ$  à  $14^\circ$ ) provenant d'une réaction Pb+Au à 29 AMeV. On voit bien la résolution en charge jusqu'à  $Z=20$ .

L'identification des cartes  $dE_{ChIo\_ESi}$  est effectuée à l'aide d'une interface graphique fournie par KaliVeda (chapitre 2). Cette interface contient plusieurs boîtes de dialogue permettant d'inscrire les paramètres des détecteurs, comme la pression des chambres, les runs applicables, les numéros de détecteurs, le défaut d'ionisation, etc.

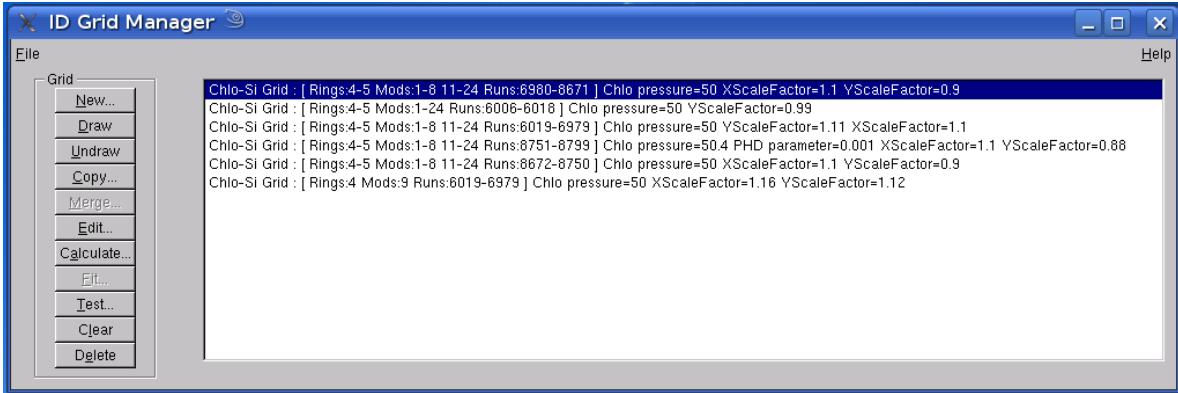


FIG. 1.8 – Interface graphique fournie par KaliVeda permettant l'identification des cartes  $dE_{ChIo} - E_{Si}$ .

Ces paramètres sont ensuite utilisés dans les fonctions qui calculent les coordonnées de points formant les lignes d'identification. On peut alors afficher et tester la grille à l'aide de la même interface graphique. Cette interface est présentée à la figure 1.8

## 1.5 Les faisceaux ralentis pour les réactions de basses énergies

Pour gagner du temps de réglage, on a fait un seul réglage du faisceau à 27 AMeV. On a par la suite ralenti ce faisceau pour produire les faisceaux aux énergies de 8 à 20 AMeV requis pour l'expérience. Pour ce faire, on introduit un dégradeur dans le faisceau à la sortie du dernier cyclotron. Ce dégradeur est fait d'une cible épaisse de carbone de 32.8 ou 41.6  $mg/cm^2$  qu'on peut faire pivoter pour changer l'épaisseur effective. Pour les réactions aux énergies qui nous intéressent, le faisceau primaire était du  $^{129}Xe$  à 27 AMeV. Après le passage dans le ralentisseur, on choisit l'énergie du faisceau à l'aide du  $B\rho$  du spectromètre  $\alpha$ . Cependant, l'état de charge des faisceaux ainsi produits était difficile à sélectionner. Trois états de charge étaient présents pour les énergies incidentes de 12 à 20 AMeV. Le faisceau ralenti à 8 AMeV était plus problématique et présentait jusqu'à 9 états de charge différents. Par contre, il y a toujours un état de charge plus

probable pour chacun des  $B\rho$  utilisés, ce qui se traduisait par un pic élastique plus intense que les autres. On pouvait donc déterminer l'énergie de cet élastique, tout en gardant à l'esprit qu'il y a une incertitude sur l'énergie du faisceau. Le tableau 1.1 montre les différents états de charges et l'énergie associée.

$E_{inc}$	$Q$	$E$	
8	41	6.66	
	42	6.99	
	43	7.33	
	44	7.67	
	45	8.02	Plus probable
	46	8.38	
	47	8.75	
	48	9.12	
	49	9.50	
12	47	11.51	
	48	12.00	Plus probable
	49	12.51	
15	48	14.41	
	49	15.07	Plus probable
	50	15.64	
20	49	19.24	
	50	20.03	Plus probable
	51	20.83	

TAB. 1.1 – États de charges obtenus après le ralentissement du faisceau ainsi que l'énergie associée. Le pic le plus intense (énergie la plus probable) est indiqué.

## Chapitre 2

# Traitement des données avec KaliVeda

Avant la cinquième campagne INDRA de 2001, les données des expériences étaient traitées à l'aide de deux programmes en FORTRAN : Veda pour la reconstruction, calibration et identification des données, et Kali pour l'analyse. Avec la place croissante de la programmation orientée objet, la collaboration INDRA est passée à ROOT pour traiter les données de ses expériences. On dispose maintenant d'un seul environnement qui permet tout le traitement des données, appelé KaliVeda [39].

La création de cet environnement de travail remplit plusieurs objectifs qui seront abordés dans ce chapitre. On voulait être en mesure d'utiliser un même cadre d'exploitation autant pour toutes les campagnes que pour les différentes tâches d'analyse et de dépouillement. On désirait de plus s'assurer que toutes les analyses faites sur les données d'INDRA soient uniformes. En outre, on voulait faire l'analyse à l'aide du logiciel ROOT, digne successeur de PAW. Comme ROOT est écrit en C++, KaliVeda devait l'être aussi. Enfin, on présentera différentes classes qui décrivent les fonctions spécifiques fréquemment utilisées lors du traitement et de l'analyse de données à l'aide de KaliVeda.

## 2.1 Un environnement global

KaliVeda est applicable à toutes les campagnes, toutes leurs données pouvant être analysées avec la même classe d'analyse utilisateur. À l'époque de Veda, il y avait un programme d'analyse par campagne. Cependant, ces programmes étaient très semblables entre eux, car seules quelques fonctions étaient différentes pour tenir compte des particularités de chaque campagne. En conséquence, pour analyser plusieurs campagnes, on devait faire appel à différentes rustines à appliquer aux programmes d'analyse utilisateur. Ces rustines n'étant pas systématiquement connues de tous, le risque d'erreurs s'en trouvait accru.

Avec KaliVeda, on peut être sûr de faire rigoureusement la même analyse sur des données de différentes campagnes. On peut donc comparer des données d'une même réaction obtenues lors de deux campagnes différentes. Par exemple, on peut facilement comparer les spectres en énergie de la réaction Xe+Sn à 25 AMeV de la première et de la cinquième campagne à l'aide de la même classe d'analyse. Ceci permet de vérifier si l'étalonnage en énergie des détecteurs est cohérent entre la première et la cinquième campagne.

Comme KaliVeda peut être utilisé pour faire toutes les tâches d'analyse et de dépouillement, on s'assure que tous les usagers travaillent dans le même cadre. En utilisant les fonctions fournies par KaliVeda, on sait comment les analyses ont été effectuées. Si, au contraire, chacun écrit ses propres fonctions, la comparaison entre les résultats peut être biaisée, ou au moins plus hasardeuse.

## 2.2 Dépouillement des données

On vient de voir que KaliVeda est adéquat pour l'analyse des différentes campagnes. Mais on peut aussi l'utiliser pour accomplir toutes les tâches nécessaires au dépouillement des données. En effet, avant de pouvoir faire des analyses physiques, on doit reconstruire, identifier et calibrer les données obtenues lors de l'expérience. Ces opérations, auparavant réalisées à l'aide des programmes Veda, sont maintenant intégrées dans KaliVeda.

### 2.2.1 Passage des données brutes aux données physiques

KaliVeda permet de transformer les données de format brut en données qui peuvent être exploitées pour l'analyse. Ceci se fait en trois étapes. La première étape consiste à reconstruire les données brutes qui proviennent de l'acquisition du GANIL. La reconstruction permet de déduire les particules à partir des détecteurs touchés, en connaissant la géométrie des détecteurs, c'est-à-dire quels détecteurs sont placés les uns derrière les autres. On peut alors attribuer une particule à plusieurs détecteurs alignés qui sont touchés. On fait aussi une analyse des particules selon qu'elles soient détectées en même temps qu'une autre dans une même chambre d'ionisation. Par exemple, deux particules peuvent traverser la même chambre mais être arrêtées dans des siliciums ou des CsI différents. On peut donc avoir une vision d'ensemble des détecteurs touchés après cette étape. Lors de la deuxième étape, l'identification et la calibration des particules est implémentée. Chaque fois qu'on a des paramètres pour l'identification ou la calibration des données, on peut les inclure dans les sous-programmes d'identification et traiter les données reconstruites. Après cette étape, les particules et fragments sont donc partiellement identifiés et on peut connaître leur énergie. Il est donc possible de faire des analyses physiques avec ces données. Cependant, certains paramètres peuvent manquer. Par exemple on pourrait avoir des données identifiées sur certaines couronnes seulement, ou ne pas connaître l'énergie des particules arrêtées dans un certain étage du

télescope. La dernière étape fait le passage aux données finales complètement calibrées et identifiées. C'est aussi lors de cette étape que l'on fait la cohérence, c'est-à-dire que l'on identifie les particules détectées dans une même chambre d'ionisation, comme on a mentionné précédemment.

## 2.3 Langages orientés objet par rapport aux langages procéduraux

Dans le monde d'aujourd'hui, la programmation orientée objet prend de plus en plus de place. Le langage FORTRAN, longtemps préféré des scientifiques, commence à perdre du terrain par rapport aux langages plus modernes comme le C++. Comme l'expertise en FORTRAN se perd tranquillement et de manière à former la jeune génération à un langage plus puissant et de plus en plus utilisé KaliVeda est écrit dans un langage orienté objet. Un exemple d'avantage de l'orienté objet par rapport au procédural est l'existence de la notion d'héritage. De plus, comme on voulait utiliser le logiciel ROOT, on a écrit KaliVeda en C++, ce qui permet d'intégrer ses programmes dans ROOT.

### 2.3.1 L'héritage en C++

Le C++, avec sa fonction d'héritage permet d'éviter bien des erreurs de "copier-coller". L'héritage permet d'utiliser dans une classe fille des fonctions définies dans une classe mère, sans avoir à les redéfinir. Voyons un exemple concret dans KaliVeda. La classe *KVParticle* est une classe qui permet de décrire les caractéristiques cinématiques des particules. Un exemple de méthode définie dans cette classe serait *GetVpar*, qui permet de calculer la vitesse longitudinale (suivant l'axe *Z*) d'une particule. Pour sa part, la classe *KVNucleus*, qui décrit plus spécifiquement les noyaux, hérite de la classe *KVParticle*. De ce fait, toutes les méthodes de la classe mère peuvent être appelées

par *KVNucleus*, comme GetVpar. Mais comme la classe fille donne plus de détails sur les noyaux, d'autres méthodes sont définies dans celle-ci, comme GetZ, qui retourne la charge de la particule détectée. L'héritage permet donc d'éviter les "copier-coller", en donnant la possibilité de réutiliser des fonctions définies pour différents types de particules.

### 2.3.2 Compatibilité de KaliVeda avec ROOT

ROOT est un logiciel créé principalement pour traiter et présenter des données de la physique des particules. Il a été conçu au CERN pour remplacer PAW, en prévision des grandes quantités de données produites par les expériences au LHC (Large Hadron Collider). Contrairement à PAW qui est écrit en FORTRAN, ROOT est un environnement orienté objet écrit en C++. Tout comme PAW, il permet de construire des histogrammes. Un grand avantage pour l'utilisateur de ROOT est sa puissante interface graphique. Dans le cadre de la physique d'INDRA, on s'en sert lorsqu'on utilise KaliVeda. En chargeant les librairies de KaliVeda au démarrage de ROOT, on peut compiler et executer des programmes d'analyse en C++ qui utilisent les classes écrites pour KaliVeda.

## 2.4 Les différentes classes de KaliVeda

Dans cette section, nous passerons en revue les différentes classes nécessaires à la plupart des analyses et dépouillements des données. Le nom de toutes les classes de KaliVeda commence par "KV". La plupart héritent de la classe de base de KaliVeda : *KVBase* et/ou de la classe de base *TObject* de ROOT, ce qui permet de les écrire dans des fichiers ROOT. Des flèches représentant la hiérarchie des classes débutera chaque famille de classe.

### 2.4.1 Particules

$$KVParticle \Leftarrow KVNucleus \Leftarrow KVReconstructedNucleus \Leftarrow KVINDRAReconNuc$$

Plusieurs classes sont utilisées pour décrire les particules et fragments chargés. Elles héritent de la classe ROOT *T LorentzVector* assurant ainsi une description relativiste de la cinématique des particules. La classe *KVParticle* décrit la cinématique. Elle permet donc de connaître l'énergie, la vitesse, l'impulsion et la direction des particules. Cette classe permet aussi de définir dans quel référentiel on travaille, soit le laboratoire, le centre de masse, ou même un référentiel construit par l'utilisateur. Cependant, cette classe ne donne pas d'information sur la nature de la particule, c'est-à-dire sa charge et sa masse. Ceci est possible avec la classe *KVNucleus* qui décrit les noyaux. Cette classe hérite de la classe *KVParticle*. Toutes les méthodes de la classe *KVParticle* sont donc disponibles. La classe *KVNucleus* permet en plus de déterminer la charge, la masse, l'énergie d'excitation et de liaison du noyau. On peut s'en servir pour des calculs simples de réactions nucléaires. Par exemple, on peut additionner deux noyaux pour calculer le bilan énergétique d'une réaction. La classe *KVReconstructedNucleus* sert, quant à elle, à déterminer dans quel détecteur le noyau s'est arrêté. La dernière classe, *KVINDRAReconNuc*, inclut des méthodes spécifiques au multidétecteur IN- DRA, comme la détermination des marqueurs de temps, de la couronne et du module de la particule détectée.

### 2.4.2 Réactions à deux corps

$$TObject \Leftarrow KV2Body$$

La classe KV2Body permet de calculer la cinématique à deux corps. Elle permet de définir une réaction avec un projectile et une cible en entrée ainsi qu'un (ou deux) noyau en sortie, excité ou non. Cette classe est très utile pour calculer l'angle d'effleurement

du projectile ou de la cible ainsi que l'énergie des noyaux sortant selon différents angles. Ceci permet de prédire si un noyau diffusé élastiquement pourra être détecté dans un certain module. Notons que cette classe peut être utilisée indépendamment des données d'INDRA. On peut donc l'utiliser pour calculer la cinématique de n'importe quelle réaction nucléaire à deux corps.

### 2.4.3 Évènements

$$KVBase \Leftarrow KVEvent \Leftarrow KVReconstructedEvent \Leftarrow KVINDRAReconEvent$$

On peut accéder aux évènements à l'aide de la classe *KVEvent*. Cette classe décrit les évènements comme une liste de noyaux (*KVNucleus*). Lorsque l'on écrit un programme d'analyse, on veut souvent calculer différentes caractéristiques des particules d'un évènement. Pour faire une boucle sur toutes les particules d'un évènement, on utilise la méthode *GetNextParticle()* fournie par la classe *KVEvent*. Ces particules sont décrites par *KVNucleus*. Les évènements experimentaux reconstruits sont décrits par la classe

*KVReconstructedEvent*. Les particules de ces évènements sont donc décrites par *KVReconstructedNucleus*. Finalement, la classe *KVINDRAReconEvent* gère les évènements reconstruits avec les caractéristiques du multidétecteur INDRA et les particules de ces évènements sont des objets *KVINDRAReconNuc*.

### 2.4.4 DéTECTEURS ET MATERIAUX

$$KVBase \Leftarrow KVMaterial \Leftarrow KVTarget$$

$$KVBase \Leftarrow KVMaterial \Leftarrow KVDetector$$

Les pertes d'énergie des particules chargées dans les différents matériaux dont sont

constitués la cible et les détecteurs sont fournies par les méthodes de la classe *KVMaterial*. Les matériaux disponibles dans cette classe sont ceux utilisés pour le multidéTECTeur INDRA ainsi que pour les cibles. Une classe qui dérive de *KVMaterial* est *KVTtarget*, qui sert à calculer la perte d'énergie des noyaux incidents dans la cible. On peut y définir les éléments qui composent la cible, son épaisseur ainsi que son orientation. Les détecteurs sont décrits par la classe *KVDetector* qui hérite elle aussi de *KVMaterial*. Les détecteurs sont formés de plusieurs matériaux, soit plusieurs objets *KVMaterial*, et cette classe en tient compte. Par exemple, une chambre d'ionisation est formée d'un gaz de  $C_3F_8$  entre deux couches de Mylar. Pour construire une ChIo dans KaliVeda, on définit donc ces deux matériaux en donnant leur épaisseur ainsi que la pression du gaz dans la chambre.

Les différents types de détecteurs utilisés par INDRA sont décrits plus précisément dans d'autres classes qui dérivent de *KVDetector*. Par exemple la classe *KVCsI* contient une méthode, *GetLumiereTotale* qui permet de déterminer la lumière totale émise par un scintillateur CsI à partir des composantes lente et rapide fournies par l'électronique d'acquisition d'INDRA.

#### 2.4.5 Configuration du multidéTECTeur INDRA

*KVMultiDetArray*  $\Leftarrow$  *KVINDRA*  $\Leftarrow$  *KVINDRA4*  $\Leftarrow$  *KVINDRA5*

La géométrie du multidéTECTeur est accessible à l'aide de la classe *KVMultiDetArray*. L'héritage de cette classe tient compte de la variation de la configuration des détecteurs avec les campagnes. Par exemple, la classe *KVINDRA* décrit le multidéTECTeur INDRA lors de la première campagne. Pour la quatrième campagne, l'anneau 1 de détecteurs phoswich a été remplacé par un anneau de télescopes Si-CsI. Ceci se traduit par la classe *KVINDRA4*. Enfin, certains siliciums de 300  $\mu\text{m}$  ont été remplacés par des siliciums de 150  $\mu\text{m}$  pour la cinquième campagne. On en tient compte dans la classe

*KVINDRA5.*

### 2.4.6 Variables globales

$$KVBase \Leftarrow KVVarGlob$$

Un grand nombre de variables globales sont définies dans KaliVeda. Ces variables sont très utiles pour analyser et sélectionner des évènements ayant des caractéristiques précises. Il y a une classe dérivant de *KVVarGlob* pour chaque variable globale. La multiplicité des particules légères (*KVMultLeg*), l'énergie transverse des particules (*KVEtrans*), et la charge totale d'un évènement (*KVZtot*) sont des exemples de variables globales fournies par KaliVeda. Lorsque l'on écrit un programme d'analyse, on peut utiliser les méthodes fournies par ces classes pour faire le tri des évènements qui nous intéressent.

# Chapitre 3

## Sélection des évènements

### 3.1 Rappel des mécanismes de réaction

Les résidus lourds formés par fusion incomplète ou par transferts massifs sont produits lors de collisions centrales. Pour sélectionner les résidus, on doit donc isoler les collisions les plus violentes, celles qui présentent un faible paramètre d'impact. Cependant, aux énergies étudiées dans cette analyse, il y a une compétition entre les réactions de fusion et les transferts très inélastiques. Ces deux types de collisions se produisent lors de collisions centrales. Il est donc important de séparer en plus les événements de fusion incomplète de ceux provenant des transferts très inélastiques. Avant de parler de la sélection des événements, il est important de rappeler quelques notions sur les mécanismes de réaction.

La physique des réactions diffère grandement selon le paramètre d'impact [3]. Les collisions ayant le paramètre d'impact maximal mènent à la diffusion élastique. On la reconnaît par le fait que le projectile et la cible diffusés ont quasiment la même énergie, dans le repère du centre de masse, que le projectile et la cible à l'état initial. Ceux-ci ne subissent pas d'excitation lors de la diffusion. Leur charge et leur masse restent donc

inchangées.

### 3.1.1 Cas des réactions périphériques

Les collisions périphériques se produisent pour des paramètres d'impact un peu plus faibles. Les phénomènes produits lors de ces collisions dépendent de l'énergie incidente. À des énergies relativistes, on est en présence du mécanisme de participant-spectateur. Dans cette optique, le participant correspond à la zone de recouvrement entre le projectile et la cible, et les spectateurs sont les parties du projectile et de la cible qui ne sont pas entrées en interaction. Les noyaux spectateurs, appelés quasi-projectile et quasi-cible, sont eux aussi excités. Le quasi-projectile aura une vitesse proche de celle du faisceau incident, mais sa charge et sa masse seront plus faibles, car il aura perdu des nucléons au profit du participant. Le mécanisme de participant-spectateur, aussi appelé modèle d'abrasion, se produit lors de collisions d'ions lourds à des énergies incidentes de l'ordre de 200 MeV à 1 GeV par nucléon. Aux énergies intermédiaires, soit entre 10 et 100 AMeV, des processus plus complexes entrent en jeu. En effet, dans ce régime énergétique, des effets collectifs se produisent et le quasi-projectile et la cible sont excités. Il y a aussi une émission de prééquilibre provenant de la zone participante aux premiers instants de contact entre le projectile et la cible. On peut aussi voir la formation d'un col de matière dans la zone de mi-rapidité, c'est-à-dire dans la région située entre le quasi-projectile et la quasi-cible. Le développement de ce col proviendrait de la déformation du projectile et de la cible. Enfin, pour les énergies les plus basses, c'est-à-dire inférieures à 10 AMeV, les phénomènes observés lors de collisions périphériques sont plus simples. Ces collisions aboutissent à des réactions binaires qu'on appelle diffusion quasi élastique. Dans ces collisions, le projectile et la cible sont légèrement excités. Ils peuvent s'échanger quelques nucléons, ce qui va ralentir le projectile. Cependant, les vitesses finales restent proches des vitesses initiales. Ces réactions à basse énergie conservent les propriétés quantiques des noyaux et sont utilisées en structure nucléaire [7].

### 3.1.2 Cas des collisions centrales

On vient de voir brièvement les phénomènes créés lors des collisions périphériques. Concentrons-nous maintenant sur les collisions centrales produites aux énergies qui nous intéressent dans cette recherche, c'est-à-dire entre 8 et 25 AMeV. Ce régime d'énergie est intéressant car il est à la frontière entre les basses énergies et les énergies intermédiaires. À 8 AMeV, on est plus près des basses énergies, tandis qu'à 25 AMeV, on se rapproche des énergies qui conduisent à la multifragmentation. Pour ces basses énergies, les processus dominants lors des collisions centrales sont la fusion et les transferts très inélastiques. La fusion se produit principalement pour des systèmes légers. Lors de cette réaction, le projectile fusionne avec la cible pour produire un noyau composé équilibré qui a perdu la mémoire de la voie d'entrée. Cependant lorsque l'énergie incidente augmente, on parle plutôt d'un noyau de fusion, car celui-ci n'a pas eu le temps de s'équilibrer. Un noyau composé est donc un noyau de fusion parfait. En augmentant l'énergie incidente, la fusion incomplète apparaît. Dans ce cas, seule une partie du projectile fusionne avec la cible. Les noyaux de fusion se désexcitent par évaporation de particules légères, de neutrons et de gammas ou encore par fission. Après l'émission de particules légères, on obtient un résidu d'évaporation. Ce résidu est peu dévié, car les particules évaporées sont très légères par rapport au noyau de fusion. Elles ne lui occasionneront donc pas beaucoup de recul, ce qui implique que le résidu d'évaporation sera détecté aux bas angles. Dans le cas où il y aurait fission du noyau de fusion, on peut détecter les deux fragments de fission avec un angle relatif bien déterminé, car on connaît les propriétés cinématiques de ces fragments. Lorsque le système est lourd, la section efficace de fusion diminue grandement et la fusion est détrônée par le phénomène de transfert très inélastique. Les transferts très inélastiques (TTI) sont des réactions binaires où le système garde en mémoire la nature du projectile et de la cible, mais non leur énergie [7], car celle-ci subit une grande dissipation. La compétition entre la fusion et les transferts très inélastiques dépend du moment angulaire critique ( $l_{crit}$ ) du système. Les collisions les plus centrales ont un moment angulaire faible et les plus périphériques ont un moment angulaire supérieur au moment angulaire maximum du système, qui correspond au plus grand paramètre d'impact conduisant à une réaction.

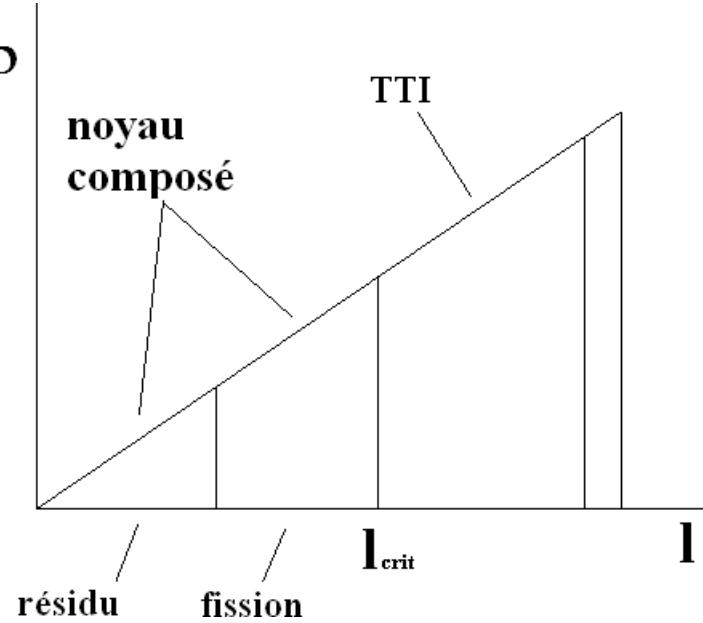


FIG. 3.1 – Schéma représentant la section efficace de réaction en fonction du moment angulaire. TTI signifie transferts très inélastiques.

Si le moment angulaire de la réaction est inférieur à  $l_{crit}$ , la collision conduit à la formation d'un noyau composé. S'il est plus grand, il peut se produire une quasi-fusion, un transfert très inélastique ou encore une réaction quasi élastique pour les collisions les plus périphériques [3]. Pour mieux comprendre cette dépendance avec le moment angulaire, on peut observer la figure 3.1, qui représente la section efficace de réaction en fonction du moment angulaire. Pour des systèmes très lourds, le moment angulaire critique est nul, ce qui interdit la formation d'un noyau composé, car même les collisions les plus centrales auront un moment angulaire supérieur à  $l_{crit}$ . La valeur limite où  $l_{crit}$  vaut zéro est atteinte lorsque le produit de la charge du projectile et de la cible a une valeur supérieure à environ 2700 [40, 41]. Pour la réaction Xe+Sn, ce produit  $Z_p Z_c$  vaut exactement 2700. Au delà de cette valeur, il n'y a plus de poche dans le potentiel soudain qui pourrait permettre la fusion.

### 3.2 Techniques couramment utilisées pour sélectionner les événements selon leur paramètre d'impact

Comme on vient de le constater, la nature des phénomènes produits lors de réactions d'ions lourds dépend largement du paramètre d'impact de la collision. Malheureusement, celui-ci ne peut pas être mesuré expérimentalement. Cependant, on peut utiliser différentes variables qui permettent d'estimer la centralité d'une collision. On classe habituellement les collisions en plusieurs catégories qui vont de centrales à très périphériques. Les variables employées pour la sélection d'événements sont plus ou moins sensibles au paramètre d'impact selon le système étudié. On utilise des variables globales, c'est-à-dire des quantités qui présentent une seule valeur par événement. Cependant, plusieurs variables globales sont nécessaires pour sélectionner correctement les événements.

Les variables globales utilisées pour sélectionner la complétude des événements sont habituellement l'impulsion parallèle totale de l'événement ainsi que la charge totale des produits détectés. Plus la charge et l'impulsion parallèle totale observées se rapprochent de la valeur réelle, meilleure sera la complétude de l'événement détecté. Les produits de réaction ne sont malheureusement pas toujours tous détectés. En effet, la cible est souvent trop lente par rapport aux seuils de détection des détecteurs. Le projectile, lors de réactions très périphériques, peut aussi passer par le trou situé à l'avant du détecteur, à un angle inférieur à  $2^\circ$ . Des particules légères et des fragments peuvent eux aussi manquer d'énergie pour passer les seuils de détection ou encore être arrêtés entre deux détecteurs. Les réactions les plus violentes vont permettre une meilleure détection des charges. Le projectile sera plus dévié et aura une plus grande probabilité d'être détecté. De plus, les particules légères émises lors de collisions plus centrales sont plus énergétiques et peuvent donc dépasser les seuils de détection. Cependant, bien que la distribution de l'impulsion et de la charge totales des événements donne une idée de la violence d'une collision, cette sélection est insuffisante pour trier les événements en centralité. On s'en sert donc essentiellement comme critères de complétude.

Une variable communément employée pour classer la centralité des collisions est la multiplicité de l'évènement, c'est-à-dire le nombre de fragments et de particules légères chargées détectés [11]. Plus la collision est violente et plus le nombre de fragments et de particules émis sera élevé. En effet, une collision très périphérique comme la diffusion élastique n'émettra que la cible et le projectile, et éventuellement quelques nucléons s'il s'agit d'un processus quasi élastique. Au contraire, une collision plus centrale sera plus dissipative et plus de particules légères et de fragments de masse intermédiaire seront éjectés. Cette variable est souvent utilisée avec d'autres de manière à être plus sélectif.

Pour de faibles énergies incidentes, la charge du plus gros fragment ( $Z_{max}$ ) permet de sélectionner les collisions centrales. En effet, à ces énergies, si le plus gros fragment est largement plus gros que le projectile, on peut être en présence d'un phénomène de quasi-fusion qui se produit lors de collisions centrales. Cependant, à des énergies plus élevées, les collisions centrales mènent plutôt à la multifragmentation. Dans ce cas, le plus gros fragment aura une charge plus faible que le projectile et une très faible valeur de  $Z_{max}$  signifiera plutôt une collision violente [42].

L'énergie cinétique transverse des particules légères est proportionnelle au niveau de dissipation de la réaction. Cette variable est la somme des énergies perpendiculaires à l'axe du faisceau pour toutes les particules légères de l'évènement [43]. Cette variable est moins bien adaptée pour des énergies inférieures à 25 AMeV. En effet, la multiplicité de particules légères étant faible dans ce régime, cette variable basée sur la multiplicité est moins discriminante et offre une sélection moins déterminante.

### 3.3 Sélections utilisées

Nous venons de présenter les différentes variables fréquemment employées pour sélectionner les évènements. Dans ce qui suit, nous allons préciser quelles variables ont été choisies et comment elles ont été exploitées pour sélectionner les évènement d'intérêt

dans cette étude.

### 3.3.1 Tri des particules en charge et impulsion totales

Un premier tri a été effectué sur la complétude des événements. Un critère sur la charge totale de l'évènement, ainsi que sur leur impulsion parallèle totale a été imposé de manière à éliminer les événements qui présentaient du double comptage, ainsi que les événements trop mal détectés. Pour ce faire, on a d'abord conservé les événements où la charge totale ne dépassait pas de plus de 10% la charge totale du système. Rappelons que la charge totale du système Xe+Sn est de  $Z = 104$ . On a également retiré les événements où l'impulsion parallèle totale dépassait de 10% la valeur initiale du système. Enfin, on a retiré les événements très mal détectés, c'est-à-dire ceux où la charge totale était inférieure à 30. Cette sélection, comme on le verra plus tard dans les résultats, permet d'avoir un lot d'événements qui contient le résidu lorsqu'elle est combinée aux autres. Pour avoir accès à des événements contenant les particules en coïncidence avec les résidus, on devra appliquer un critère de complétude plus sévère. Un exemple de cette sélection en charge et en impulsion est présentée à la figure 3.2. Comme on n'a pas retenu les "runs de multiplicité 1", qui correspondent à la diffusion élastique, le pic n'est pas à  $P_{tot}/P_{tot_{ini}} = 1$ .

### 3.3.2 DéTECTEURS utilisés pour l'identification

Nous n'avons pas été en mesure d'utiliser tous les détecteurs pour l'analyse des données. En effet, l'identification dans certains détecteurs était douteuse et il a été jugé préférable d'analyser les données sur un nombre restreint de détecteurs plutôt que d'avoir des données erronées. Par conséquent, l'identification des résidus est effectuée avec les détecteurs ChIo-Silicium des couronnes 2 à 8. En effet, l'identification des fragments lourds était difficilement réalisable pour les couronnes au-delà de  $35^\circ$ , car nous

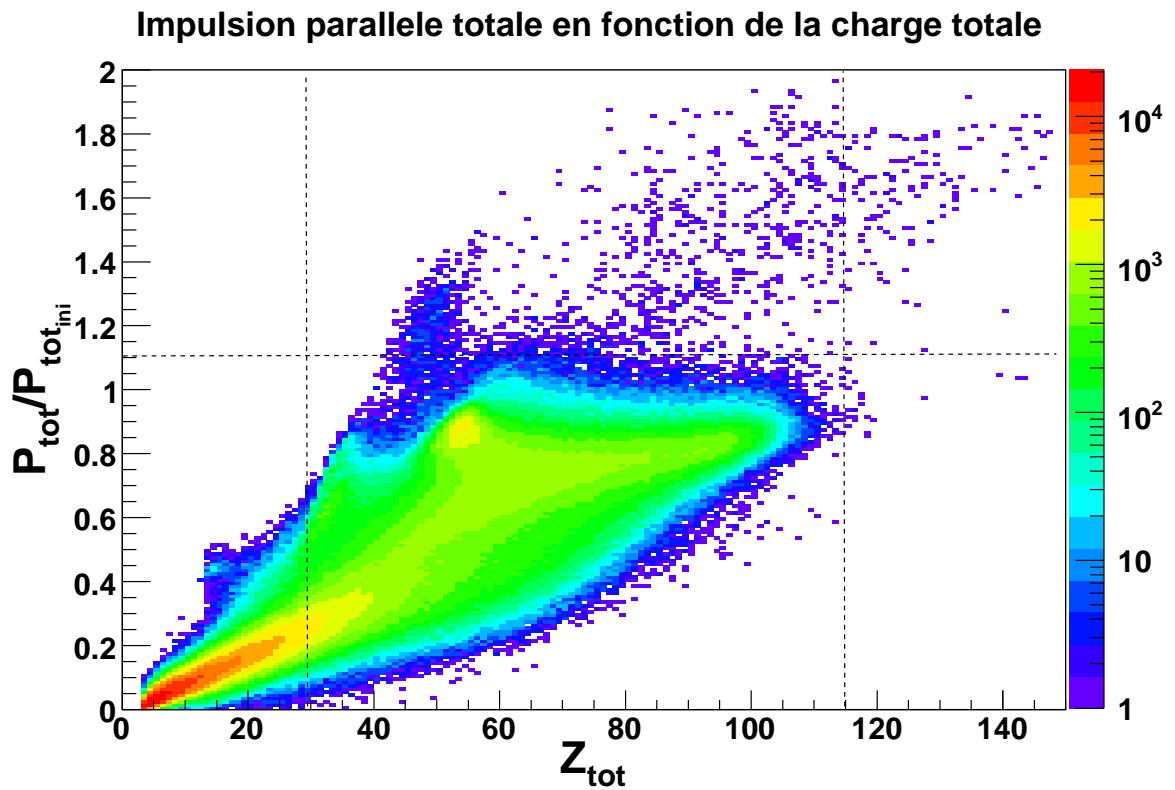


FIG. 3.2 – Impulsion parallèle totale en fonction de la charge totale détectée pour la réaction Xe+Sn à 25 AMeV. Les lignes pointillées représentent les différentes coupures effectuées.

n'avions pas de pic élastique à notre disposition pour ajuster les grilles d'identification pour des charges supérieures au xénon, soit  $Z=54$ . De plus, pour ces couronnes, l'identification a été comparée avec succès avec celle de la première campagne. Comme l'étude des résidus lourds concerne des charges plus élevées que le xénon, jusqu'à une charge de  $Z=80$ , l'incertitude sur ces charges aurait été beaucoup trop grande pour que les résultats physiques soient pertinents à l'analyse. De plus, comme les fragments lourds sont majoritairement émis vers l'avant, l'élimination des couronnes situées à des angles supérieurs à  $35^\circ$  ne changera pas de façon notable les résultats. En effet un noyau formé par fusion ou quasi-fusion se déplace dans une direction focalisée dans l'axe du faisceau [7].

### 3.3.3 Sélection des résidus lourds

Une fois les sélections en complétude effectuées et les détecteurs présentant des erreurs d'identification éliminés, on peut sélectionner les résidus lourds. On présentera la méthode utilisée avec le système  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  à 15 AMeV, mais la sélection des événements a été effectuée de la même façon pour les autres systèmes. Commençons par observer l'évolution de la multiplicité pour savoir comment l'utiliser pour trier les événements. Pour nous guider, observons la figure 3.3 qui représente la valeur du plus gros fragment  $Z_{max}$  en fonction de sa vitesse longitudinale dans le centre de masse pour le système  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  à 15 AMeV.

Sur la figure de gauche l'axe Z représente le nombre d'événements. Le plus grand nombre d'événements représenté par la couleur rouge est centré sur la vitesse du projectile et sa charge est proche de celle du faisceau incident de xénon ( $Z = 54$ ). Ce pic signifie que la section efficace est largement dominée par la formation d'un quasi-projectile produit lors de collisions quasi élastiques. L'axe Z de la figure de droite représente pour sa part la multiplicité moyenne. Sur cette figure, le pic est plus près de la vitesse du centre de masse et dans ce cas, la charge  $Z_{max}$  est beaucoup plus élevée que celle du projectile. Dans la région de la vitesse du centre de masse, la présence de fragments très

lourds, avec des charges parfois supérieures à 70, en coïncidence avec les plus grandes multiplicités suggère la formation d'un résidu lourd lors des collisions les plus centrales et dissipatives. Si un tel résidu était formé lors de la fusion d'un système symétrique, il se déplacerait à la vitesse du centre de masse. Bien que la figure 3.3 montre que les résidus lourds sont créés en coïncidence avec les plus grandes multiplicités de particules et fragments, nous n'utiliserons pas cette variable pour faire le tri. En effet, les plus grandes multiplicités ne sont pas seulement localisées dans la région des résidus lourds. De grandes multiplicités sont aussi présentes pour de faibles  $Z_{max}$ . Cette région représente probablement des événements incomplets, où un plus gros fragment aurait été formé mais non détecté. De plus, on peut voir sur la figure de droite que la multiplicité n'évolue pas énormément, les plus grandes multiplicités étant de l'ordre de 12. Une coupure en multiplicité ne serait donc pas très sélective. De plus, nous voudrons utiliser les particules légères évaporées par le noyau lourd chaud qui s'est désexcité pour donner le résidu, de manière à reconstruire la source d'évaporation. Une sélection sur la multiplicité pourrait biaiser cette reconstruction. Cette variable ne sert donc qu'à constater qualitativement la présence d'un résidu lourd se déplaçant à une vitesse proche de celle du centre de masse du système.

Nous utiliserons plutôt une variable cinématique pour sélectionner les résidus lourds. Il aurait été possible d'utiliser la vitesse longitudinale dans le centre de masse du plus gros fragment tel que sur la figure 3.3. Cette option a d'ailleurs été envisagée. Cependant, le calcul de la vitesse dans le centre de masse peut entraîner des incertitudes liées à la non identification de la masse du résidu. On a donc décidé d'utiliser une variable qui est directement obtenue des détecteurs, soit l'énergie du plus gros fragment dans le repère du laboratoire, que nous noterons  $E_{Z_{max}}$ . On peut observer le comportement de cette variable sur la figure 3.4. Cette figure représente la distribution en énergie du plus gros fragment. On voit clairement deux composantes sur cette figure : une composante à haute énergie qui correspond au quasi-projectile, et une autre composante à plus basse énergie qui correspond aux résidus qui nous intéressent. Notons que l'énergie totale du projectile de xénon est de 1935 MeV. Après plusieurs tests sur différentes coupures et en vérifiant les distributions en charge des résidus, nous avons choisi de conserver les

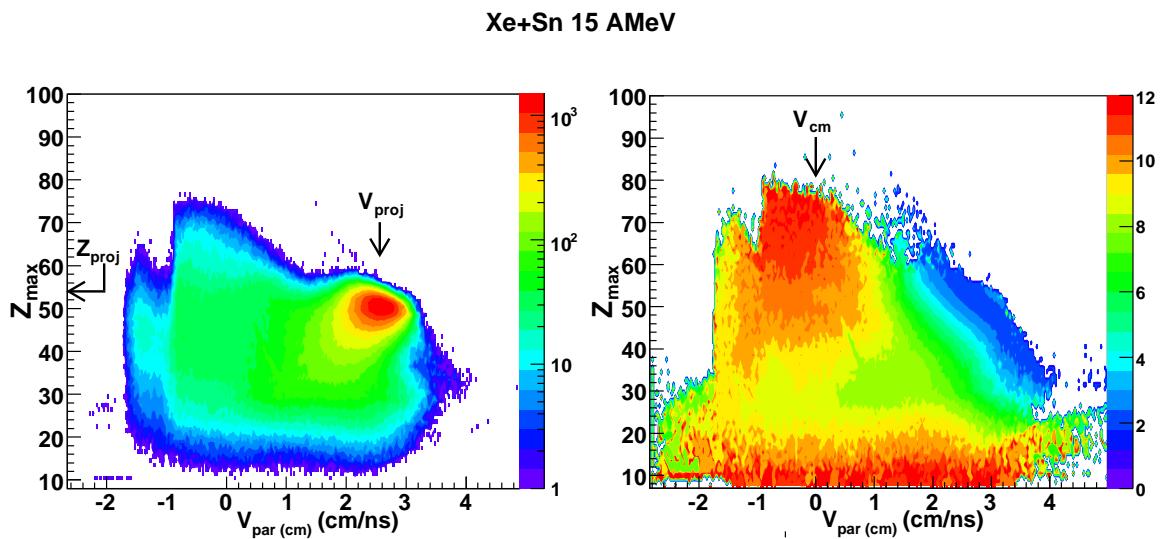


FIG. 3.3 – Charge du plus gros fragment détecté ( $Z_{max}$ ) en fonction de sa vitesse longitudinale dans le centre de masse pour la réaction  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  à 15 AMeV. Sur la figure de gauche, l'axe Z (logarithmique) représente le nombre d'évènements tandis que sur la figure de droite, l'axe Z (linéaire) représente la multiplicité moyenne.

événements dans lesquels l'énergie du plus gros fragment était inférieure à 1100 MeV. De cette façon, la composante du quasi-projectile est bien éliminée. Le tableau 3.1 présente la sélection utilisé pour chaque énergie incidente. Notons que ces valeurs ne sont pas critiques. À 10% près, elles sont encore valides. On a donc une marge de sécurité.

$E_{inc}$ (AMeV)	$E_{Z_{max}}$ (MeV)
8	750
12	900
15	1100
20	1500
25	2000

TAB. 3.1 – Sélection utilisée sur l'énergie du plus gros fragment, pour chacune des énergies incidentes.

Pour nous convaincre que la composante du quasi-projectile est bien supprimée avec cette coupure en énergie, on peut observer la figure 3.5 qui représente la distribution en charge du plus gros fragment par évènement ( $Z_{max}$ ). Sur la figure de gauche il n'y a pas la sélection sur l'énergie du plus gros fragment. Par conséquent, on voit un pic localisé autour de  $Z_{max} = 50$ . Cette bosse correspond au quasi-projectile que l'on a aussi vu sur la figure 3.3. Sur la figure de droite, on a la même distribution de  $Z_{max}$  mais dans ce cas, on a appliqué la sélection en  $E_{Z_{max}}$ . On peut constater que la bosse aux alentours de  $Z_{max} = 50$  a disparu. On a donc bien isolé les évènements qui correspondent aux résidus et on a éliminé la composante du quasi-projectile.

Poussons un peu plus loin l'étude de la sélection effectuée. Si un noyau lourd excité a mené à un résidu se déplaçant à une vitesse proche du centre de masse, on devrait pouvoir observer les particules légères évaporées par cette source d'émission. Si la source d'émission a été produite lors d'une collision centrale, les particules évaporées devraient être émises de manière isotrope autour du centre de masse. C'est ce qu'on peut observer sur la figure 3.6. Dans cette figure qui représente la section efficace invariante, on porte en graphique la vitesse perpendiculaire au faisceau ( $V_{per(cm)}$ ) en fonction de la vitesse parallèle au faisceau ( $V_{par(cm)}$ ) des particules légères détectées en coïncidence avec un

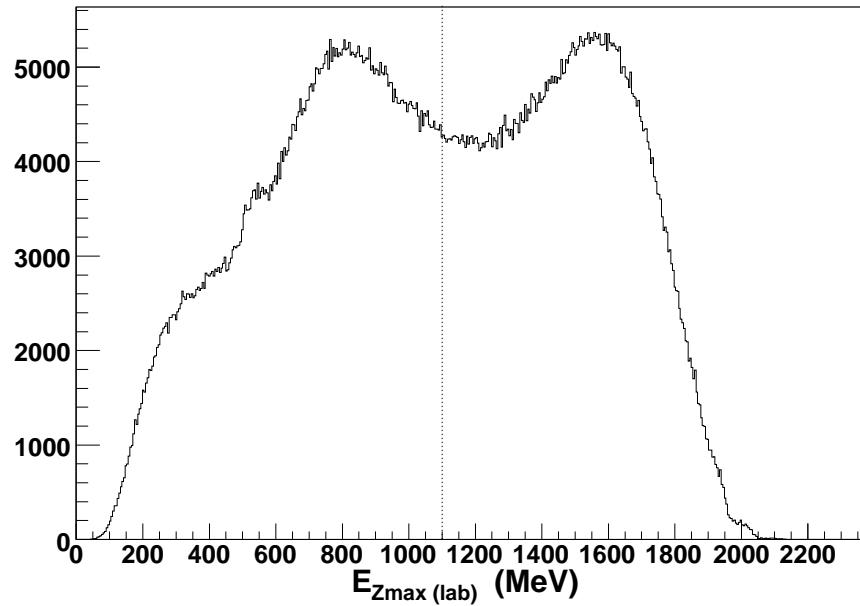


FIG. 3.4 – Énergie du plus gros fragment dans le repère du laboratoire pour le système Xe+Sn à 15 AMeV, détecté entre  $3^\circ$  et  $14^\circ$ . La ligne pointillée illustre la sélection effectuée. Les événements conservés sont ceux où  $E_{Z_{max}}$  est inférieure à 1100 MeV.

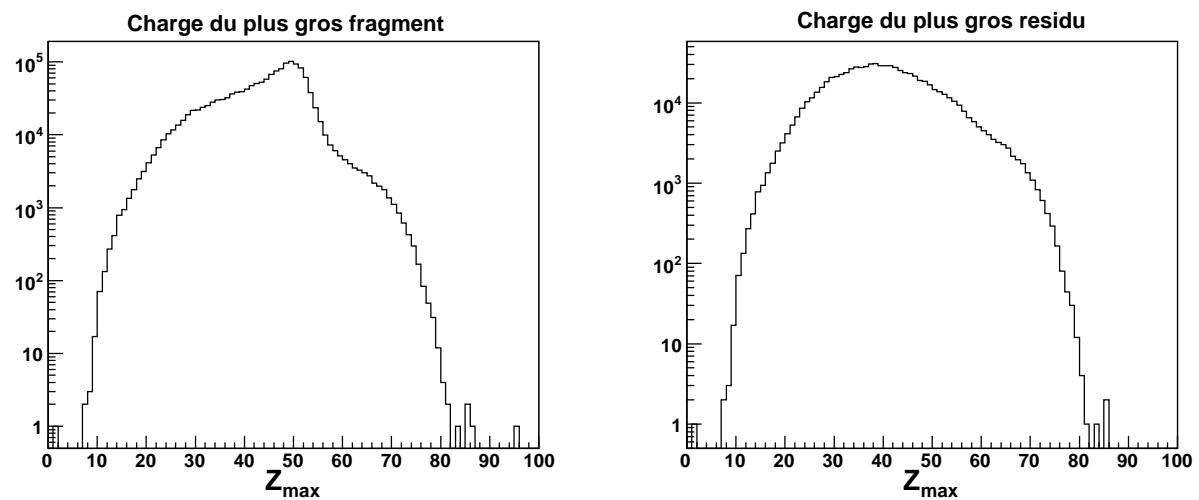


FIG. 3.5 – Distribution en charge du plus gros fragment détecté par évènement à 15 AMeV. La figure de gauche est tout simplement la distribution de  $Z_{max}$  tandis que sur la figure de droite, on a la même distribution, mais la sélection en énergie a été appliquée pour éliminer le quasi-projectile.

résidu sélectionné par l'énergie du plus gros fragment. Ces vitesses sont dans le repère du centre de masse. Les cartes ont été générées pour les protons, les deutons, les tritons ainsi que les alphas. On peut observer un cercle coulombien centré sur la vitesse du centre de masse. Un cercle en pointillé centré sur zéro a été superposé sur le cercle coulombien pour guider le lecteur. Ceci correspond à des particules émises par une source se déplaçant environ à la vitesse du centre de masse. Sur les deux figures, l'asymétrie entre la partie supérieure et inférieure est due aux détecteurs qui n'ont pas été inclus dans l'analyse.

La figure 3.7 représente elle aussi les sections efficaces invariantes pour les particules légères émises en coïncidence avec un résidu. Cependant, dans cette figure, on n'a utilisé que les résidus ayant une charge proche de celle du quasi-projectile, c'est-à-dire qu'on s'est servi des résidus avec  $50 < Z_{max} < 60$ . Bien que cette figure contienne moins de statistique que la précédente, on voit toujours les cercles coulombiens centrés sur le centre de masse. Notons aussi que la forme de l'émission est presque sphérique, ce qui suggère fortement que l'on a bien sélectionné des collisions centrales [43]. L'asymétrie entre le haut et le bas peut être due au fait que quelques détecteurs n'étaient pas inclus dans l'analyse.

Enfin, on peut comparer la figure 3.7 avec la figure 3.8. Dans cette dernière, on présente les sections efficaces invariantes des protons, deutons, tritons et particules alpha émis en coïncidence avec un quasi-projectile. Pour ce faire, on a trié les évènements en sélectionnant ceux où le plus gros fragment avait une énergie dans le repère du laboratoire supérieure à 1200 MeV. Nous avons utilisé cette valeur plutôt que 1100 MeV de manière à éviter la superposition avec des évènements centraux. On peut remarquer sur la figure 3.8 que l'émission des particules légères présente une forme allongée, ce qui implique des collisions plus périphériques [43]. De plus, le cercle coulombien centré sur la vitesse du centre de masse est maintenant absent. Il est cependant remplacé par un cercle coulombien à une vitesse plus élevée voisine de celle du projectile dans le centre de masse, qui est de 2,57 cm/ns pour le système  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  à 15 AMeV. On en conclut que ces particules légères sont émises par un quasi-projectile.

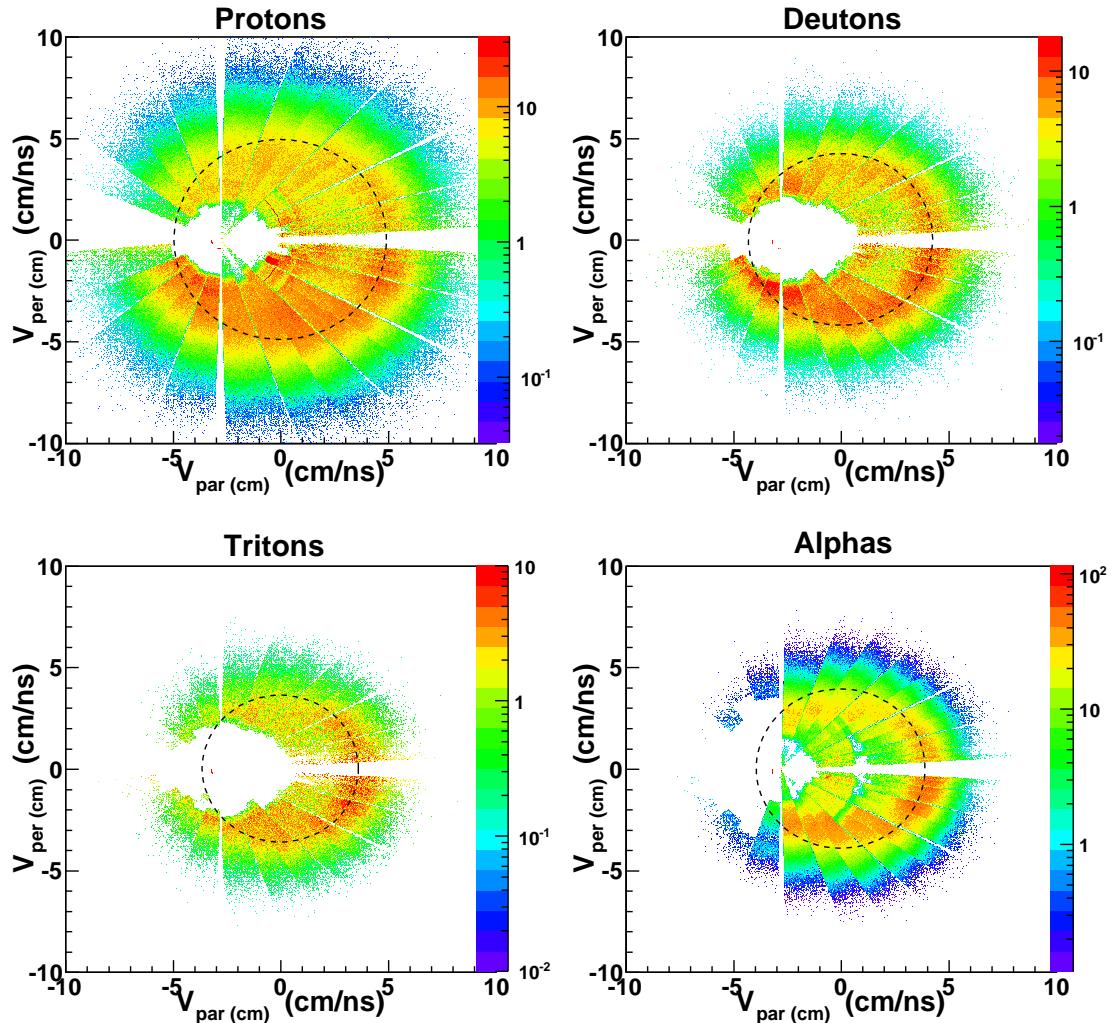


FIG. 3.6 – Sections efficaces invariantes des protons, deutons, tritons et particules alpha pour tous les résidus à  $E_{\text{inc}} = 15$  AMeV.

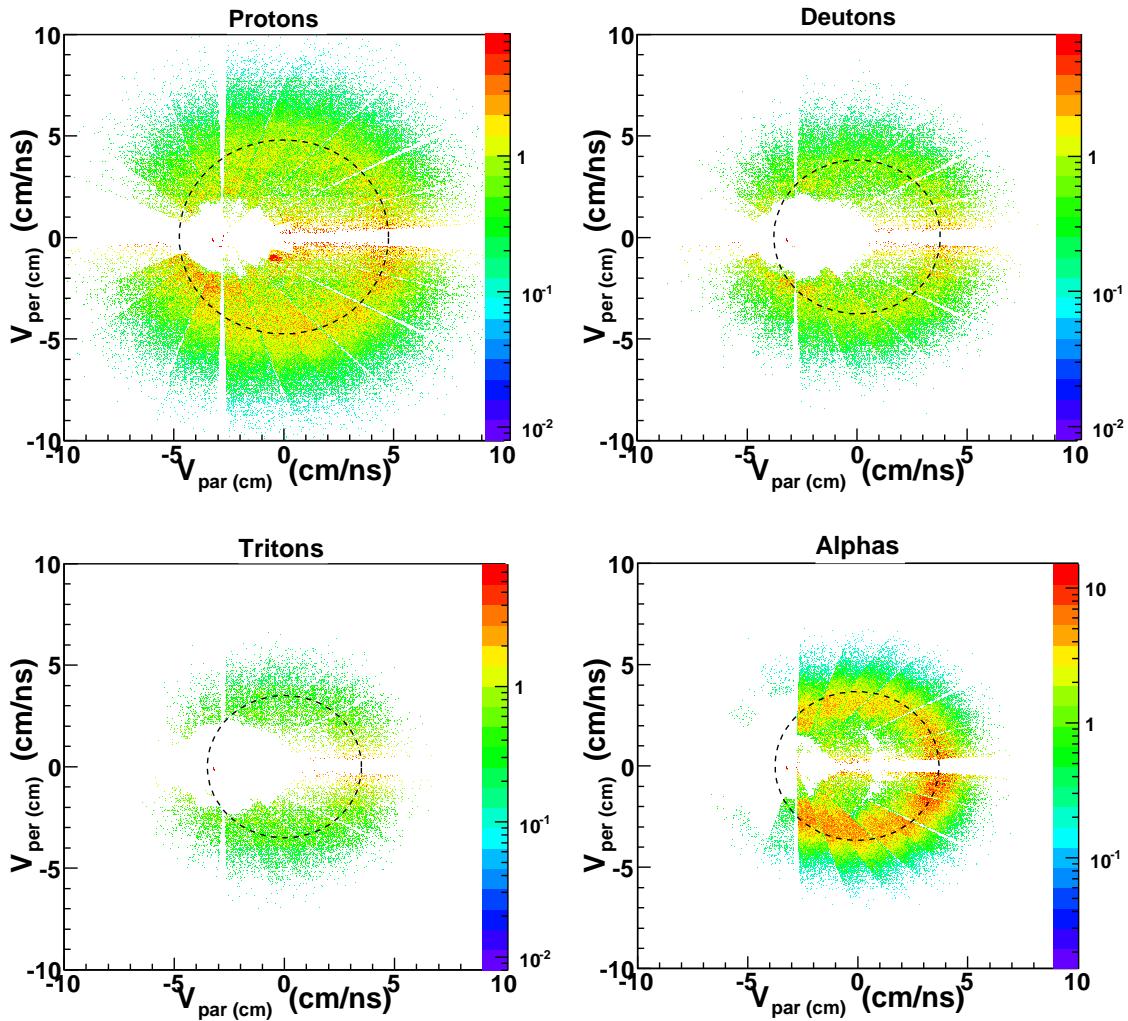


FIG. 3.7 – Sections efficaces invariantes des protons, deutons, tritons et particules alpha pour les résidus de charge 51 à 59 à 15 AMeV.

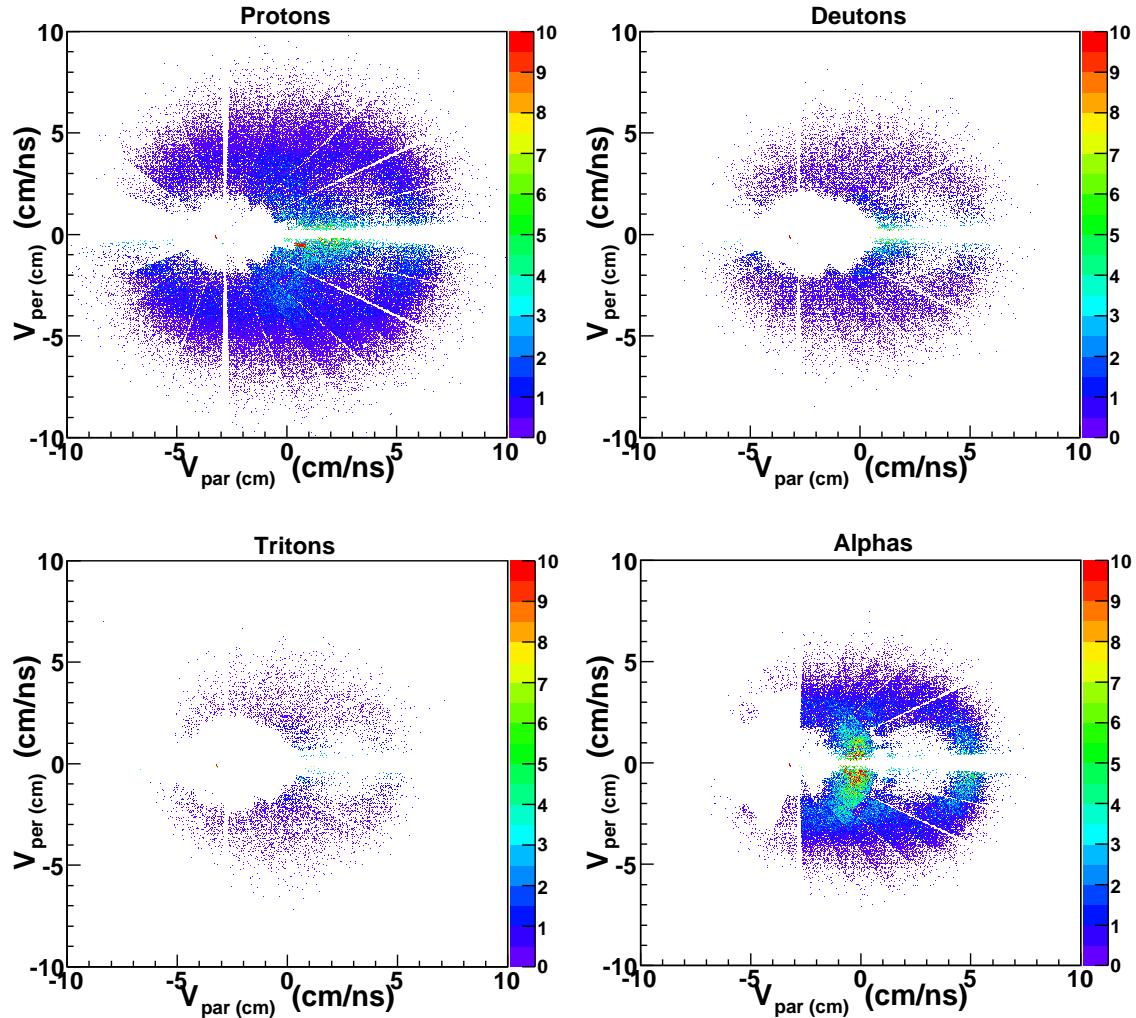


FIG. 3.8 – Sections efficaces invariantes des protons, deutons, tritons et particules alpha pour les quasi-projectiles de charge 51 à 59 à 15 AMeV.

On a donc réussi à sélectionner les évènements centraux menant à des résidus lourds en utilisant une coupure sur l'énergie du plus gros fragment  $E_{Z_{max}}$ . On a aussi imposé des critères sur la complétude des évènements pour éliminer ceux qui étaient très mal détectés, ainsi que ceux qui présentaient une charge totale supérieure à celle du système Xe+Sn. Enfin, on a éliminé quelques détecteurs d'INDRA de l'analyse, car l'identification ou la calibration de ceux-ci n'est pas totalement complétée. Maintenant qu'on sait comment sélectionner les résidus lourds, on pourra étudier plus en détail leurs caractéristiques, ainsi que les particules légères et les fragments évaporés par la source d'émission qui a mené à ces résidus. Ceci sera effectué dans les prochains chapitres.

# Chapitre 4

## Propriétés des résidus

Dans ce chapitre et le suivant, il sera question des résultats expérimentaux obtenus lors de l'analyse des données provenant des réactions Xe+Sn de 8 à 25 AMeV d'énergie incidente. Ce chapitre portera sur les caractéristiques des résidus sélectionnés. Il sera question de la distribution en charge des résidus, de leur section efficace de production, de leur fonction d'excitation ainsi que de leur distribution angulaire.

Les résidus lourds sélectionnés précédemment peuvent être formés lors de réactions de quasi-fusion ou encore provenir de transferts très inélastiques. L'étude des caractéristiques des résidus lourds permettra de déterminer plus précisément le processus de formation qui mène à ces noyaux lourds. Rappelons que le système utilisé est  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$ . La charge totale du système est donc de Z=104 ( $Z_{Xe} = 54$  et  $Z_{Sn} = 50$ ). On a vu dans du chapitre précédent que les fragments les plus lourds détectés pouvaient atteindre des valeurs de charge supérieures à 70 pour le système  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  à 15 AMeV (voir la figure 3.5). Cette charge est largement plus élevée que la charge du projectile ou de la cible. Nous verrons l'évolution de ce comportement qui est présent à toutes les énergies étudiées, entre 8 et 25 AMeV.

## 4.1 Distribution en charge des résidus lourds

L'observable la plus évidente à considérer pour caractériser les résidus lourds est bien entendu leur charge. Une première façon d'étudier cette variable est de construire la distribution en charge du résidu. Ceci est effectué sur la figure 4.1. Sur cette figure, on a présenté la distribution en charge des résidus détectés entre  $3^\circ$  et  $34^\circ$ . Le résidu a été sélectionné comme on l'a décrit dans le chapitre précédent. On peut déjà constater que la charge moyenne du résidu diminue lorsqu'on augmente l'énergie incidente. De façon à quantifier la production des résidus, ainsi que pour pouvoir plus facilement comparer entre les différentes énergies incidentes, la distribution est en mb. On a en effet calculé la section efficace de production des résidus en intégrant le courant du faisceau et en tenant compte du temps mort et de l'épaisseur de la cible. On peut faire d'autres remarques sur cette figure. Tout d'abord, on voit que les charges les plus élevées sont nettement supérieures à celles du projectile et de la cible et ce, pour toutes les énergies. De plus, on voit que la fin des distributions se déplace vers la droite au fur et à mesure que l'on diminue l'énergie incidente. On voit aussi que des charges élevées sont produites avec une section efficace importante, de plus de  $10^{-2}$  mb avec des barres d'erreur faibles. Notons enfin qu'il n'y avait pas de détecteurs à des angles inférieurs à  $2^\circ$ . Sachant que les résidus de fusion se déplacent dans la direction du faisceau [7, 44], les plus lourds ne sont pas détectés. De même la section efficace de production calculée est inférieure à la valeur réelle compte tenu de ce trou dans la couverture angulaire. La discussion est plus détaillée dans les sections suivantes.

## 4.2 Charge du résidu en fonction de l'énergie incidente

De façon à mieux évaluer l'évolution de la charge des résidus avec l'énergie du faisceau, on a représenté en graphique sur la partie du haut de la figure 4.2 la valeur de

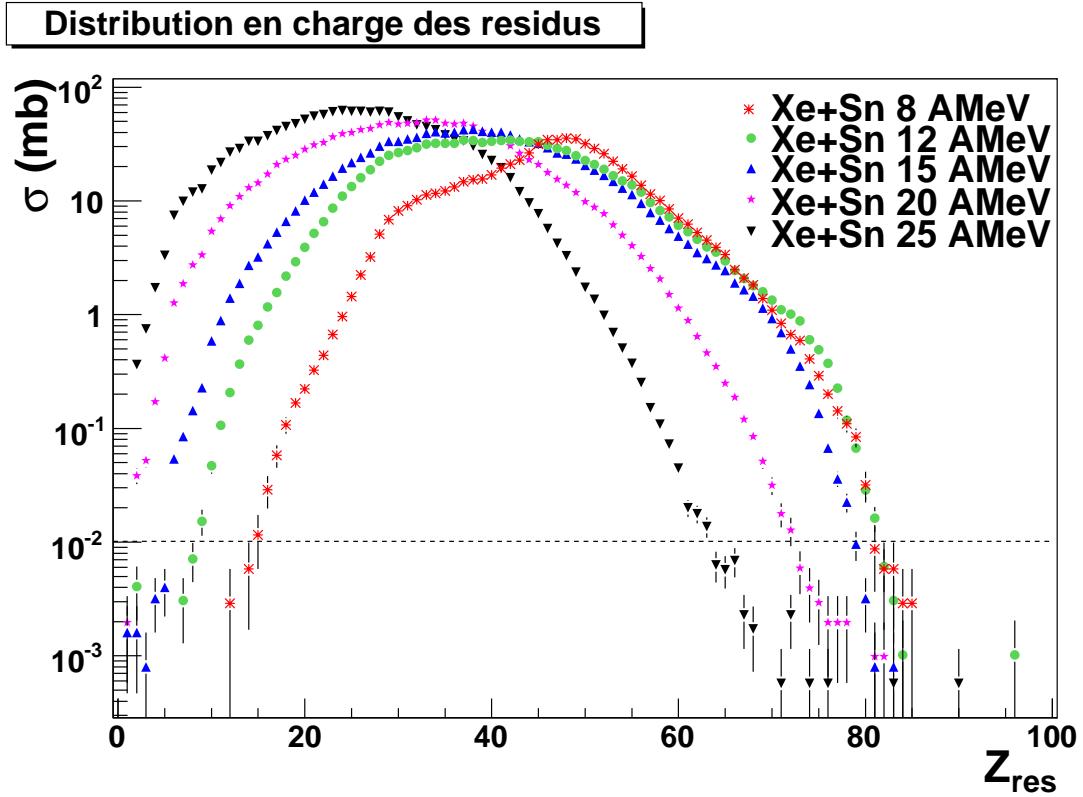


FIG. 4.1 – Distribution en charge du résidu pour la réaction Xe+Sn de 8 à 25 AMeV.  $Z_{res}$  représente la charge du résidu et  $\sigma$  la section efficace en mb. Une ligne pointillée horizontale est placée à  $10^{-2}$  mb. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique.

la charge du résidu détecté avec une section efficace  $10^{-2}$  mb en fonction de l'énergie incidente. Si on suppose que pour une réaction plus dissipative, la taille du plus gros fragment, et donc du résidu, diminue, la charge du résidu pour une section efficace donnée devrait diminuer lorsqu'on augmente l'énergie incidente du faisceau. Sur la figure 4.2, on peut voir que pour une section efficace de  $10^{-2}$  mb, on peut produire un résidu ayant une charge  $Z=80$  pour le système Xe+Sn à 8 AMeV. Plus on augmente l'énergie du faisceau, plus la charge maximum du résidu diminue. En effet, pour le système Xe+Sn à 25 AMeV, le résidu produit avec une section efficace de  $10^{-2}$  mb n'a qu'une charge maximum  $Z=63$ . Cette valeur est plus proche de celle du projectile,

qui a une charge  $Z=54$ . Sur la figure 4.2, les barres d'erreur sur la charge du résidu sont évaluées à l'aide de l'erreur sur l'identification alors que l'incertitude sur l'énergie incidente provient des différents états de charge des faisceaux ralentis (voir le chapitre 1). La partie du bas de la figure 4.2 représente quant à elle la section efficace totale de production des résidus en fonction de l'énergie incidente. Ces valeurs ont été obtenues en intégrant les courbes présentées à la figure 4.1. Ceci a été fait pour toute la gamme des résidus (points) ainsi que pour les résidus ayant une charge supérieure à celle du projectile (triangles). On voit que la section efficace de production de résidus lourds diminue lorsqu'on augmente l'énergie du faisceau. Pour toute la gamme des résidus, la section efficace augmente avec l'énergie du faisceau. Ceci est dû au fait que l'on a intégré de très petites valeurs de résidus, qui ne sont pas produits par le même mécanisme que les plus lourds. De même ces petits résidus peuvent provenir d'évènements incomplets. Cependant, comme notre étude se concentrera sur les résidus lourds, ces événements ne vont pas nuire à l'analyse.

On a aussi étudié la section efficace de production en mb de différents résidus en fonction de l'énergie incidente. Ceci est montré sur la figure 4.3. Pour la partie de gauche, on présente les résidus ayant une charge supérieure ou égale à 50. Pour mieux voir le comportement des résidus les plus lourds, la partie de droite ne présente que les résidus de charge supérieure ou égale à 65. Pour tous les résidus, on remarque que la section efficace diminue lorsqu'on augmente l'énergie incidente. Ceci est probablement dû au fait que plus le projectile est rapide, plus il est difficile de former un noyau résultant de la fusion incomplète du projectile et de la cible. De plus, le noyau lourd formé lors des collisions plus énergétiques est davantage excité et il émet plus de particules légères et de fragments, ce qui fait que le résidu final est plus petit. On peut aussi remarquer que pour une même énergie incidente, la section efficace augmente toujours lorsque la charge du résidu diminue. Il est donc plus facile de former un petit résidu qu'un gros. On pourrait penser que la tendance est différente pour les résidus qui ont une charge de  $Z=75$  et aussi pour  $Z=70$ , car leur section efficace semble augmenter à 12 AMeV, pour ensuite diminuer. Cependant, on doit se rappeler que les fragments ayant une telle charge sont peu nombreux, et que l'incertitude sur leur charge est importante (voir

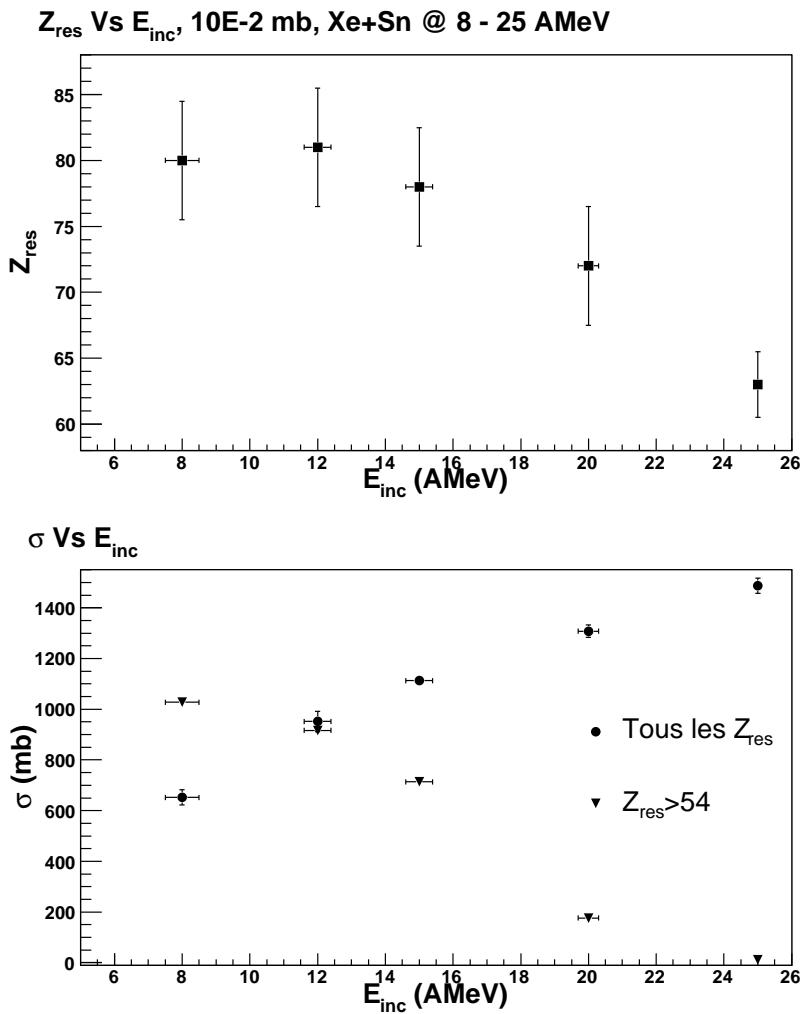


FIG. 4.2 – Haut : charge maximum du résidu ( $Z_{res}$ ) en fonction de l'énergie incidente du faisceau ( $E_{inc}$ ) pour une section efficace de  $10^{-2}$  mb. Les barres d'erreur sur la charge correspondent à l'erreur sur l'identification tandis que les barres d'erreur sur l'énergie ont été déduites à partir des différents états de charge présents dans les faisceaux ralentis incidents (voir la section 1.5). Bas : section efficace totale de production des résidus, ainsi que la section efficace totale de production des résidus ayant une charge supérieure à celle du projectile. Pour  $Z_{res} > 54$ , la section efficace a été multipliée par 10 pour faciliter la lecture du graphique.

la section 1.4.2). On demeurera donc prudent avant de conclure à un changement de mécanisme de réaction pour ces résidus. On s'attend à une augmentation de la section efficace de fusion pour des énergies sous la barrière pour atteindre un maximum, puis une diminution de cette section efficace [17]. La barrière pour ce système est d'environ 4.8 AMeV dans le repère du laboratoire. À 8 AMeV on est largement au dessus de cette barrière. Il serait surprenant que la section efficace de fusion augmente aussi loin de la barrière.

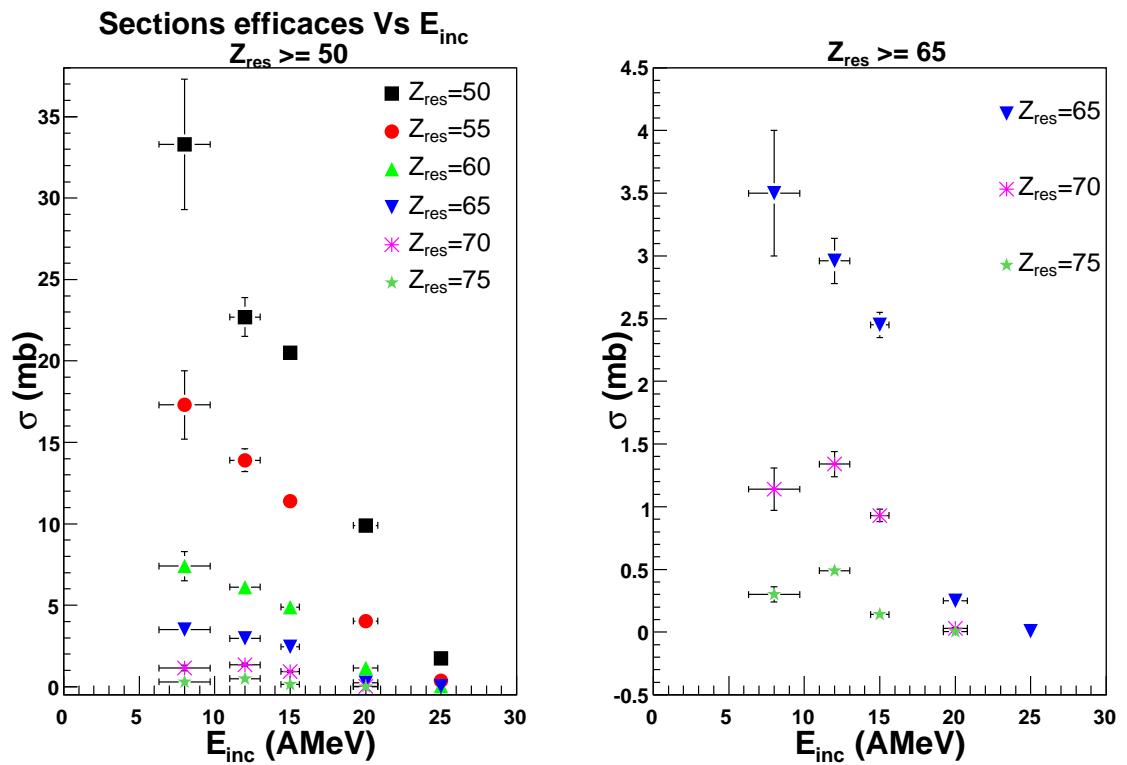


FIG. 4.3 – Section efficace de production ( $\sigma$ ) de différents résidus en fonction de l'énergie incidente ( $E_{inc}$ ). La partie gauche de la figure concerne les résidus ayant une charge supérieure ou égale à 50 alors que la partie de droite se concentre sur les résidus ayant une charge supérieure ou égale à 65.

### 4.3 Plus gros fragment produit en fonction l'énergie incidente

L'étude du plus gros fragment produit dans les collisions centrales lors des collisions Xe+Sn a déjà été effectuée pour des énergies incidentes de 25 à 150 AMeV [23]. Lors de cette analyse, on avait déterminé la charge moyenne du plus gros fragment produit ( $Z_{max}$ ) pour chacune des énergies incidentes disponibles. Avec les données recueillies entre 8 et 25 AMeV, on a pu compléter cette étude, comme on peut le voir sur la figure 4.4 qui représente la charge moyenne de  $Z_{max}$  en fonction de l'énergie incidente du faisceau. Les barres d'erreur représentent la largeur des distributions (déviation standard). Ce sont des distributions du même type que celles présentées à la figure 4.1. Dans le cas de ces plus basses énergie,  $Z_{max}$  correspond donc à la charge du résidu. On voit clairement sur la figure 4.4 la dépendance en énergie de la charge du plus gros fragment, et ce pour une grande gamme d'énergies incidentes. Ceci montre l'évolution des fragments produits selon le degré de dissipation de la collision. En effet, pour les énergies les plus basses, le plus gros fragment correspond à un résidu formé lors d'une fusion incomplète alors que plus on augmente l'énergie incidente plus la multifragmentation est présente. Cependant, on peut remarquer que la pente change autour d'une énergie incidente de 65 AMeV. À partir de cette valeur d'énergie la charge du plus gros fragment diminue plus lentement. En effet la valeur de  $\langle Z_{max} \rangle$  passe de 56 pour une énergie incidente de 8 AMeV, à 5 pour la plus haute énergie utilisée, soit 150 AMeV. Cependant, pour une énergie incidente de 65 AMeV, la valeur moyenne de  $Z_{max}$  n'est que d'environ 11. Notons que c'est à cette énergie de 65 AMeV qu'on obtient le maximum de fragments pour le système Xe+Sn [23]. Le changement de pente pourrait être dû au fait que la multifragmentation est moins présente aux plus hautes énergies présentées. Si on observe plutôt les énergies moins élevées, on peut remarquer que la valeur moyenne de  $Z_{max}$  à 25 AMeV est plus grande pour les données tirées de [23] que pour les données provenant de la figure 4.1. Ceci est probablement la conséquence d'une sélection des événements différente. En effet la coupure effectuée pour sélectionner les résidus de 8 à 25 AMeV lors de la cinquième campagne concerne l'énergie du plus gros fragment (voir

le chapitre 3). Dans les données de 25 à 150 AMeV provenant de [23], la coupure opérée visait les collisions centrales qui ont été sélectionnées à l'aide de l'énergie transverse des particules légères. Cependant, les barres d'erreur se recoupent et on peut considérer que les deux valeurs à 25 AMeV sont cohérentes.

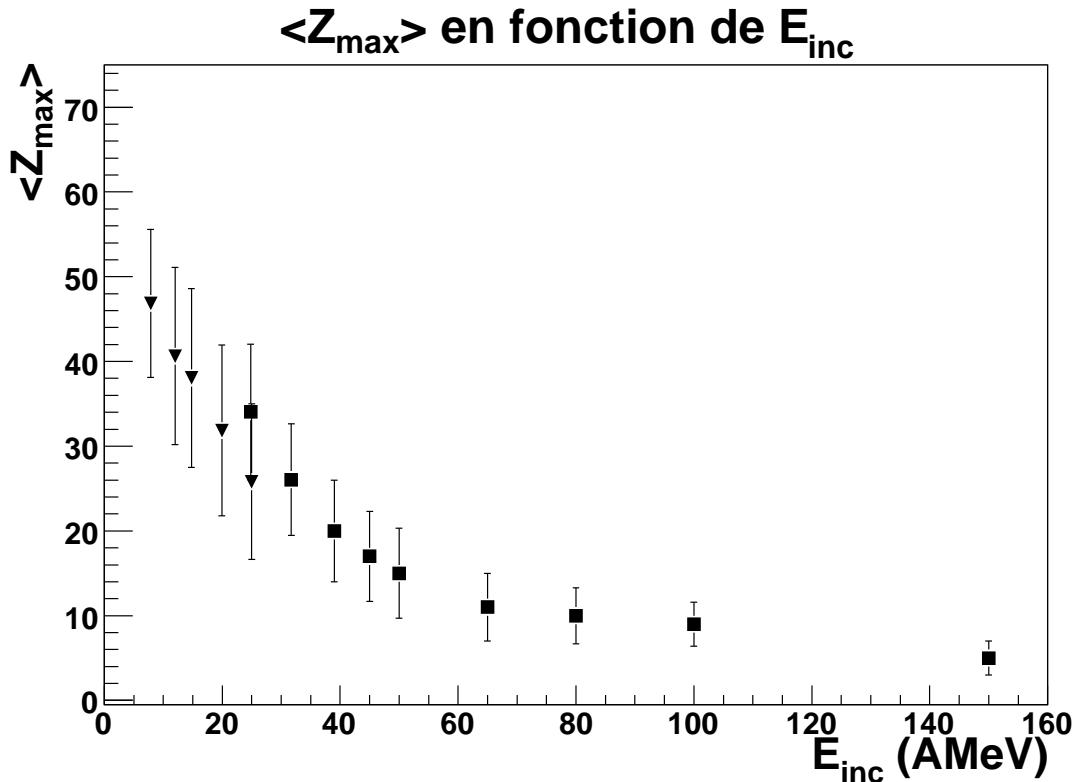


FIG. 4.4 – Valeur moyenne de la charge du plus gros fragment ( $Z_{max}$ ) en fonction de l'énergie incidente ( $E_{inc}$ ), pour le système Xe+Sn de 8 à 150 AMeV. Les barres d'erreur représentent la largeur des distributions. Les valeurs présentées pour les énergies de 25 à 150 AMeV (carrés) sont tirées de [23] alors que les valeurs présentées de 8 à 25 AMeV (triangles) proviennent de la figure 4.1.

## 4.4 Distributions angulaires

Lorsqu'un noyau composé est formé par la fusion complète du projectile et de la cible, il se déplace dans la direction du faisceau [7, 44]. Cependant, la désexcitation de ce noyau par évaporation change sa trajectoire à chaque fois qu'une particule est émise. Plus le noyau composé est excité, plus il émettra de particules et plus il sera dévié. La déviation est donc proportionnelle à la dissipation. On estime que l'évaporation d'un neutron dévie la trajectoire du noyau de  $1^\circ$ [7]. Théoriquement, en moyenne, le noyau n'est pas dévié, car comme l'émission est isotrope, il y a aussi des particules émises dans la direction du déplacement du noyau. Lorsque c'est le cas, le noyau n'est pas identifié, car il est détecté dans le même détecteur que la particule émise, et on a alors de l'empilement. Notons que les distributions angulaires suivantes sont présentées en mb, elles sont donc absolues et ne sont pas normalisées.

La figure 4.5 représente la distribution angulaire des résidus produits à 15 AMeV. On a fait la distribution pour plusieurs gammes de résidus : pour les résidus ayant une charge inférieure à 50 ainsi que pour des tranches de 5 charges de  $Z_{res} = 50$  à  $Z_{res} = 75$ . On peut constater que bien que toutes les distributions angulaires montrent que la majorité des résidus est concentrée vers l'avant, il y a quand même des résidus qui sont passablement déviés. On peut aussi remarquer que plus la charge du résidu est grande, plus sa distribution angulaire est étroite. Ceci pourrait signifier que ces résidus proviennent d'une source peu excitée. Celle-ci aurait donc émis moins de particules et sa trajectoire est alors moins déviée. Au contraire les plus petits résidus ont une distribution angulaire plus large, qui correspond davantage à une source d'émission plus excitée qui aurait émis un grand nombre de particules. Les distributions angulaires pour les autres énergies incidentes seront présentées en annexe.

La figure 4.6 montre la distribution angulaire des résidus ayant une charge comprise entre 60 et 65 produits lors des réactions Xe+Sn de 8 à 25 AMeV d'énergie incidente. Ces valeurs de  $Z_{res}$  ont été choisies car elles sont présentes à toutes les énergies incidentes

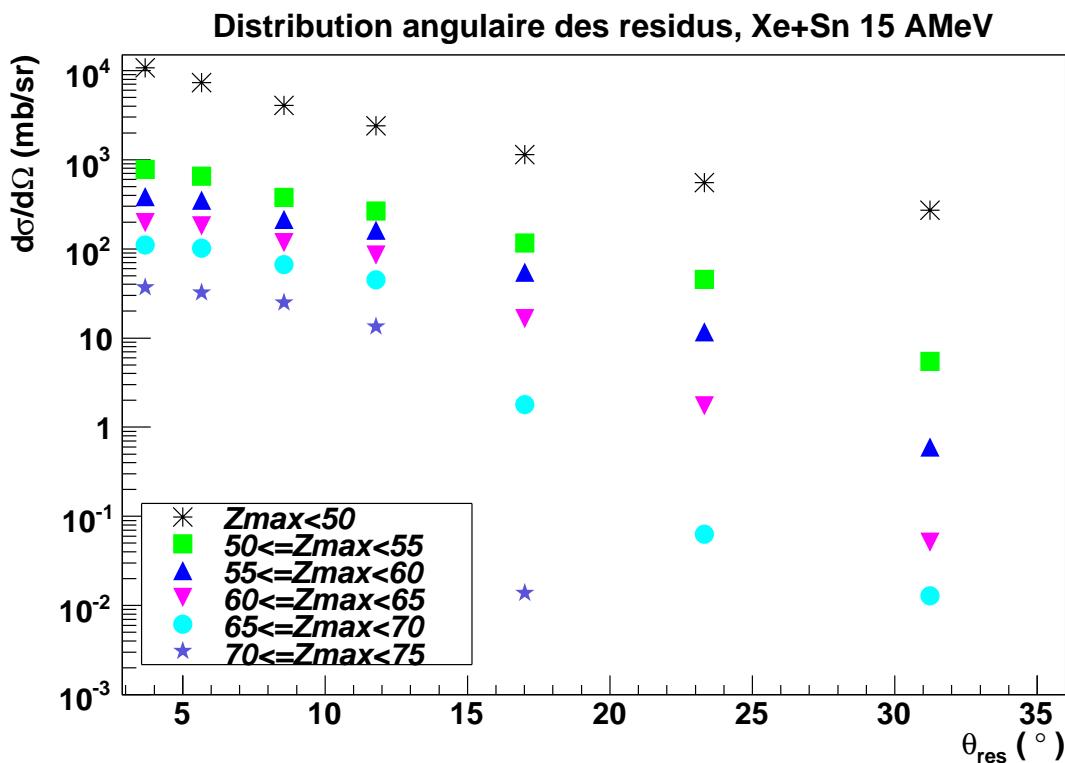


FIG. 4.5 – Distribution angulaire des résidus pour la réaction Xe+Sn 15 AMeV.  $d\sigma / d\Omega$  est la section efficace, dans le laboratoire, pondérée par l’angle solide et  $\theta_{res}$  est l’angle de détection du résidu en degrés dans le laboratoire. Les barres d’erreur sont inférieures à la taille des symboles.

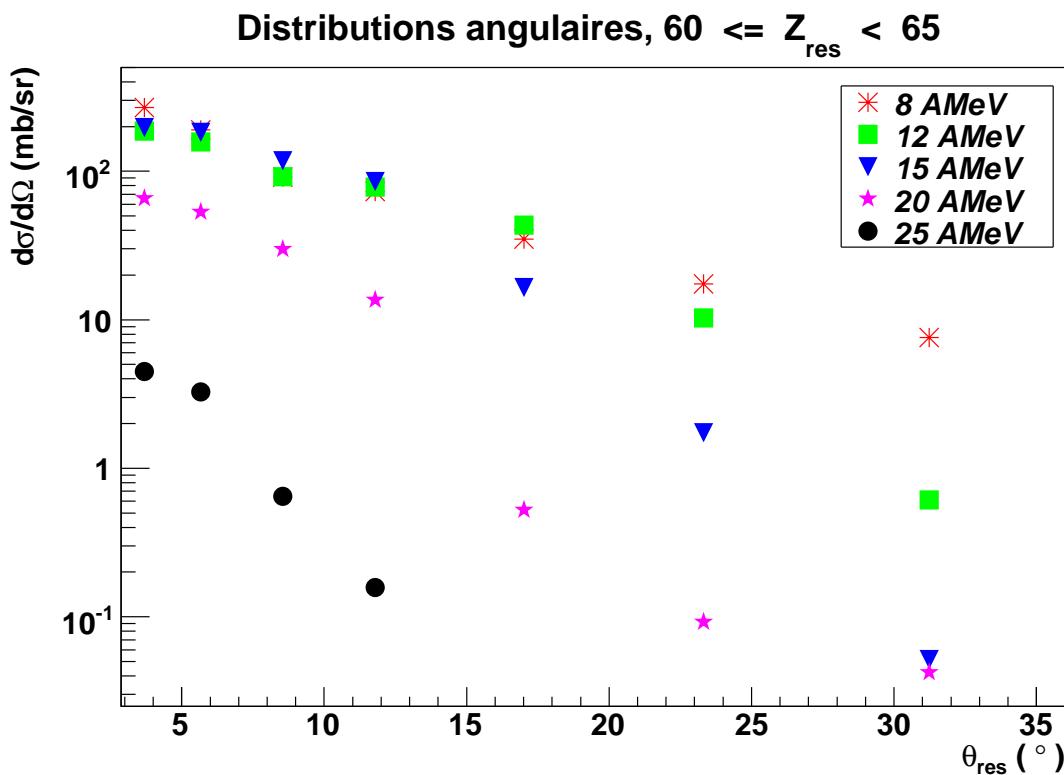


FIG. 4.6 – Distributions angulaires des résidus ayant une charge comprise entre 60 et 65 produits lors des réactions Xe+Sn aux cinq énergies incidentes étudiées.  $d\sigma / d\Omega$  est la section efficace pondérée par l'angle solide et  $\theta_{\text{res}}$  est l'angle de détection du résidu en degrés dans le laboratoire. Les barres d'erreur sont inférieures à la taille des symboles.

étudiées. On peut remarquer sur cette figure que la distribution angulaire des résidus semble se prononcer de plus en plus vers l'avant lorsque l'énergie incidente augmente. Encore une fois ceci peut être dû au fait que plus le noyau chaud émet de particules, plus le résidu final sera dévié. On a vu précédemment que la charge du plus gros résidu produit diminue lorsqu'on augmente l'énergie incidente. Un résidu ayant une charge entre 60 et 65 ne provient pas d'une source de même nature lorsqu'on passe de 8 à 25 AMeV. En effet, si le noyau lourd chaud produit lors de la collision à plus haute énergie est petit, il faudra moins de dissipation pour obtenir un résidu ayant une charge entre 60 et 65. Au contraire, une collision à basse énergie permet de produire des résidus plus lourds et ceux ayant une charge entre 60 et 65 sont plus dissipés que ceux produits à haute énergie. Par conséquent, ces résidus seront davantage déviés. On peut aussi mentionner que plus l'énergie incidente est élevée, plus les produits de la réaction, dont les résidus, sont émis vers l'avant. Si un résidu lourd est produit lors d'une collision très inélastique, il sera lui aussi détecté vers l'avant. Il ne faut donc pas éliminer cette possibilité. Les autres gammes de résidus seront présentées en annexe.

La dernière figure (4.7) concernant l'angle de détection des résidus représente pour sa part la distribution angulaire d'un résidu ayant une charge comprise entre 45 et 55 ainsi que celle d'un quasi-projectile de même charge sélectionné selon la méthode décrite à la section 3.3.3. On constate que la distribution angulaire du quasi-projectile tombe beaucoup plus rapidement que celle du résidu. La charge du projectile de Xe est de 54. Les quasi-projectiles décrits ici en sont donc très proches et ont été créés lors de collisions élastiques ou quasi élastiques. Ces QP étaient donc peu excités et ils ont été peu déviés du fait de leur faible dissipation. Contrairement aux quasi-projectiles, les résidus proviennent d'un noyau chaud qui avait une charge supérieure. Pour obtenir un résidu avec une charge comparable à celle du projectile lors d'une collision centrale à 15 AMeV, il a été nécessaire au noyau chaud d'émettre plus de particules que dans le cas du QP. Cette plus grande émission de particules peut être la cause de la plus grande déviation des résidus par rapport aux quasi-projectiles. Il faut aussi mentionner la cause principale de la faible déviation du quasi-projectile est que, de par sa sélection, il a une vitesse proche de celle du faisceau, il est donc normal qu'il soit entraîné vers

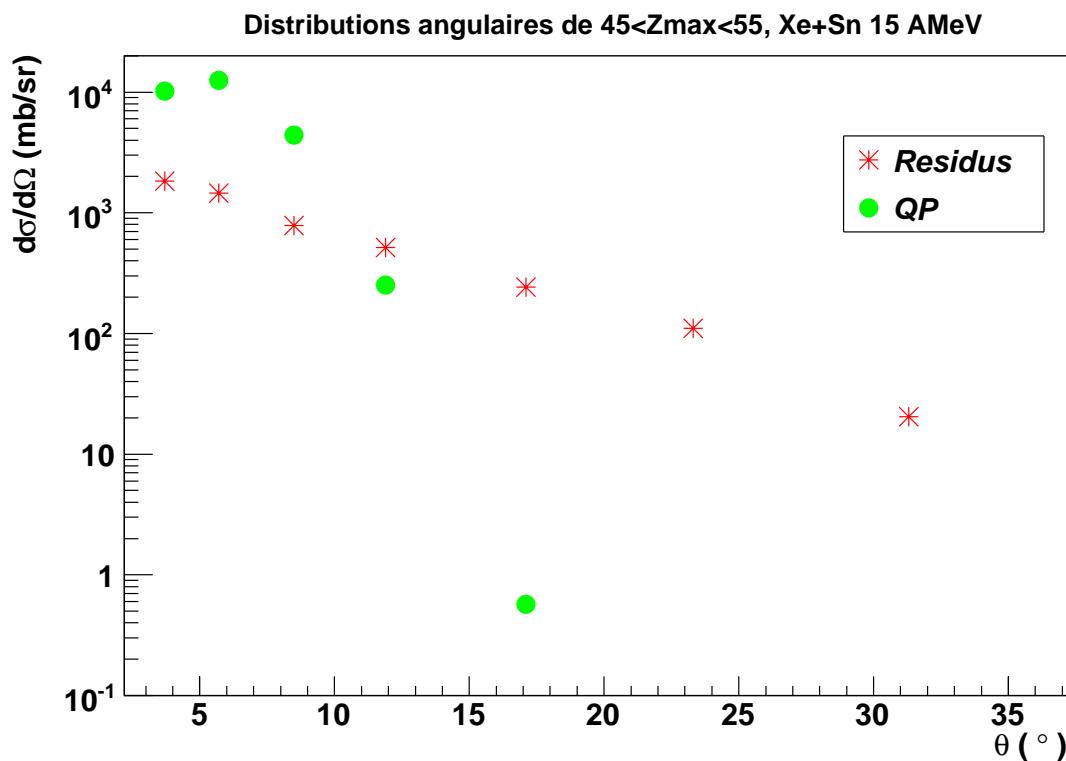


FIG. 4.7 – Distribution angulaire d'un résidu et d'un QP ayant une charge comprise entre 45 et 55.  $d\sigma / d\Omega$  est la section efficace pondérée par l'angle solide et  $\theta_{res}$  est l'angle de détection du résidu ou du QP en degrés dans le laboratoire. Les barres d'erreur sont inférieures à la taille des symboles.

l'avant et qu'il soit peu dévié.

## 4.5 Corrélations entre l'énergie cinétique totale et la charge

Lors de l'étude des réactions binaires, il est intéressant d'observer les corrélations entre l'énergie cinétique totale (TKE) des fragments et la charge (ou encore la masse) d'un des fragments [45]. Ces corrélations peuvent contribuer à identifier les mécanismes présents. La figure 4.8 représente ces corrélations pour les résidus produits de 8 à 20 AMeV alors que la figure 4.9 présente la corrélation pour la réaction à 25 AMeV. Pour chacune des figures, plusieurs régions sont présentes. Pour les plus grandes valeurs d'énergie et des valeurs de Z proches du projectile, on voit la diffusion quasi élastique du projectile. À des énergies plus faibles et des valeurs de charges intermédiaires ( $Z = 20 - 60$ ), la région est compatible avec une fission asymétrique, de la quasi-fission ou des transferts très inélastiques. Les valeurs de charges les plus grandes correspondent aux plus lourds des résidus. Notons que la région où la charge est élevée et l'énergie est la plus faible est compatible avec des transferts très inélastiques très relaxés [46].

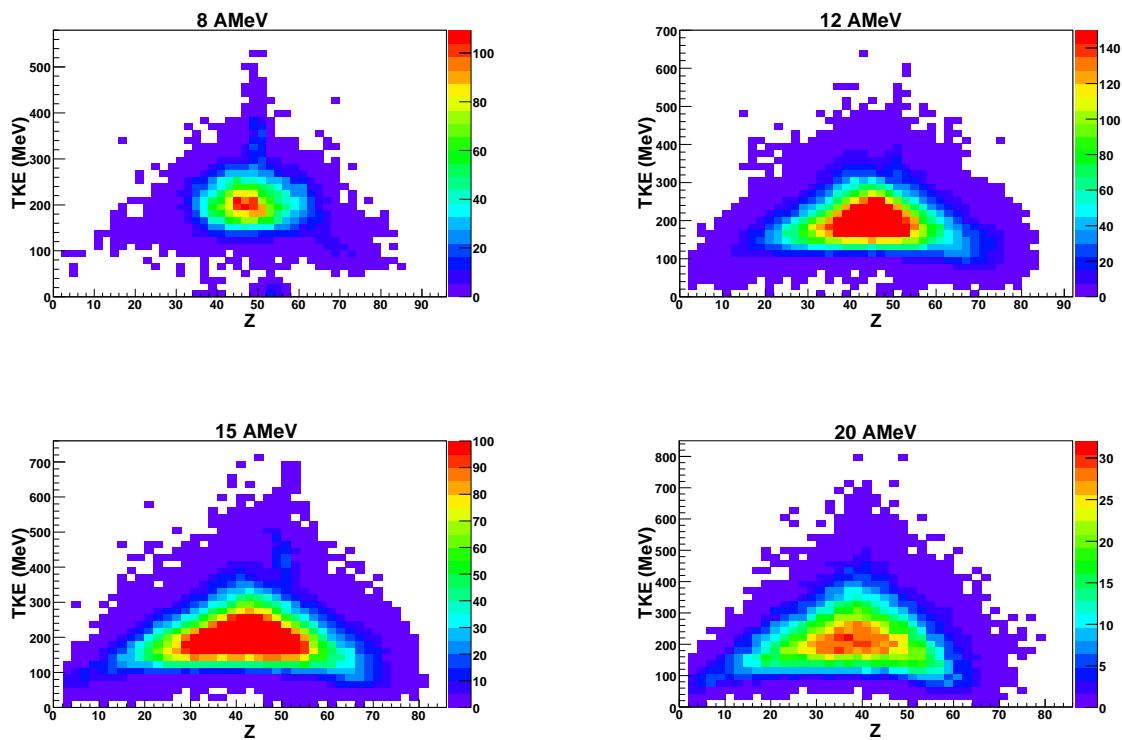


FIG. 4.8 – Corrélations entre l'énergie cinétique totale du résidu et du deuxième plus gros fragment (TKE) en fonction la charge d'un des deux fragment (Z), pour les réactions de 8 à 20 AMeV.

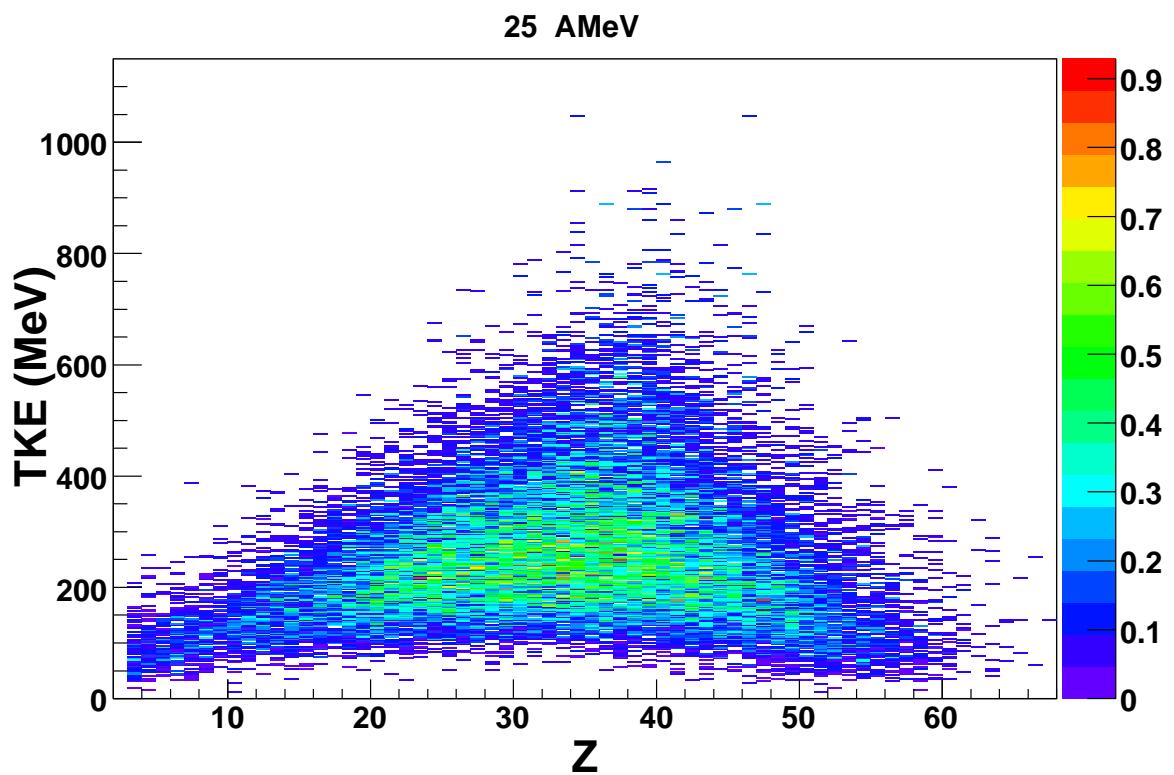


FIG. 4.9 – Corrélations entre l'énergie cinétique totale du résidu et du deuxième plus gros fragment (TKE) en fonction la charge d'un des deux fragment ( $Z$ ), pour la réaction à 25 AMeV.

## Chapitre 5

# Produits en coïncidence avec les résidus : calorimétrie et caractéristiques de la source d'évaporation

Pour mieux comprendre le mécanisme qui a permis la création des résidus, on a étudié les produits détectés en coïncidence avec ceux-ci. Il sera donc question du deuxième plus gros fragment ( $Z_{max2}$ ) détecté, des fragments de masse intermédiaire (IMF) ainsi que des particules légères chargées (LCP). Cette analyse donnera des indices qui permettront de confirmer si les résidus sont formés par la fusion incomplète du projectile et de la cible, ou si ils sont produits par un transfert de nucléons lors d'une collision profondément inélastique. On pourra également faire la calorimétrie et caractériser la source d'évaporation qui a donné le résidu.

## 5.1 Propriétés du deuxième plus gros fragment

Pour mieux comprendre comment les résidus ont été formés, on a analysé les caractéristiques du plus gros fragment émis en coïncidence avec le résidu, c'est-à-dire le deuxième plus gros fragment émis par évènement ( $Z_{max2}$ ). On a donc étudié la vitesse et la charge de  $Z_{max2}$  pour les 5 énergies incidentes utilisées et ce pour différentes gammes de charges de résidus qui sont :  $55 \leq Z_{res} < 60$ ,  $60 \leq Z_{res} < 65$ ,  $65 \leq Z_{res} < 70$  et  $Z_{res} > 70$ . Ce fragment peut être produit de plusieurs façons. Il peut être évaporé par le noyau chaud, il peut être un morceau du projectile qui a les propriétés d'un spectateur, ou encore il pourrait être un produit de fission du noyau chaud. L'analyse des observables étudiées dans les prochaines sections va clarifier cette situation.

### 5.1.1 Complétude des évènements

Observons d'abord les figures présentées en 5.1 et 5.2 qui représentent la charge du deuxième plus gros fragment ( $Z_{max2}$ ) en fonction de la charge du plus gros ( $Z_{max}$ ) pour les réactions de 8 à 25 AMeV. La partie du haut des figures montre la dépendance lorsque l'on applique la sélection des résidus, où la charge totale de l'évènement doit être supérieure à 30. Pour la partie de bas, on a plutôt utilisé une charge totale  $Z_{tot}$  supérieure à 80. Aux plus basses énergies, à 8 et 12 AMeV, on voit clairement que pour les grands  $Z_{max}$ , le deuxième plus gros n'est pas toujours détecté. Une ligne correspondant à  $Z_{max} = 54$  est tracée sur les histogrammes. Si on regarde en détails la figure du haut pour 8 AMeV, on voit que pour les évènements ayant un  $Z_{max}$  plus grand que 54, il y a deux régions. La première est celle où  $Z_{max}$  est grand, et où  $Z_{max2}$  est supérieur à 30. L'autre région est celle où  $Z_{max}$  est grand, mais  $Z_{max2}$  a une charge inférieure à 10. En regardant la figure du bas où  $Z_{tot}$  est supérieur à 80, on voit que la deuxième région a disparu. On peut en conclure que cette région correspond à des évènements où on a détecté le résidu, mais dans lesquels le deuxième plus gros fragment n'a pas été détecté. On voit ce même comportement pour la réaction à 12 AMeV ainsi qu'un

peu à 15 AMeV. Cependant, pour les plus hautes énergies, le phénomène s'estompe pour disparaître complètement à 25 AMeV, où l'histogramme ne présente qu'une seule composante.

On a ensuite regardé plus en détails la complétude des événements en fonction de la charge des résidus. Observons d'abord les réactions à 8 et 12 AMeV, présentées dans les figures 5.3 et 5.4. Sur ces figures et les suivantes, on présente la charge totale détectée pour différentes tranches de résidus. Pour ces deux énergies incidentes, on remarque deux composantes. La première provient essentiellement de la charge du résidu sélectionné, tandis que la deuxième composante est plutôt proche de la charge totale du système Xe+Sn, qui est de 104. Ceci est cohérent avec les figures précédentes. La première bosse correspond donc probablement aux événements où seulement le résidu a été détecté, tandis que la seconde correspond à ceux où l'on détecté en même temps au moins un deuxième fragment. De plus, on peut voir que plus on augmente l'énergie incidente, sur les figures 5.5 à 5.7, plus les deux composantes se rapprochent pour n'en former qu'une à 25 AMeV. D'ailleurs, notons qu'à cette énergie, les événements sélectionnés pour les résidus sont très complets, avec une valeur moyenne de  $Z_{tot}$  de 87 pour les résidus ayant une charge supérieure à celle du projectile ( $Z_{proj} = 54$ ).

Après avoir fait ces observations, il a été décidé que pour l'étude du deuxième plus gros fragment on utilise une sélection en complétude de  $Z_{tot} > 80$  de façon à s'assurer qu'on a bien ce fragment dans l'échantillon utilisé. Étant donné la largeur des distributions de  $Z_{tot}$  telle que montrée sur les figures 5.3 à 5.7, il peut bien sûr y avoir une contamination des événements incomplets dans l'échantillon.

### 5.1.2 Charge du deuxième plus gros fragment

Une fois qu'on a bien sélectionné les événements assez complets pour conserver le deuxième plus gros fragment ( $Z_{max2}$ ), on peut analyser les caractéristiques de ce dernier. Le tableau 5.1 récapitulera celles-ci en fin de section. Observons d'abord l'évolution de

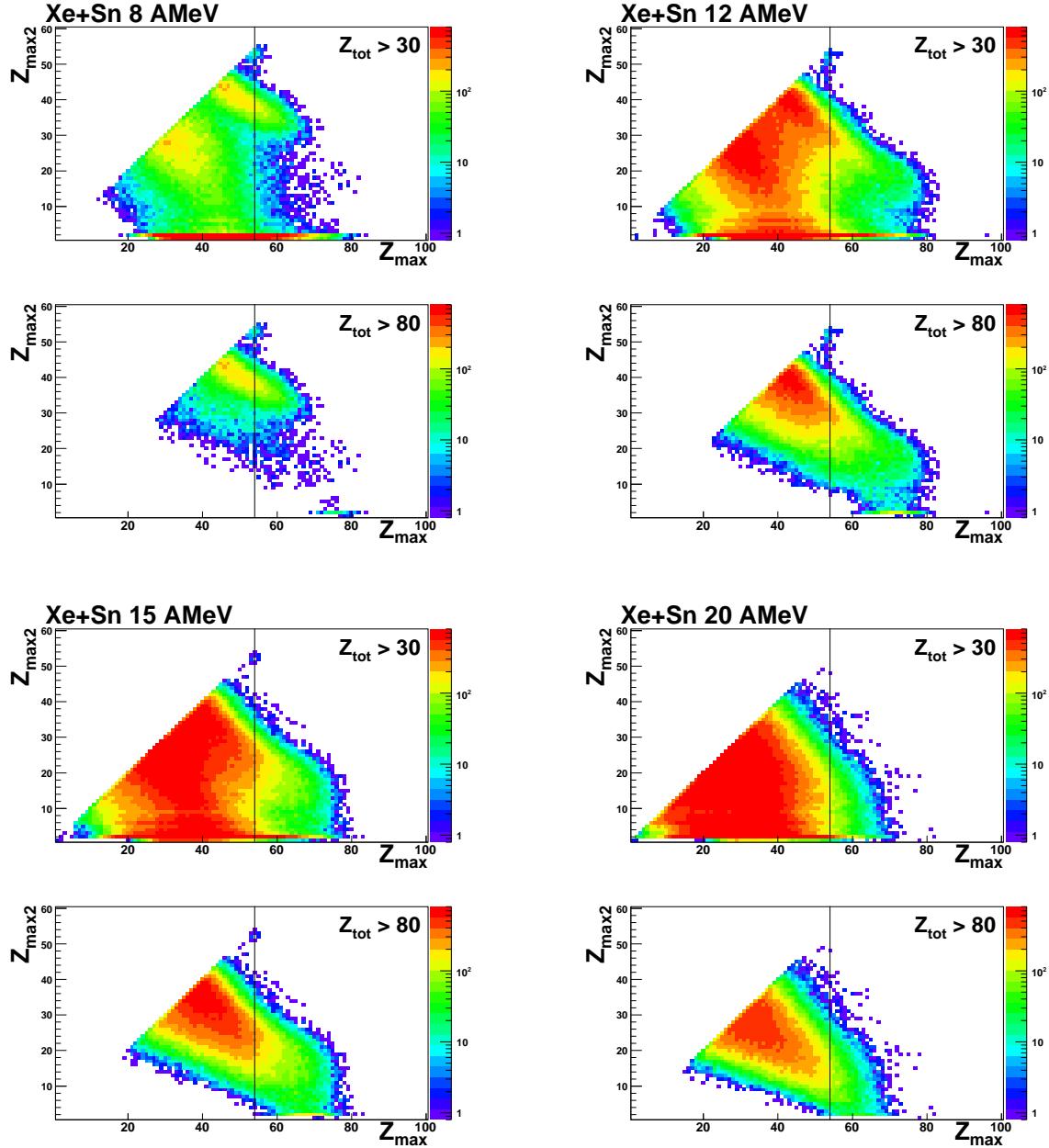


FIG. 5.1 – Charge du deuxième plus gros fragment ( $Z_{max2}$ ) en fonction du plus gros fragment ( $Z_{max}$ ) à 8, 12, 15 et 20 AMeV. Les figures sont montrées pour une charge totale détectée ( $Z_{tot}$ ) supérieure à 30 ainsi que pour  $Z_{tot}$  supérieur à 80. Une ligne verticale est tracée sur  $Z_{max} = 54$  pour guider l'oeil.

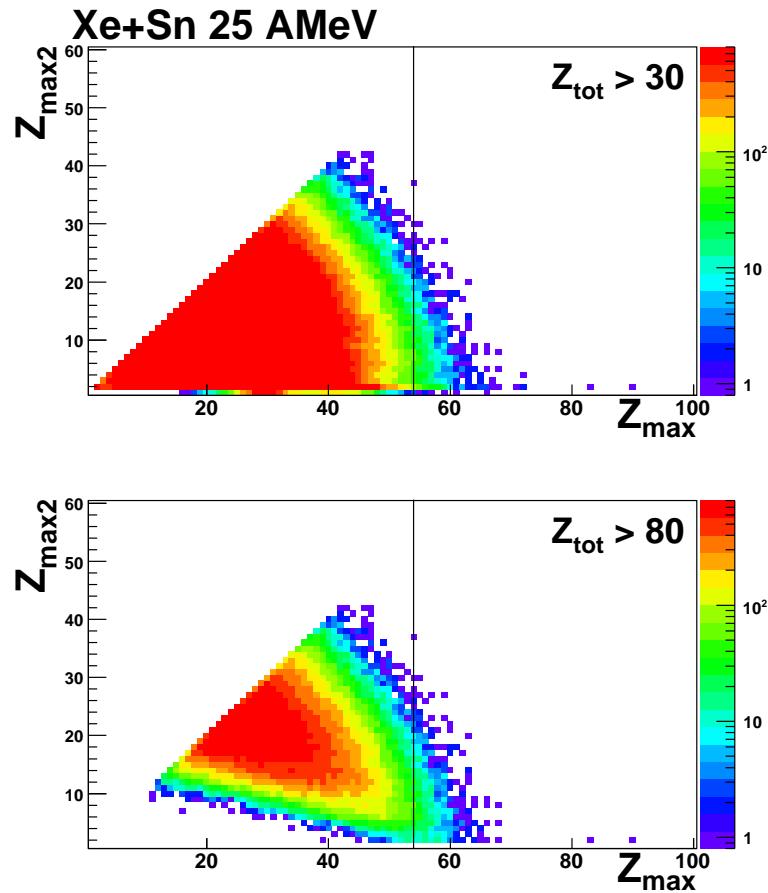


FIG. 5.2 – Même chose que 5.1 à 25 AMeV

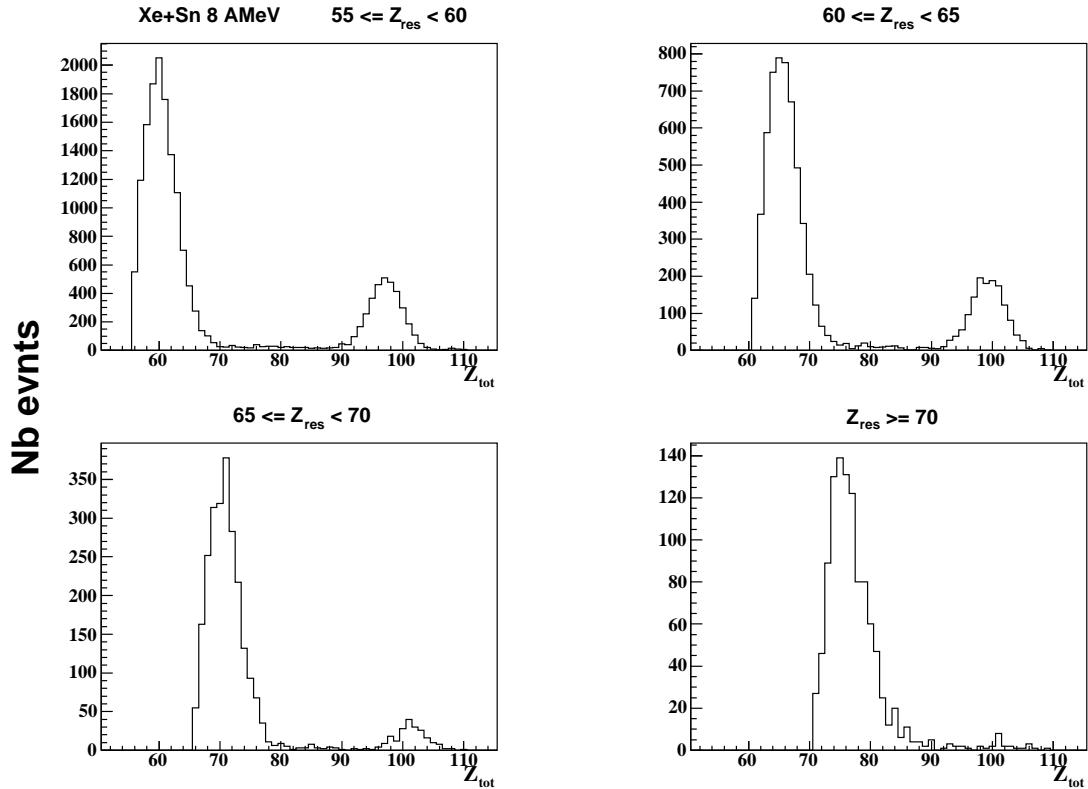


FIG. 5.3 – Charge totale détectée ( $Z_{tot}$ ) à 8 AMeV pour obtenir un résidu ayant une charge de  $55 \leq Z_{res} < 60$ ,  $60 \leq Z_{res} < 65$ ,  $65 \leq Z_{res} < 70$  et  $Z_{res} \geq 70$ . L'axe y représente le nombre d'évènements (Nb evnts).

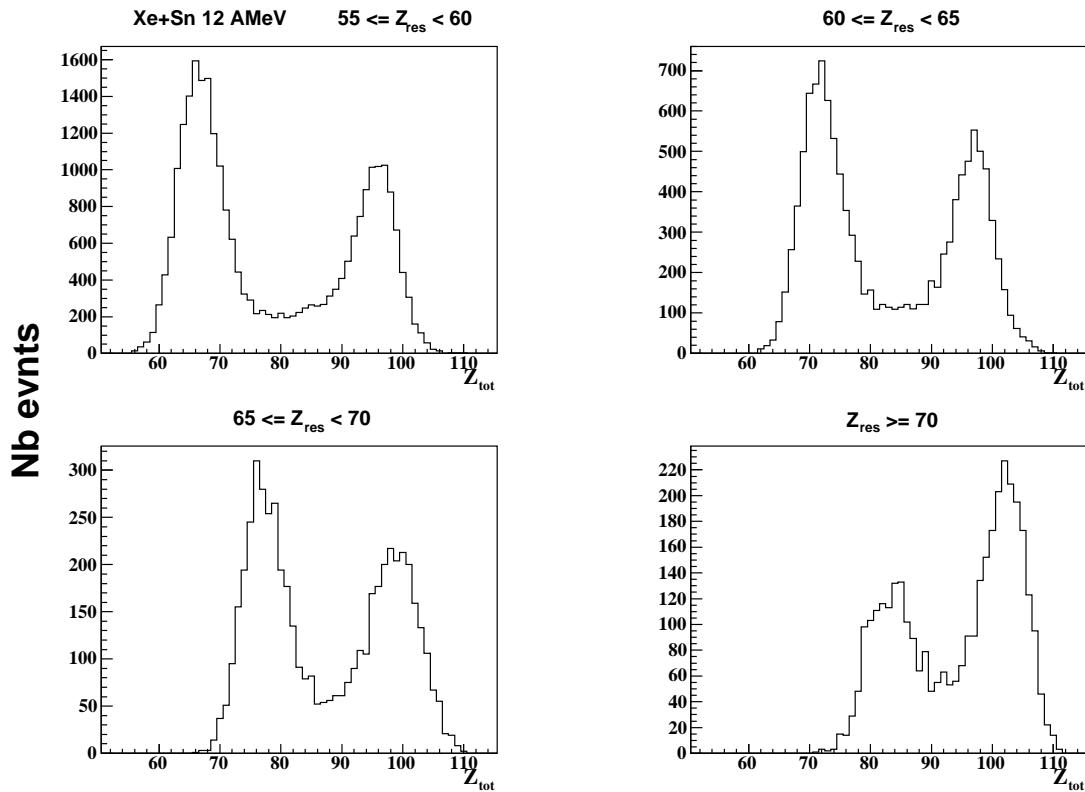


FIG. 5.4 – Charge totale détectée ( $Z_{\text{tot}}$ ) à 12 AMeV pour obtenir un résidu ayant une charge de  $55 \leq Z_{\text{res}} < 60$ ,  $60 \leq Z_{\text{res}} < 65$ ,  $65 \leq Z_{\text{res}} < 70$  et  $Z_{\text{res}} \geq 70$ . L'axe y représente le nombre d'évènements (Nb evnts).

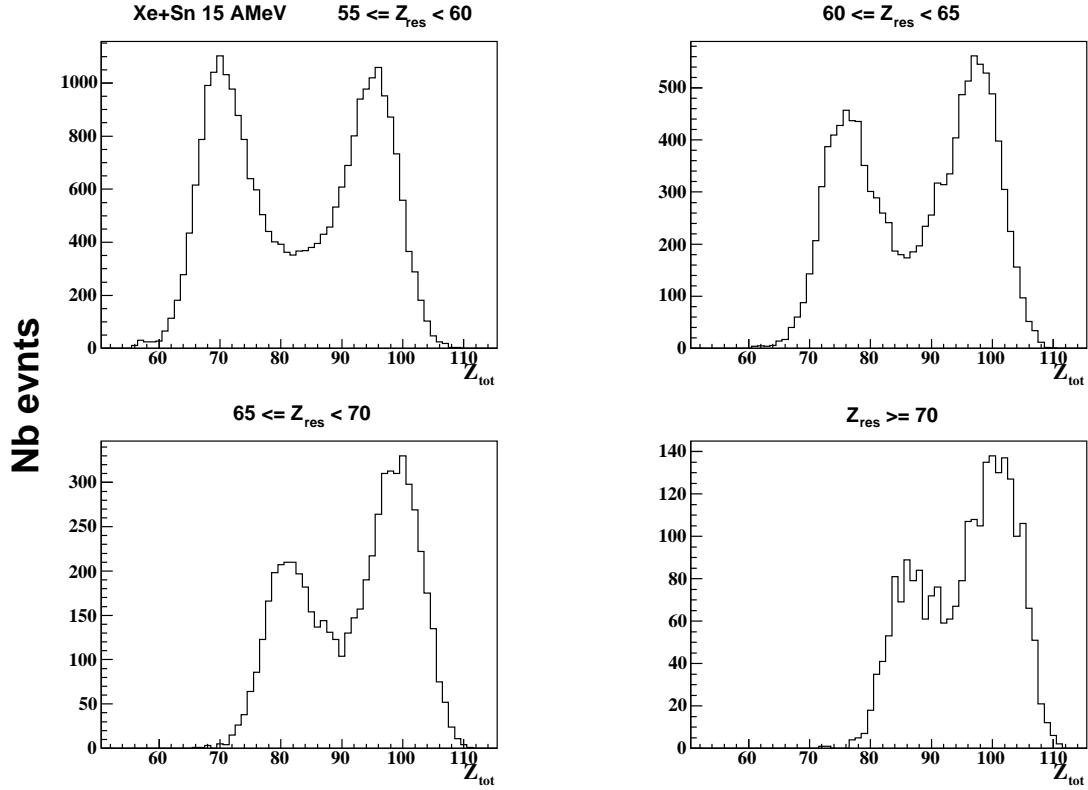


FIG. 5.5 – Charge totale détectée ( $Z_{\text{tot}}$ ) à 15 AMeV pour obtenir un résidu ayant une charge de  $55 \leq Z_{\text{res}} < 60$ ,  $60 \leq Z_{\text{res}} < 65$ ,  $65 \leq Z_{\text{res}} < 70$  et  $Z_{\text{res}} > 70$ . L'axe y représente le nombre d'évènements (Nb evnts).

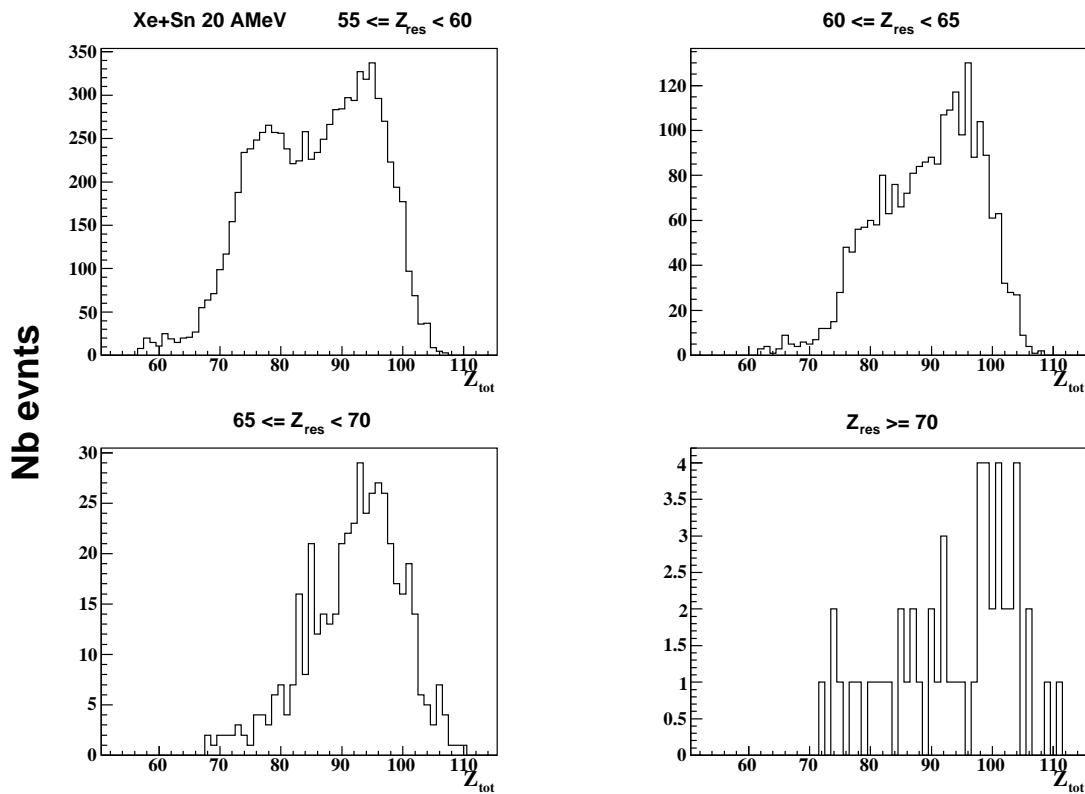


FIG. 5.6 – Charge totale détectée ( $Z_{tot}$ ) à 20 AMeV pour obtenir un résidu ayant une charge de  $55 \leq Z_{res} < 60$ ,  $60 \leq Z_{res} < 65$ ,  $65 \leq Z_{res} < 70$  et  $Z_{res} > 70$ . L'axe y représente le nombre d'évènements (Nb evnts).

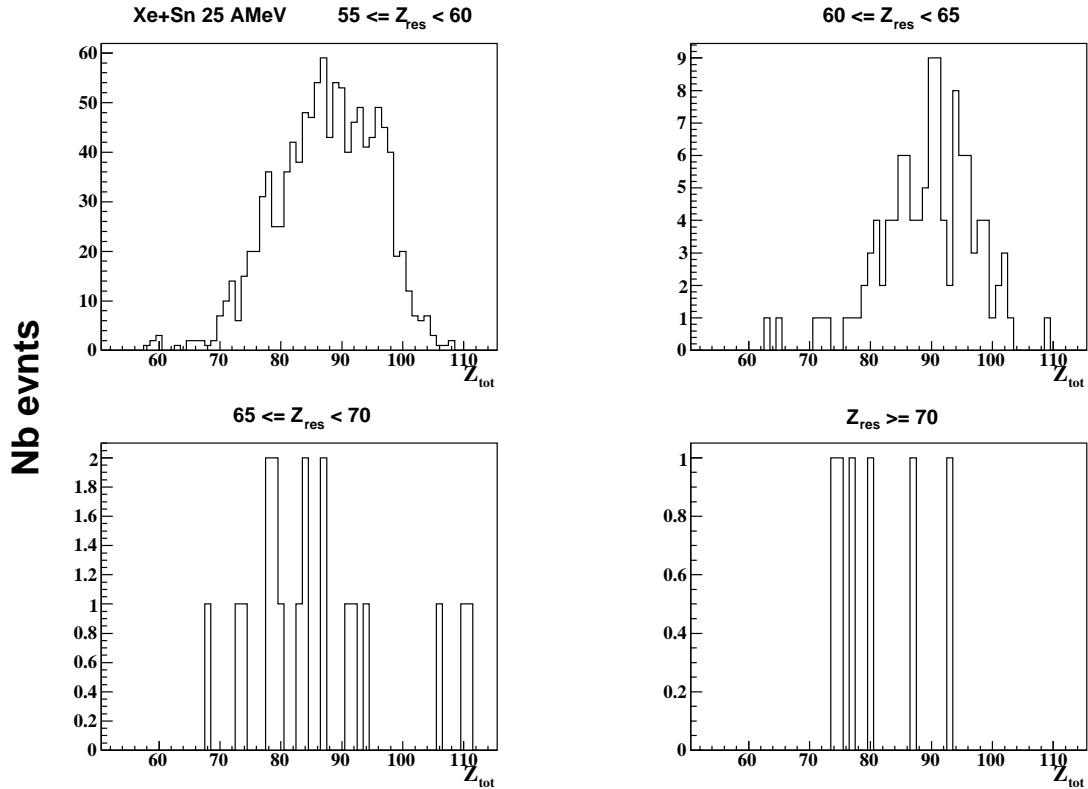


FIG. 5.7 – Charge totale détectée ( $Z_{\text{tot}}$ ) à 25 AMeV pour obtenir un résidu ayant une charge de  $55 \leq Z_{\text{res}} < 60$ ,  $60 \leq Z_{\text{res}} < 65$ ,  $65 \leq Z_{\text{res}} < 70$  et  $Z_{\text{res}} > 70$ . L'axe y représente le nombre d'évènements (Nb evnts).

la charge de  $Z_{max2}$  en fonction de la charge du résidu.

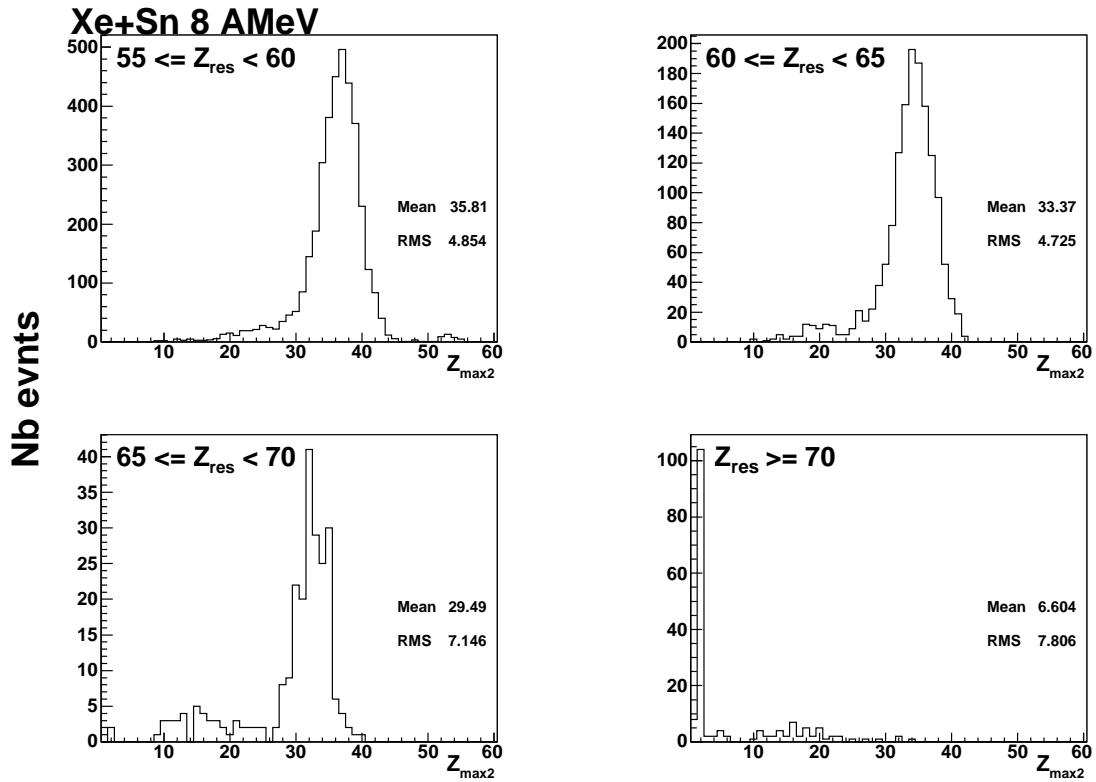


FIG. 5.8 – Charge du deuxième plus gros fragment ( $Z_{max2}$ ) détecté à 8 AMeV pour obtenir un résidu ayant une charge de  $55 \leq Z_{res} < 60$ ,  $60 \leq Z_{res} < 65$ ,  $65 \leq Z_{res} < 70$  et  $Z_{res} > 70$ . La valeur moyenne (mean) ainsi que la déviation standard de la distribution (RMS) sont indiquées. L'axe y représente le nombre d'évènements (Nb evnts).

La figure 5.8 représente la charge du fragment  $Z_{max2}$  détecté en coïncidence avec plusieurs tranches de résidus pour la réaction Xe+Sn à 8 AMeV. On peut voir que la charge moyenne de  $Z_{max2}$  diminue lorsque la charge du résidu augmente. Ceci est dû à la conservation de la charge. Cependant, lorsque la charge du résidu est supérieure ou égale à 70, la charge de  $Z_{max2}$  est beaucoup plus faible que pour les autres tranches de résidus. Ceci peut être expliqué par la figure 5.3. Sur cette figure, on pouvait voir qu'il y a peu d'évènements avec une charge totale supérieure à 80 lorsque le résidu a

une charge supérieure ou égale à 70. On n'a probablement pas détecté le deuxième plus gros fragment dans ce cas, et donc  $Z_{max2}$  est probablement plus lourd, mais trop lent pour être détecté.

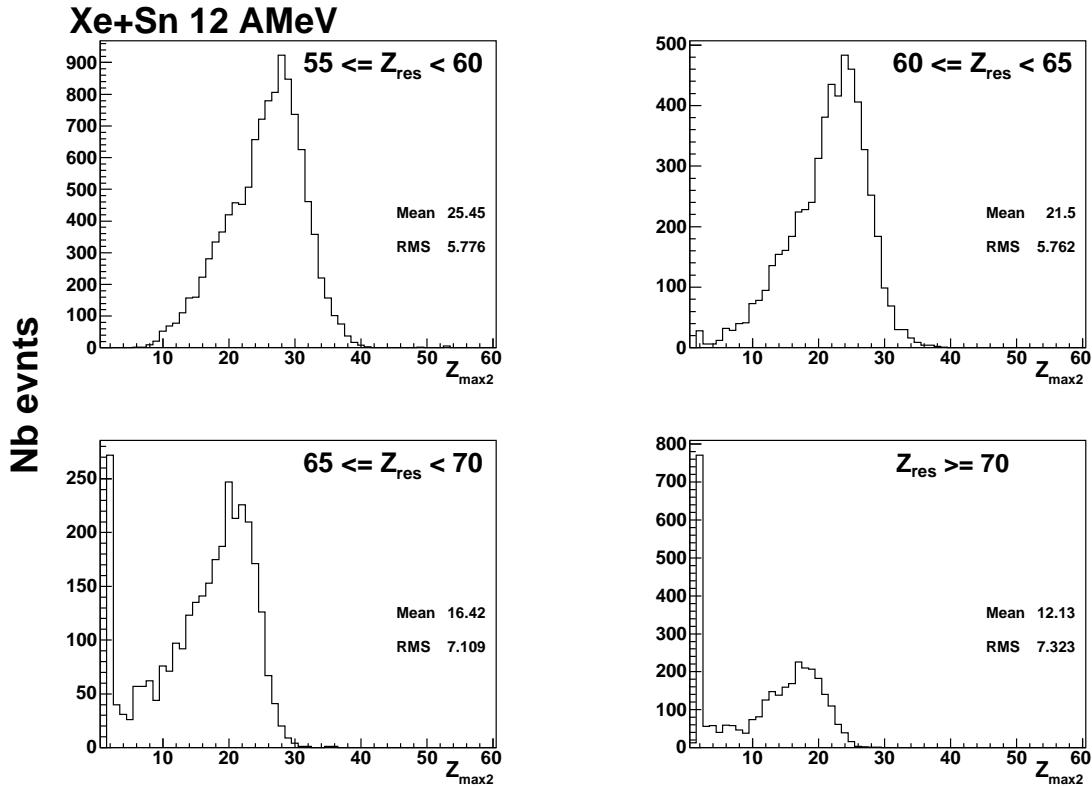


FIG. 5.9 – Charge du deuxième plus gros fragment ( $Z_{max2}$ ) détecté à 12 AMeV pour obtenir un résidu ayant une charge de  $55 \leq Z_{res} < 60$ ,  $60 \leq Z_{res} < 65$ ,  $65 \leq Z_{res} < 70$  et  $Z_{res} > 70$ . La valeur moyenne (mean) ainsi que la déviation standard de la distribution (RMS) sont indiquées. L'axe y représente le nombre d'évènements (Nb evnts).

Le même travail a également été fait pour les autres énergies incidentes. Le comportement de la charge du deuxième plus gros fragment est plus facile à observer à 12 et à 15 AMeV sur les figures 5.9 et 5.10. Pour ces deux énergies, on peut voir la charge moyenne de  $Z_{max2}$  diminuer graduellement lorsque la charge du résidu augmente. À 20 et 25 AMeV on voit la même tendance sur les figures 5.11 et 5.12. Cependant, il y a

très peu de statistique pour les résidus ayant une charge supérieure ou égale à 70. C'est normal car on a vu plus tôt qu'il y a très peu de résidus ayant une telle charge à ces deux énergies incidentes (voir la figure 4.1). Enfin, on peut remarquer que la somme de la charge du plus gros et du deuxième plus gros fragments varie peu pour une même énergie. On peut le voir sur le tableau 5.1. Sur les deux dernières colonnes, on a indiqué la somme du plus petit résidu de la gamme indiquée et de la valeur moyenne du deuxième plus gros fragment en  $Tot_{min}$ , ainsi que la somme du plus gros résidu de la gamme et de  $\langle Z_{max2} \rangle$  en  $Tot_{max}$ . On voit que ces valeurs changent peu, ce qui suggère que le processus impliqué est le même peu importe la taille du résidu. Il n'y a pas de valeur indiquée pour  $Z_{res} \geq 70$  car il n'y avait pas de valeur de  $Z_{res}$  maximale d'imposée. La distribution en charge est large et indique qu'il y a plusieurs mécanismes superposés. Cependant, seuls les  $Z_{max2}$  les plus faibles peuvent être le fruit d'une évaporation.

### 5.1.3 Vitesse du deuxième plus gros fragment

On a ensuite étudié la vitesse de  $Z_{max2}$  en fonction de la taille du résidu. Cela permettra de mieux comprendre d'où proviennent les fragments. Sont-ils les restes d'un projectile ou d'une cible qui n'a pas fusionné, ou bien les résultats de la fission d'un noyau plus lourd qui s'est séparé entre le résidu et ce fragment ? Pour ce faire, on a construit la distribution en vitesse parallèle dans le repère du centre de masse du deuxième plus gros fragment. Ceci est présenté sur les figures 5.13, 5.14, 5.15, 5.16 et 5.17. Sur les mêmes figures, on montre également, en pointillé, la distribution en vitesse du résidu qui est centrée sur une valeur proche de zéro. Ceci est normal, car on a sélectionné les résidus à l'aide de leur énergie (voir la section 3.3.3). La vitesse du projectile de xénon est aussi indiquée à l'aide d'une flèche. Enfin, la valeur moyenne de la vitesse de  $Z_{max2}$  ainsi que la déviation standard de sa distribution sont écrites sur chacun des histogrammes. Il est difficile de dégager une tendance pour la réaction à 8 AMeV, car comme on l'a mentionné plus tôt, il y a peu de deuxièmes plus gros fragments détectés en coïncidence avec les plus gros résidus. On a donc beaucoup moins de statistique pour résidus ayant une charge supérieure ou égale à 65. De plus, à 25

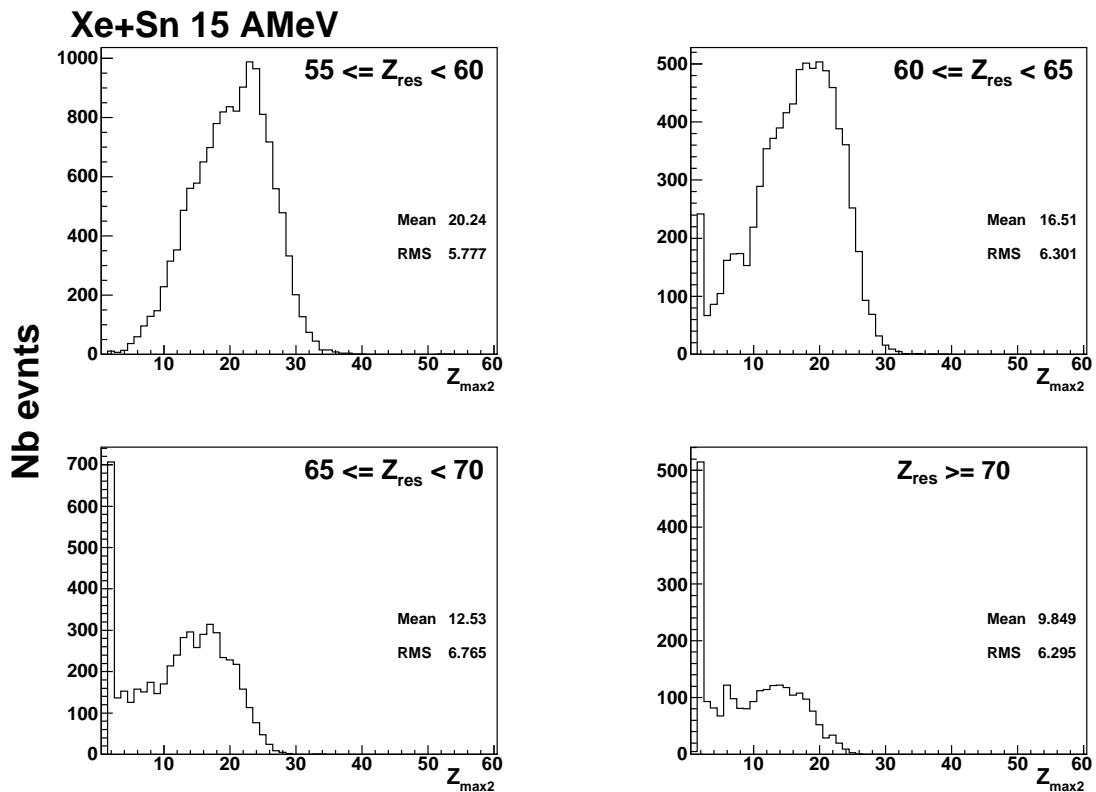


FIG. 5.10 – Charge du deuxième plus gros fragment ( $Z_{max2}$ ) détecté à 15 AMeV pour obtenir un résidu ayant une charge de  $55 \leq Z_{res} < 60$ ,  $60 \leq Z_{res} < 65$ ,  $65 \leq Z_{res} < 70$  et  $Z_{res} \geq 70$ . La valeur moyenne (mean) ainsi que la déviation standard de la distribution (RMS) sont indiquées. L'axe y représente le nombre d'évènements (Nb evnts).

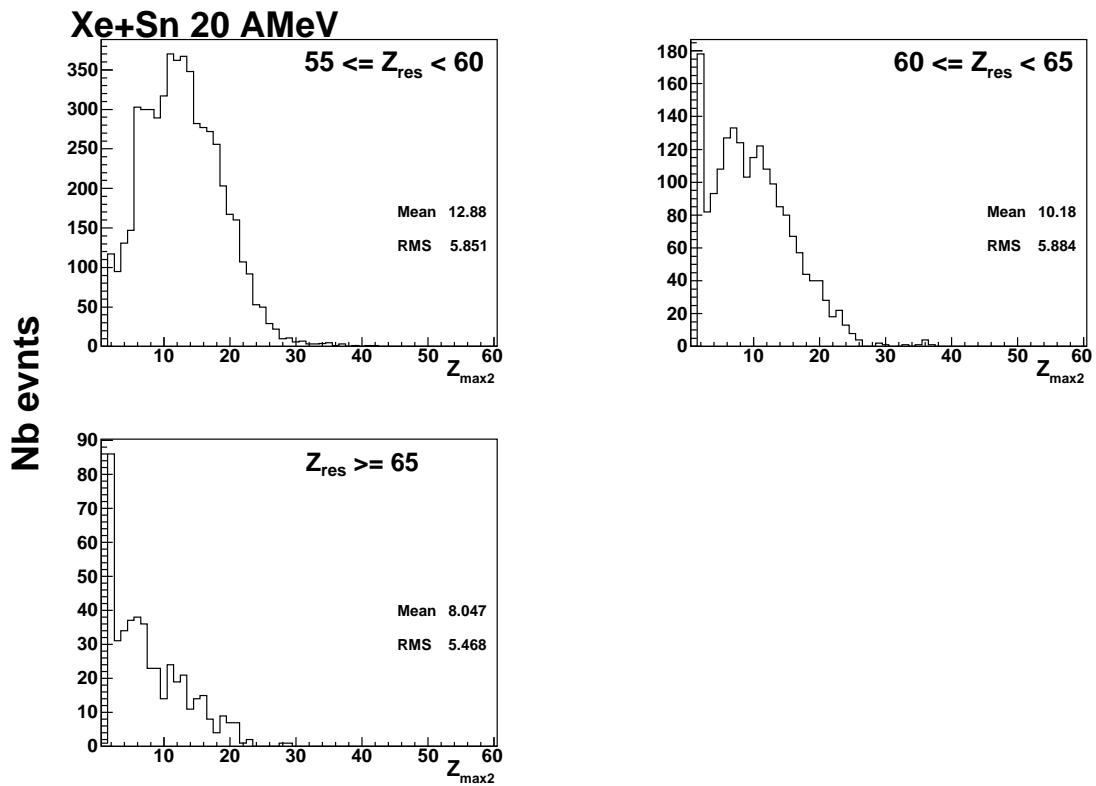


FIG. 5.11 – Charge du deuxième plus gros fragment ( $Z_{max2}$ ) détecté à 20 AMeV pour obtenir un résidu ayant une charge de  $55 \leq Z_{res} < 60$ ,  $60 \leq Z_{res} < 65$  et  $Z_{res} \geq 65$ . La valeur moyenne (mean) ainsi que la déviation standard de la distribution (RMS) sont indiquées. L'axe y représente le nombre d'évènements (Nb evnts).

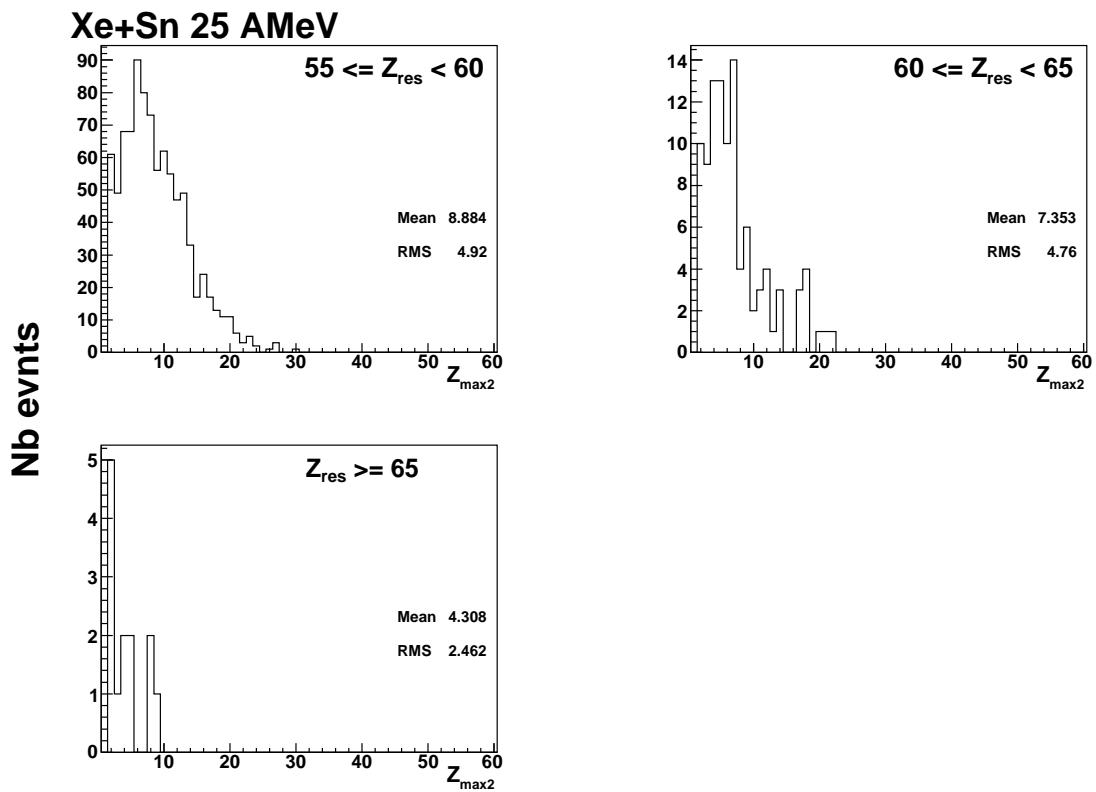


FIG. 5.12 – Charge du deuxième plus gros fragment ( $Z_{max2}$ ) détecté à 25 AMeV pour obtenir un résidu ayant une charge de  $55 \leq Z_{res} < 60$ ,  $60 \leq Z_{res} < 65$  et  $Z_{res} \geq 65$ . La valeur moyenne (mean) ainsi que la déviation standard de la distribution (RMS) sont indiquées. L'axe y représente le nombre d'évènements (Nb evnts).

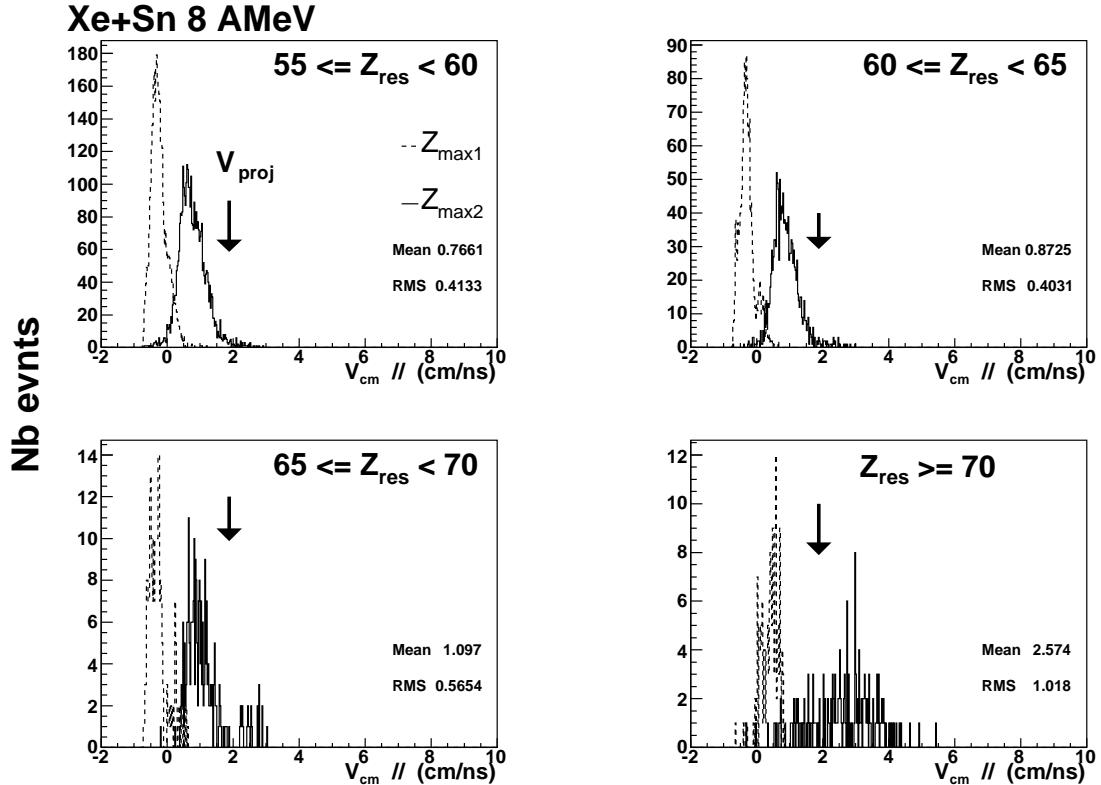


FIG. 5.13 – Vitesse parallèle dans le centre de masse ( $V_{\text{cm}} // (\text{cm/ns})$ ) de  $Z_{\text{max}2}$  (ligne pleine) et  $Z_{\text{max}}$  (ligne pointillée) pour différents résidus à 8 AMeV. La flèche représente la vitesse du projectile de xénon. La valeur moyenne (mean) ainsi que la déviation standard (RMS) de la distribution en vitesse de  $Z_{\text{max}2}$  sont indiquées. L'axe y représente le nombre d'événements (Nb evnts).

AMeV, on n'a pas beaucoup de statistique pour les résidus les plus lourds alors on ne peut que se prononcer sur les plus légers. Cependant, pour les réactions à 12, 15 et 20 AMeV, on voit clairement que plus la charge du résidu augmente, plus la vitesse de  $Z_{max2}$  augmente elle aussi pour se rapprocher de celle du projectile. Ceci suggère que le deuxième plus gros fragment ainsi sélectionné serait une partie du projectile qui n'a pas fusionné avec la cible pour former le résidu. De plus, le fait que la vitesse de  $Z_{max2}$  augmente avec l'énergie incidente pour une même valeur de résidu suggère que la physique est la même pour produire ces résultats.

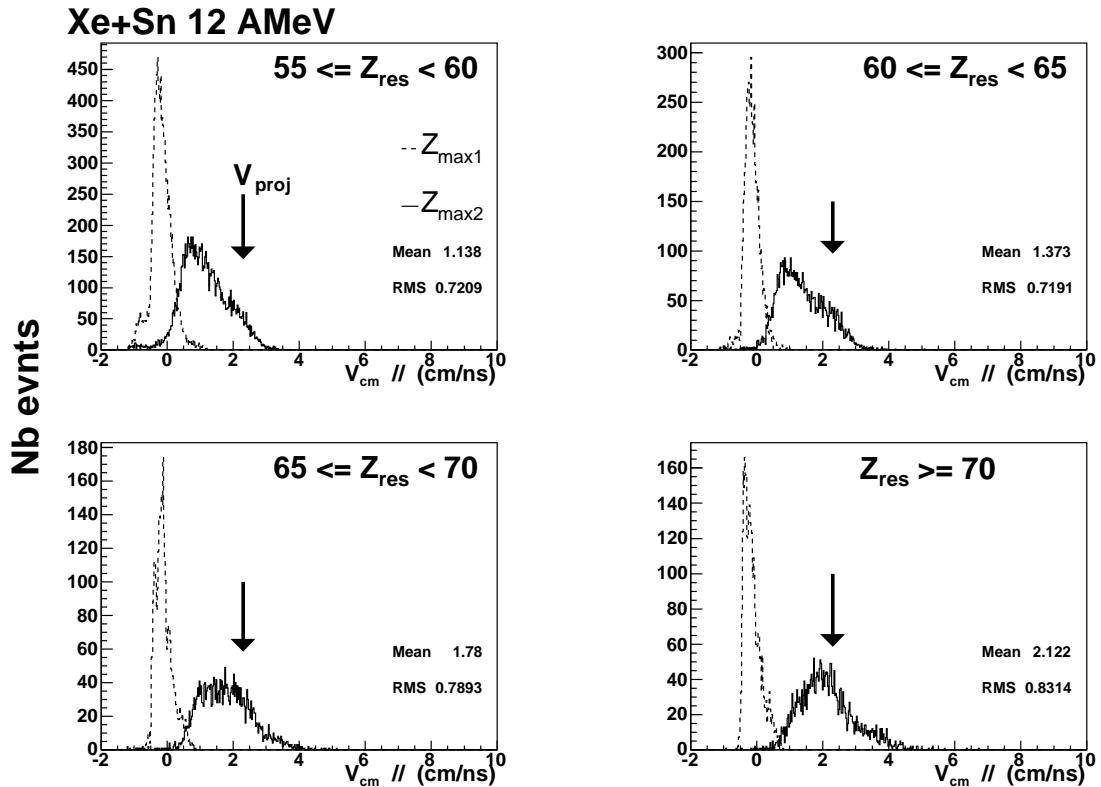


FIG. 5.14 – Vitesse parallèle dans le centre de masse ( $V_{cm} // (\text{cm/ns})$ ) de  $Z_{max2}$  (ligne pleine) et  $Z_{max}$  (ligne pointillée) pour différents résidus à 12 AMeV. La flèche représente la vitesse du projectile de xénon. La valeur moyenne (mean) ainsi que la déviation standard (RMS) de la distribution en vitesse de  $Z_{max2}$  sont indiquées. L'axe y représente le nombre d'événements (Nb evnts).

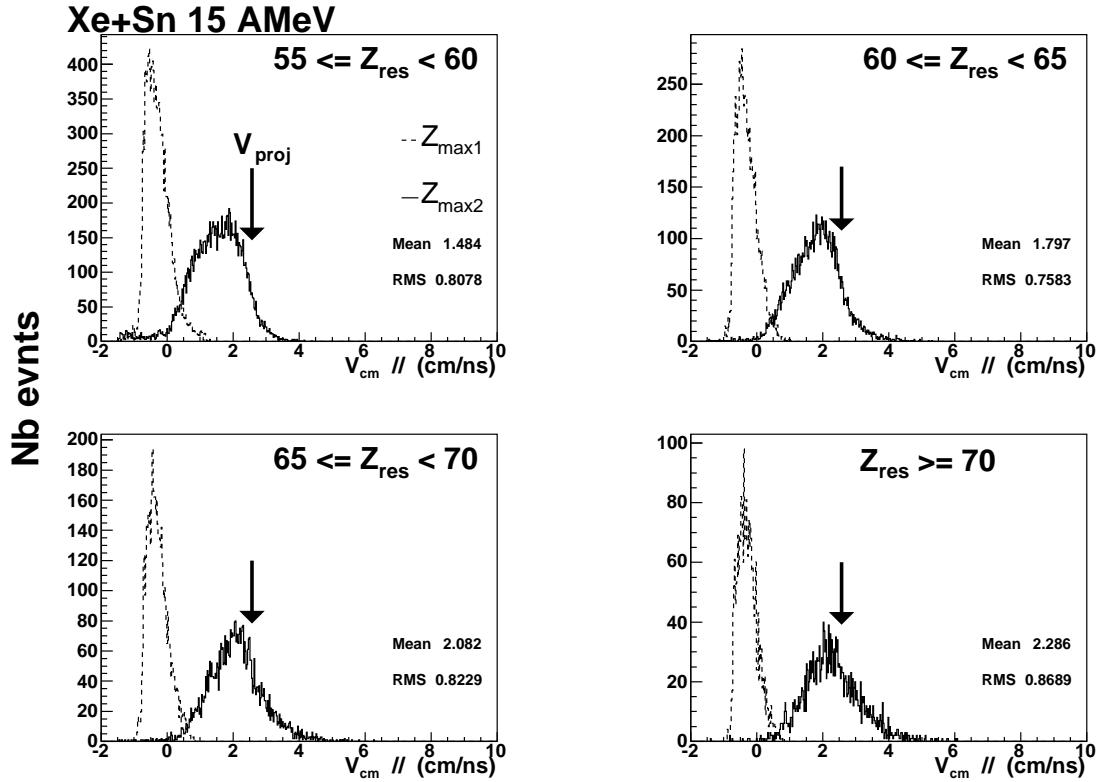


FIG. 5.15 – Vitesse parallèle dans le centre de masse ( $V_{cm} // (\text{cm/ns})$ ) de  $Z_{max2}$  (ligne pleine) et  $Z_{max}$  (ligne pointillée) pour différents résidus à 15 AMeV. La flèche représente la vitesse du projectile de xénon. La valeur moyenne (mean) ainsi que la déviation standard (RMS) de la distribution en vitesse de  $Z_{max2}$  sont indiquées. L'axe y représente le nombre d'événements (Nb evnts).

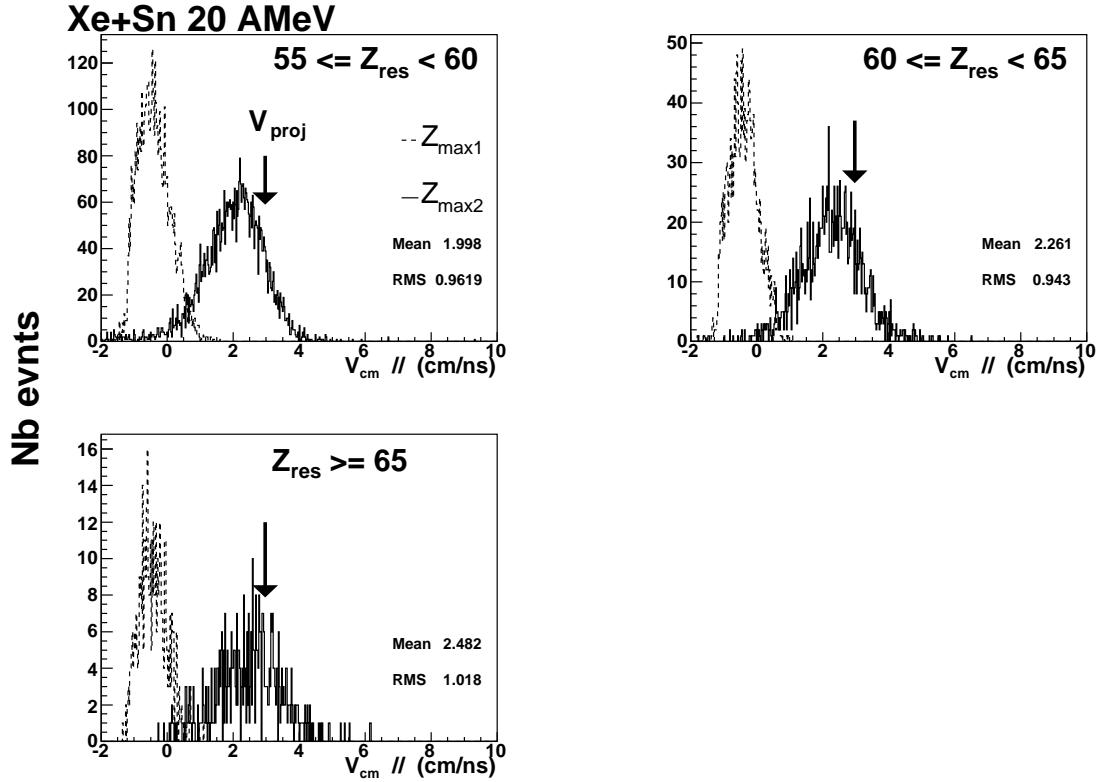


FIG. 5.16 – Vitesse parallèle dans le centre de masse ( $V_{cm} // (\text{cm/ns})$ ) de  $Z_{max2}$  (ligne pleine) et  $Z_{max}$  (ligne pointillée) pour différents résidus à 20 AMeV. La flèche représente la vitesse du projectile de xénon. La valeur moyenne (mean) ainsi que la déviation standard (RMS) de la distribution en vitesse de  $Z_{max2}$  sont indiquées. L'axe y représente le nombre d'événements (Nb evnts).

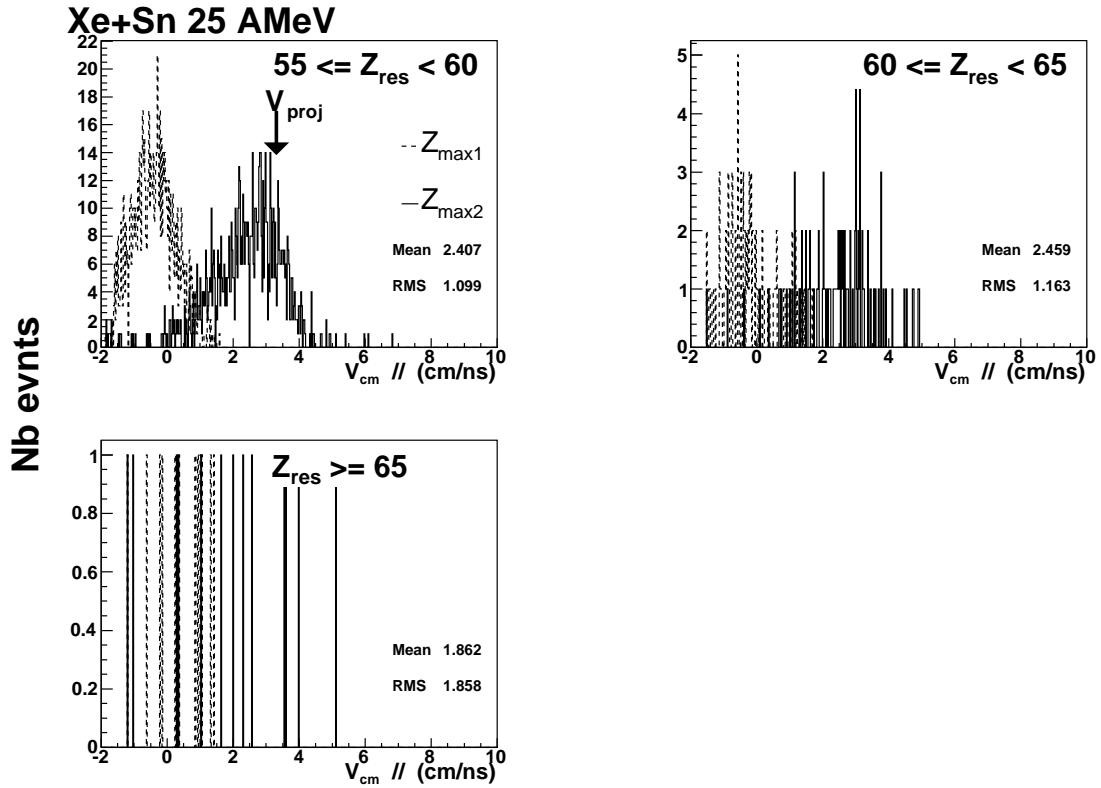


FIG. 5.17 – Vitesse parallèle dans le centre de masse ( $V_{cm} // (\text{cm/ns})$ ) de  $Z_{max2}$  et  $Z_{max}$  (ligne pointillée) pour différents résidus à 25 AMeV. La flèche représente la vitesse du projectile de xénon. La valeur moyenne (mean) ainsi que la déviation standard (RMS) de la distribution en vitesse de  $Z_{max2}$  sont indiquées. L'axe y représente le nombre d'événements (Nb evnts).

$E_{inc}$	$Z_{res}$	$\langle Z_{max2} \rangle$	$\sigma_{Z_{max2}}$	$\langle V_{Zmax2} \rangle / V_{proj}$	$\sigma_{V_{parZmax2cm}}$	$Tot_{min}$	$Tot_{max}$
8	55-59	35.81	4.854	0.41	0.4133	90.81	94.81
	60-64	33.37	4.725	0.46	0.4031	93.37	97.37
	65-69	29.49	7.146	0.58	0.5654	94.49	94.49
	$>=70$	6.604	7.806	1.37	1.018	86.604	NA
12	55-59	25.45	5.776	0.49	0.7209	80.45	84.45
	60-64	21.5	5.762	0.60	0.7191	81.5	85.5
	65-70	16.42	7.109	0.77	0.7893	81.42	85.42
	$>=70$	12.13	7.323	0.92	0.8314	82.13	NA
15	55-59	20.24	5.777	0.58	0.8078	75.24	79.24
	60-65	16.51	6.301	0.70	0.7593	76.51	80.51
	65-70	12.53	6.765	0.81	0.8229	77.53	81.53
	$>=70$	9.849	6.295	0.89	0.8689	79.849	NA
20	55-59	12.88	5.851	0.67	0.9619	67.88	71.88
	60-65	10.18	5.884	0.76	0.943	70.18	74.18
	$>=65$	8.047	5.468	0.84	1.018	73.047	NA
25	55-59	8.884	4.92	0.72	1.099	63.884	67.884
	60-65	7.353	4.76	0.74	1.163	67.353	71.353
	$>=65$	4.308	2.462	0.56	1.858	69.308	NA

TAB. 5.1 – Ce tableau récapitule les caractéristiques de  $Z_{max2}$  présentées dans les deux dernières sections.  $E_{inc}$  est l'énergie incidente du faisceau,  $Z_{res}$  est charge du résidu utilisé,  $\langle Z_{max2} \rangle$  est la valeur moyenne de la charge de  $Z_{max2}$ ,  $\sigma_{Z_{max2}}$  est la déviation standard de la distribution en charge de  $Z_{max2}$ ,  $\langle V_{Zmax2} \rangle / V_{proj}$  est le rapport de la valeur moyenne de la vitesse de  $Z_{max2}$  sur celle du projectile et  $\sigma_{V_{parZmax2cm}}$  est la déviation standard de la distribution en vitesse de  $Z_{max2}$ . Enfin  $Tot_{min}$  est la somme de la charge inférieure de  $Z_{res}$  présentée à la deuxième colonne et de  $\langle Z_{max2} \rangle$ , alors que  $Tot_{max}$  représente la somme de la charge supérieure de  $Z_{res}$  et de  $\langle Z_{max2} \rangle$ .

### 5.1.4 Angle relatif entre les deux plus gros fragments

Pour comprendre comment est formé le deuxième plus gros fragment, on se demande d'abord dans quelle direction est émis ce fragment  $Z_{max2}$ . Pour ce faire, on a évalué l'angle relatif, dans le repère du centre de masse, entre les deux plus gros fragments. Sur les figures 5.18, 5.19 et 5.20, on présente la distribution de l'angle relatif entre  $Z_{max1}$  et  $Z_{max2}$  pour toutes les gammes de résidus produits lors de la réaction Xe+Sn à 15 AMeV. On a choisi cette énergie, car elle a la meilleure statistique . Pour les autres énergies incidentes, seuls les résidus ayant une charge comprise entre 45 et 65 sont présentés (figures 5.21, 5.22, 5.23, 5.24) dans le but d'alléger le texte et aussi parce que le comportement des distributions est semblable pour toutes les énergies. Ce qu'on remarque en premier sur ces distributions, c'est qu'elles sont toutes concentrées vers  $180^\circ$ . Ceci signifie que ces deux fragments sont corrélés et qu'ils forment la majorité du système. Ceci suggère aussi que le projectile et la cible ont suffisamment interagi pour former un système composite qui a fissonné.

Si on regarde plus attentivement la première figure qui concerne la réaction à 15 AMeV (5.18), on peut voir que pour les plus petits résidus, la distribution de l'angle relatif s'élargit rapidement pour des charges inférieures à 40. Ces petits résidus ne sont probablement pas formés de la même façon que ceux de charge supérieure à 40. Il ne s'agit donc pas de  $Z_{max1}$  et de  $Z_{max2}$  formés par la fission d'un système composite. Notons que ces petites charges sont loin de celle du projectile. Par contre, lorsqu'on se rapproche de la charge du projectile, à partir de  $Z=40$  environ, la distribution de l'angle relatif est beaucoup plus étroite. À partir de ces charges, le système semble donc avoir formé un gros noyau qui s'est séparé entre le résidu et le deuxième plus gros fragment. Sur la figure 5.25, on présente la largeur  $\sigma$  de la distribution en angle relatif en fonction de la taille du résidu, pour les réactions Xe+Sn de 8 à 25 AMeV. La largeur a été prise sur l'intervalle d'angles relatifs situés entre  $100$  et  $180^\circ$ , car c'est sur cette intervalle que se situe la majorité du pic. Sur cette figure, on peut voir que pour les énergies incidentes à partir 12 AMeV, la largeur de la distribution diminue jusqu'à ce que la taille du résidu atteigne une charge d'environ 42. Lorsqu'on augmente davantage

la taille du résidu, la largeur de la distribution recommence à augmenter légèrement. Cette augmentation peut être causée par des effets statistiques, puisqu'on voit qu'on a moins d'évènements pour les résidus les plus lourds. À 8 AMeV d'énergie incidente, le point d'inflexion se produit pour des résidus plus lourds, aux environs de  $Z_{res} = 57$ . Cette différence peut être due à la mauvaise détection à cette énergie, ou encore à une changement de régime entre 8 et 12 AMeV. Enfin, on remarque que plus l'énergie incidente est élevée, plus la distribution est large. En augmentant l'énergie incidente, on est moins en présence d'un système composite qui a fissonné. Ce système n'a pas autant interagi qu'aux basses énergies et on arrive plus souvent à des valeurs d'angles relatifs inférieures à  $180^\circ$ . Notons cependant qu'un angle relatif inférieur à  $180^\circ$  peut également indiquer qu'on n'a pas détecté tous les produits de la réaction.

Pour confirmer les hypothèses qui expliquent le mécanisme qui a produit les deux plus gros fragments, on a construit les figures 5.26, 5.27 et 5.28 qui représentent l'angle relatif entre les deux plus gros fragments présenté plus tôt, en fonction de leur vitesse parallèle dans le repère du centre de masse. On obtient alors deux régions dans chacune des figures. À gauche, pour des vitesses proches de zéro, on retrouve le résidu. À droite, on voit les propriétés du deuxième plus gros fragment. La vitesse du projectile est indiquée par une ligne verticale sur chacune des figures. La la région qui correspond au deuxième plus gros fragment se déplace vers la droite lorsqu'on augmente l'énergie incidente, puisque les produits de réaction ont une vitesse plus élevée lorsque l'énergie incidente augmente. Voyons comment se comporte la corrélation. Si le deuxième plus gros fragment est un rémanent du projectile, il devrait avoir une vitesse proche de celle du projectile. Au contraire, s'il provient de la fission d'un noyau composé, il devrait avoir lui aussi une vitesse proche de celle du centre de masse. Nous verrons que nous ne sommes pas en présence d'un comportement clair. En effet, pour les plus basses énergies, la majeure partie de la statistique semble avoir une vitesse inférieure à celle du projectile. Cependant, n'oublions pas qu'à 8 AMeV les évènements sont moins complets qu'aux autres énergies et qu'on rate souvent le deuxième plus gros fragment. Il y a tout de même un étalement de la distribution qui va jusqu'à la valeur de la vitesse du projectile. Comme on l'a vu sur les distributions en vitesse précédemment, la vitesse

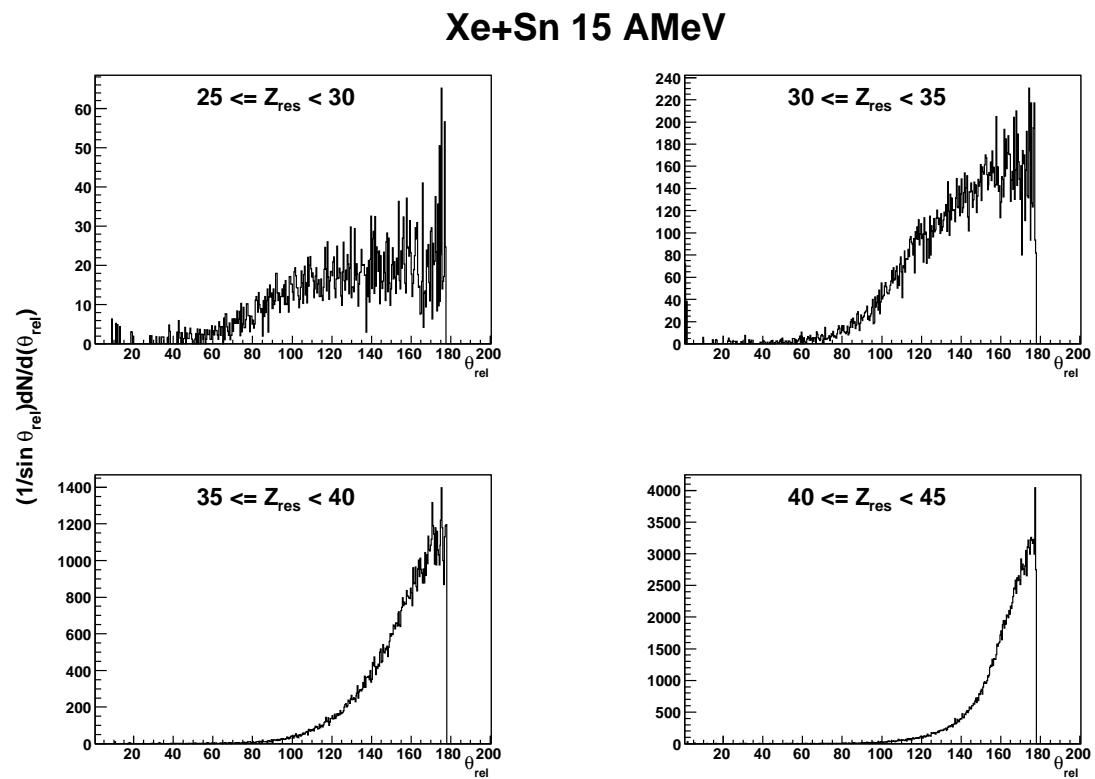


FIG. 5.18 – Angle relatif entre les deux plus gros fragments dans le repère du centre de masse pour des résidus de charge comprise entre  $Z = 25$  et  $Z = 45$ , pour la réaction Xe+Sn à 15 AMeV.

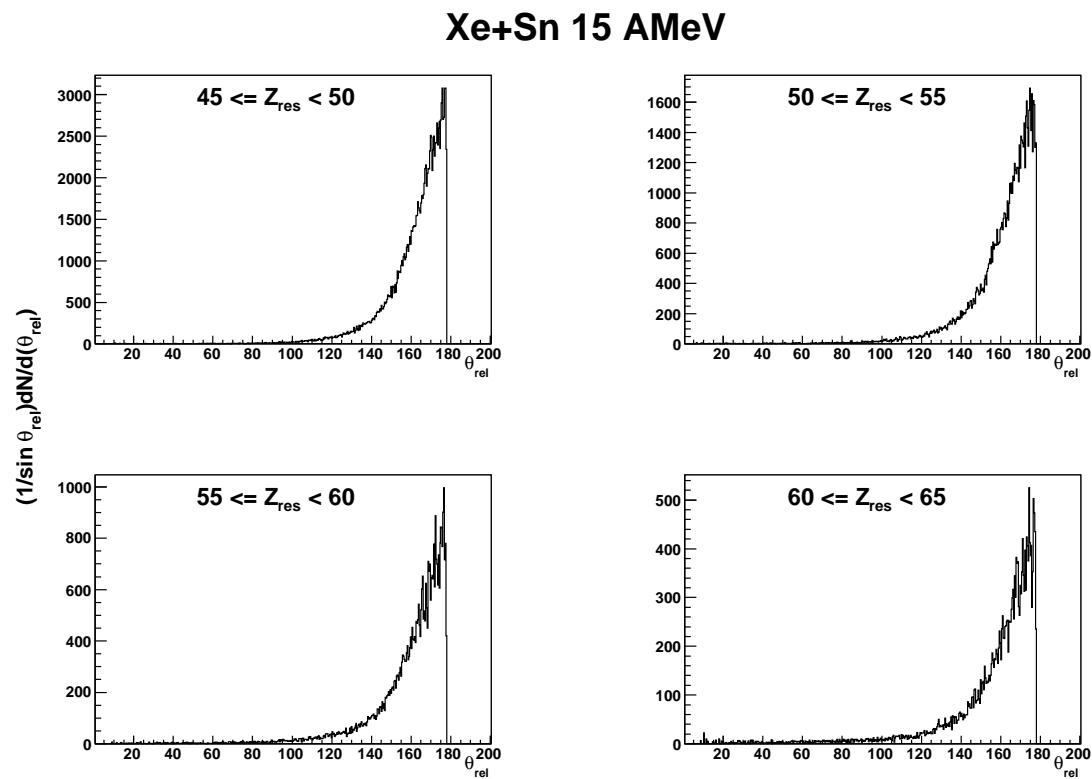


FIG. 5.19 – Angle relatif entre les deux plus gros fragments dans le repère du centre de masse pour des résidus de charge comprise entre  $Z = 45$  et  $Z = 65$ , pour la réaction Xe+Sn à 15 AMeV.

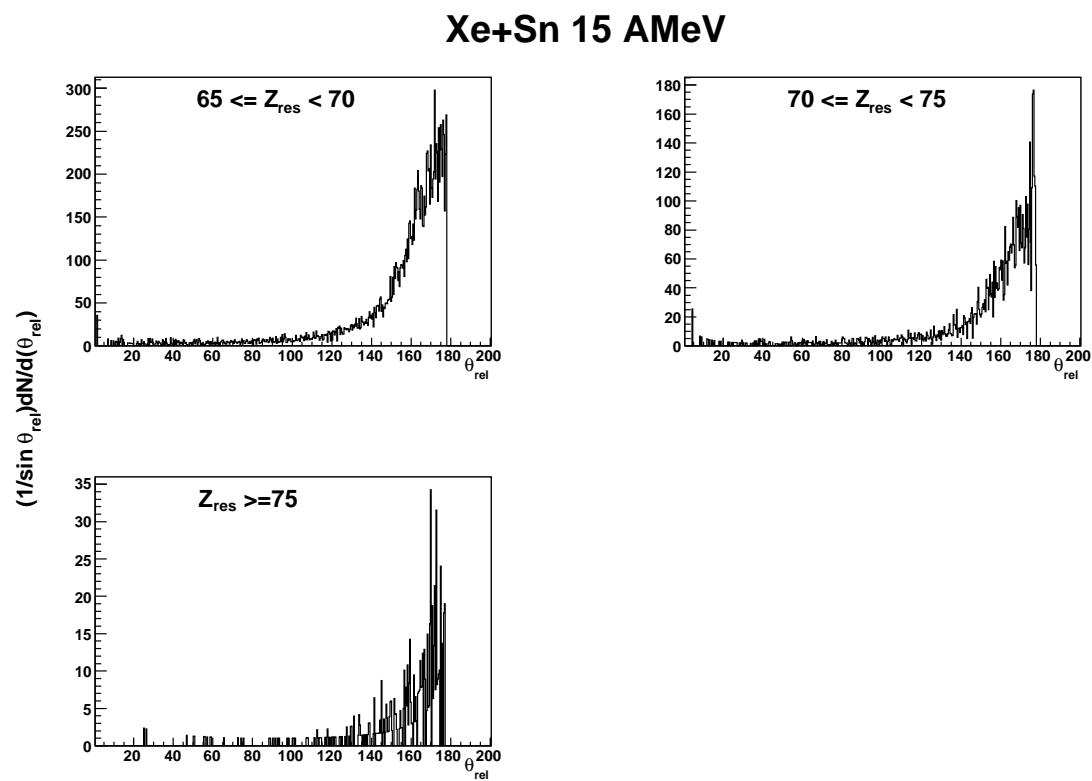


FIG. 5.20 – Angle relatif entre les deux plus gros fragments dans le repère du centre de masse pour des résidus de charge comprise entre  $Z = 65$  et  $Z = 75$ , pour la réaction Xe+Sn à 15 AMeV.

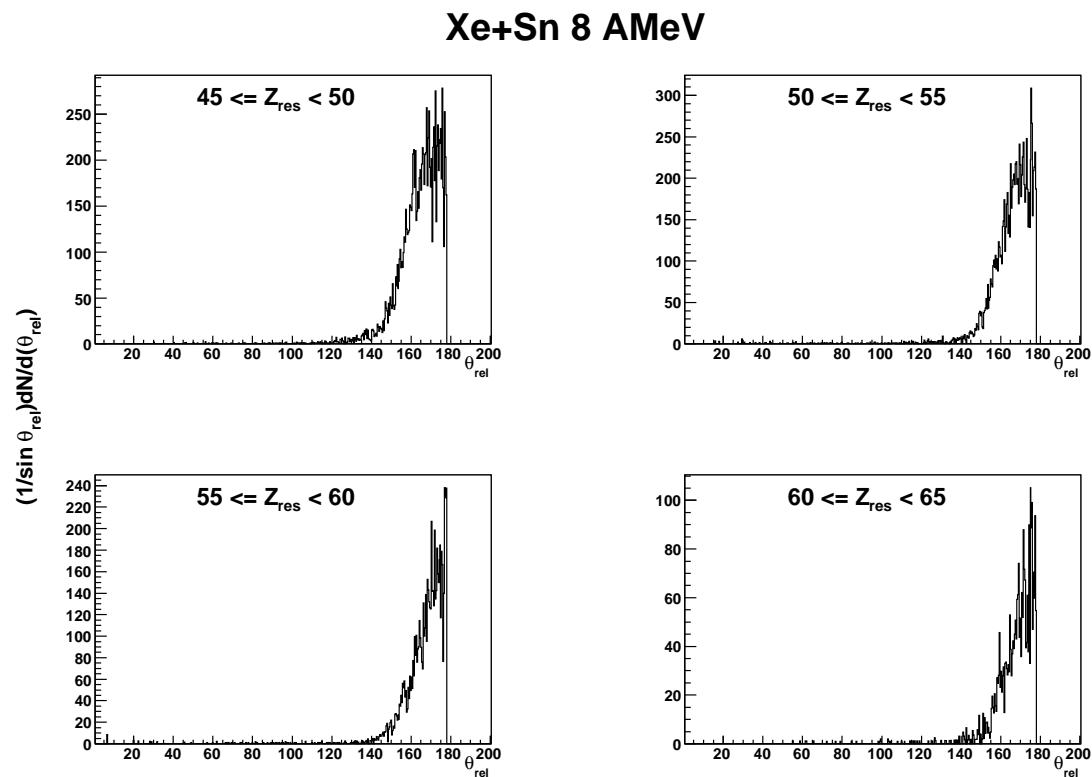


FIG. 5.21 – Angle relatif entre les deux plus gros fragments dans le repère du centre de masse pour des résidus de charge comprise entre  $Z = 45$  et  $Z = 65$ , pour la réaction Xe+Sn à 8 AMeV.

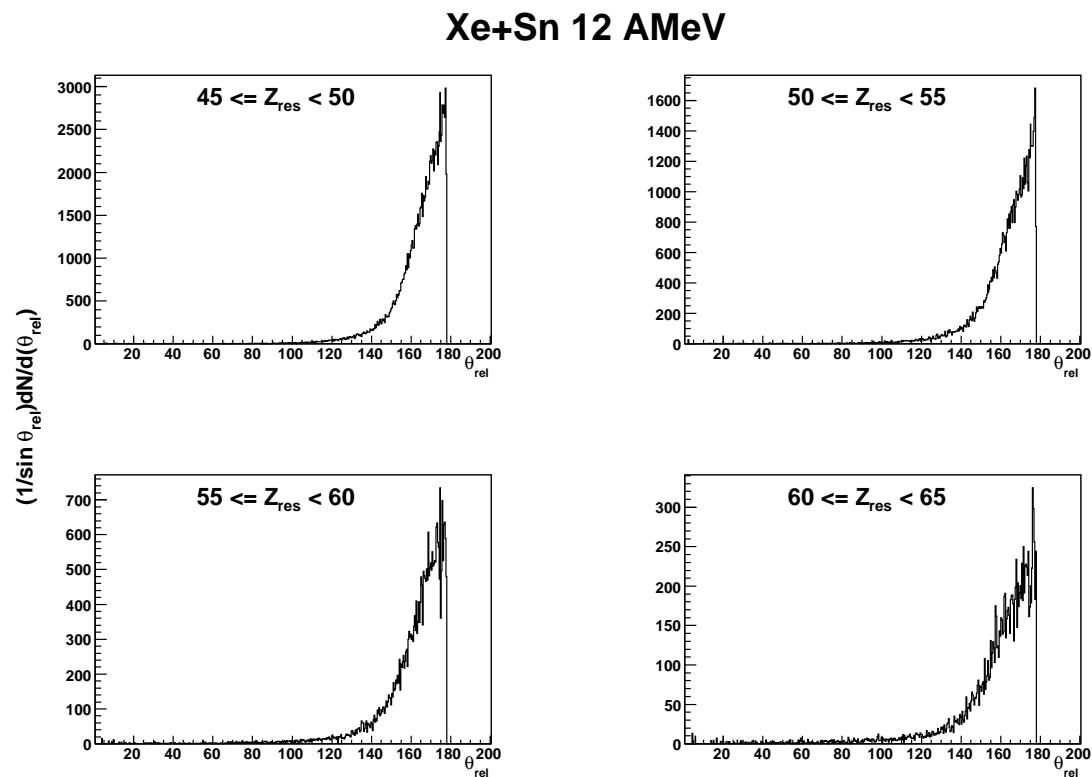


FIG. 5.22 – Angle relatif entre les deux plus gros fragments dans le repère du centre de masse pour des résidus de charge comprise entre  $Z = 45$  et  $Z = 65$ , pour la réaction Xe+Sn à 12 AMeV.

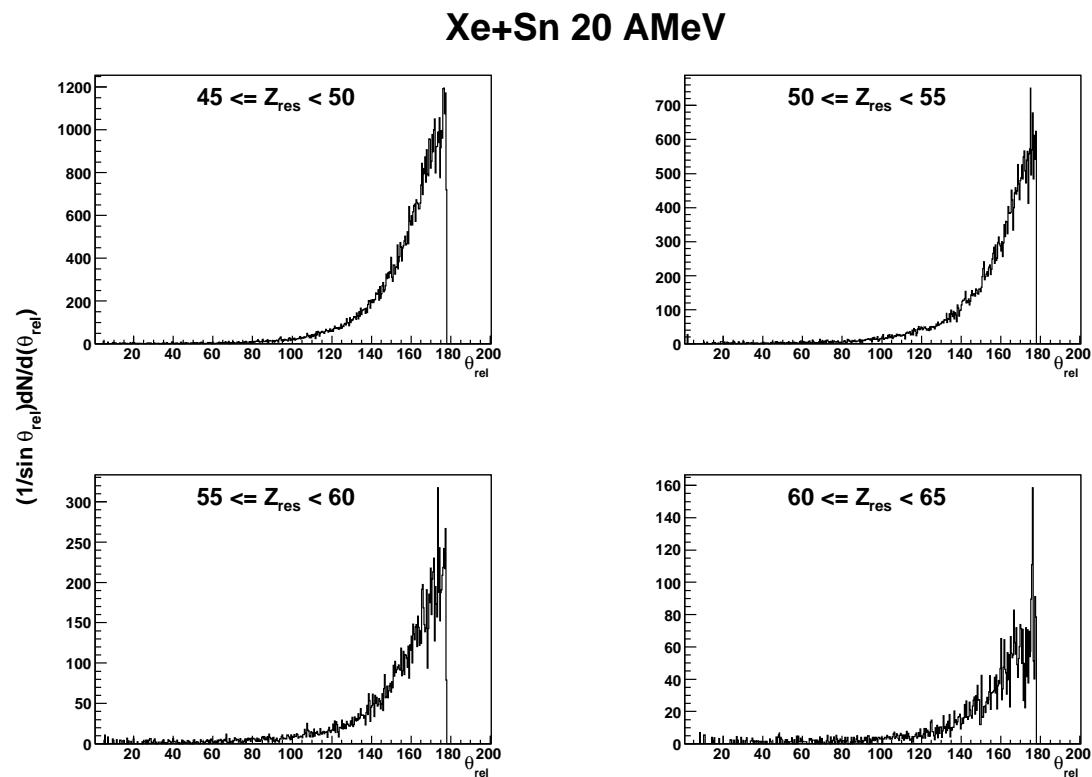


FIG. 5.23 – Angle relatif entre les deux plus gros fragments dans le repère du centre de masse pour des résidus de charge comprise entre  $Z = 45$  et  $Z = 65$ , pour la réaction Xe+Sn à 20 AMeV.

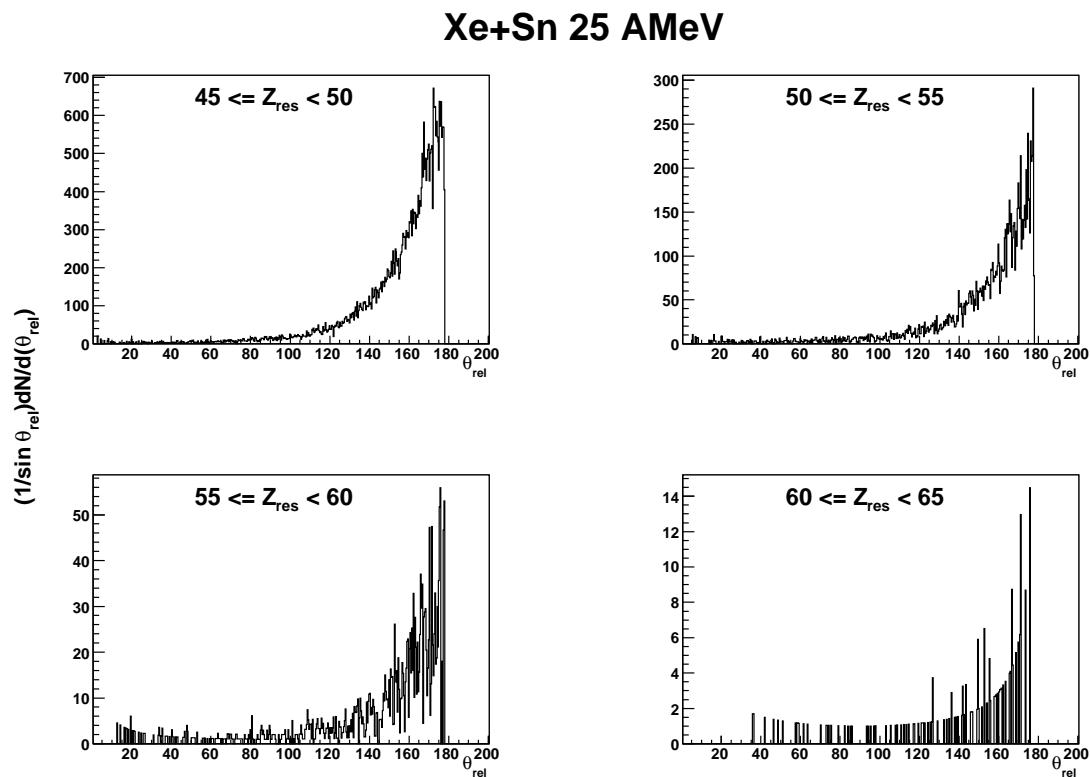


FIG. 5.24 – Angle relatif entre les deux plus gros fragments dans le repère du centre de masse pour des résidus de charge comprise entre  $Z = 45$  et  $Z = 65$ , pour la réaction Xe+Sn à 25 AMeV.

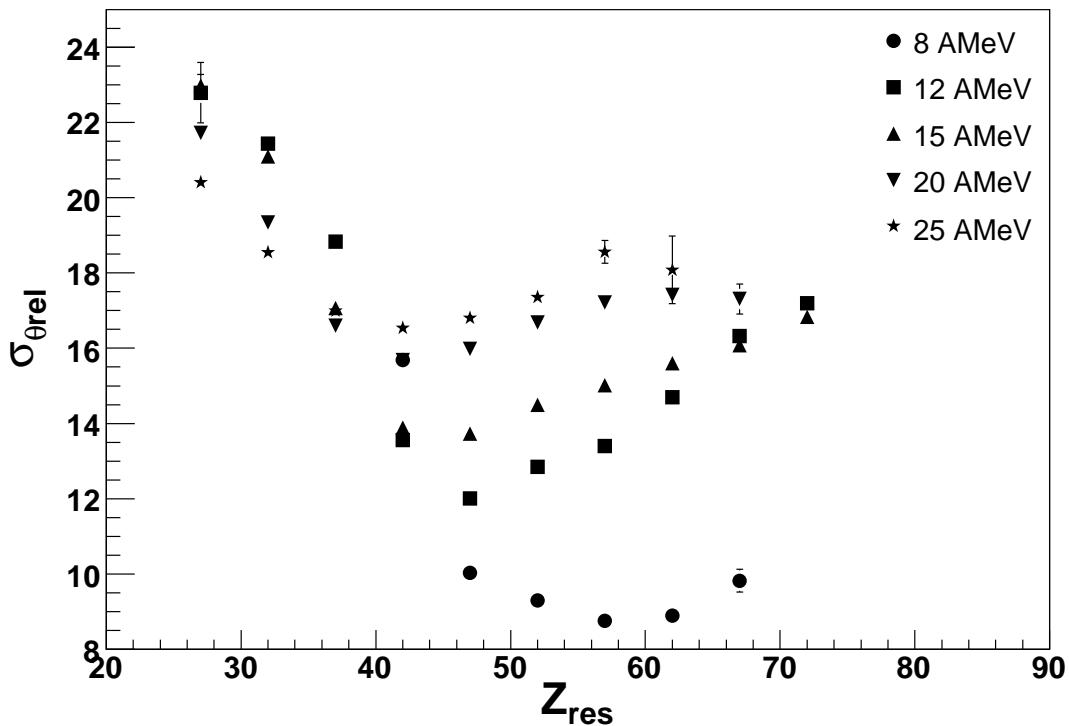


FIG. 5.25 – Largeur des distributions de l'angle relatif en fonction de la taille du résidu pour toutes les énergies incidentes étudiées. Notons que chaque marqueur comprend 5 charges. Par exemple, un marqueur à  $Z_{\text{res}} = 42$  comprend les résidus ayant une charge  $40 \leq Z_{\text{res}} < 45$

du deuxième plus gros semble se rapprocher de celle du projectile lorsque la charge du résidu augmente, c'est-à-dire lorsque  $Z_{max2}$  diminue. Les distributions de l'angle relatif, la vitesse des deux plus gros fragments ainsi que la corrélation entre ces deux observables nous permettent de conclure que les fragments  $Z_{max2}$  sont produits par différents mécanismes. Lorsque l'angle relatif entre les deux fragments est proche de  $180^\circ$  et que la vitesse de  $Z_{max2}$  est autour de celle du projectile, celui-ci est probablement une partie du projectile qui n'a pas fusionné avec la cible. Très peu d'événements présentent une vitesse du deuxième plus gros fragment nulle ou presque. Il y a donc une très faible part des événements qui correspondent à la fusion suivie de la fission d'un noyau composé. La plus grande part des événements est dominée par une vitesse de  $Z_{max2}$  intermédiaire. Dans ce cas, il n'y a pas eu la fusion complète du projectile et de la cible, mais plutôt la formation d'un système composite où les deux noyaux ont interagi suffisamment pour se séparer dans des directions opposées. Cette interaction a permis l'échange de nucléons du projectile à la cible qui a conduit à la formation du résidu.

### 5.1.5 Distributions angulaires du deuxième plus gros fragment

Observons à présent les distributions angulaires du deuxième plus gros fragment dans le repère du laboratoire montrées sur les figures 5.29, 5.30, 5.31, 5.32 et 5.33. À 8 AMeV, et dans une certaine mesure, à 12 AMeV lorsque le résidu est léger, le deuxième plus gros fragment est détecté à l'avant et à l'arrière, mais beaucoup moins à des angles autour de  $10$  à  $15^\circ$ , ce qui correspond probablement à la fragmentation du projectile. Considérant que les  $Z_{max2}$  sont produits lors de la séparation d'un système composite, on s'attend à ce qu'ils soient détectés vers l'avant. Les fragments devraient se diriger encore plus vers l'avant s'ils sont le fruit d'un quasi-projectile. Il n'est donc pas impossible que les fragments détectés à l'arrière soient produits par un projectile qui serait entré en contact avec la cible, sans fusionner, et que ce système ait tourné de façon telle que le rémanant du projectile soit dévié à ce point. Toutefois n'oublions pas que nous sommes dans le repère du laboratoire et que les événements sont d'autant plus complets que l'énergie incidente est élevée. D'ailleurs, pour les énergies supérieures à 12

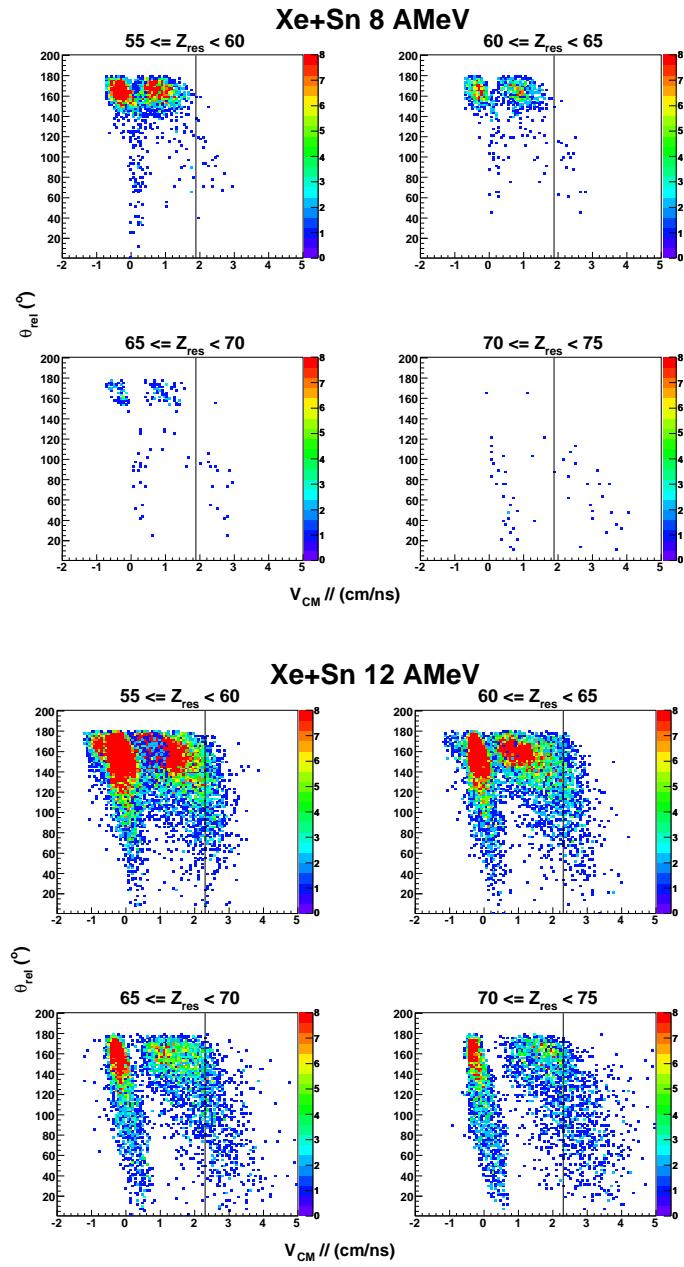


FIG. 5.26 – Angle relatif entre les deux plus gros fragments en fonction de leur vitesse dans le repère du centre de masse pour les réactions Xe+Sn à 8 (haut) et 12 AMeV (bas). Le groupe de points situé aux plus faibles vitesses correspond au résidu alors que le groupe situé aux vitesses élevées correspond au deuxième plus gros fragment. La ligne verticale représente la vitesse du projectile.

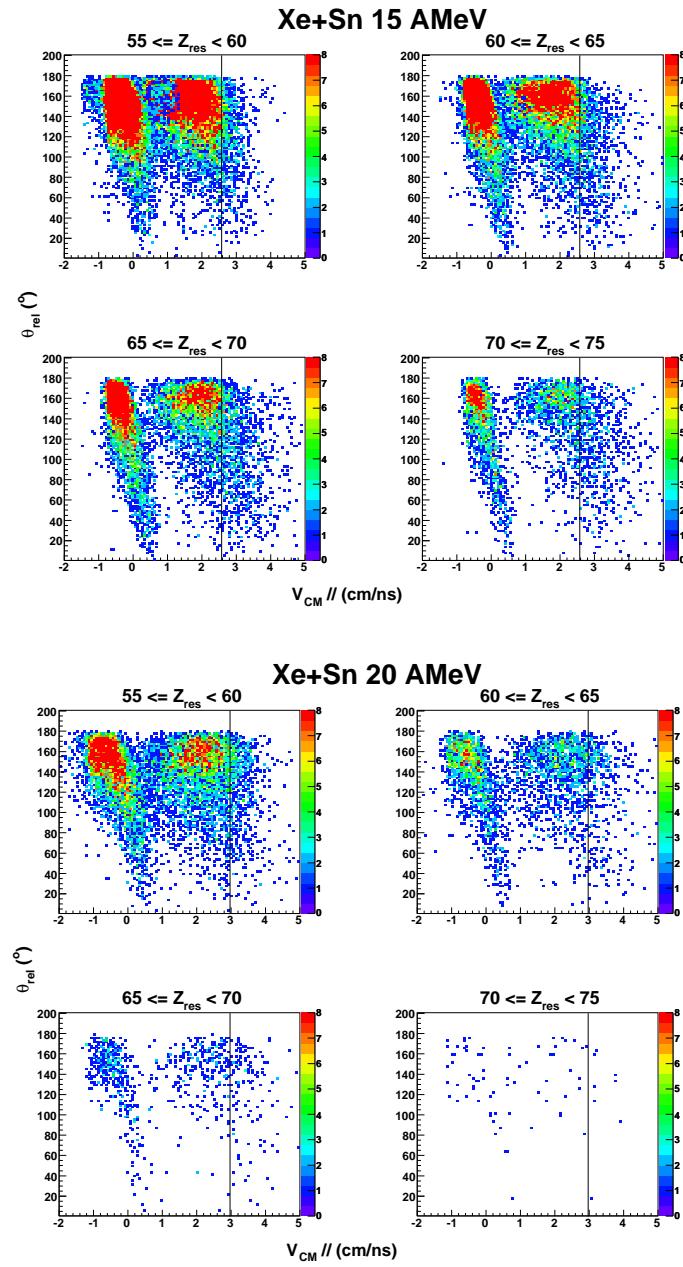


FIG. 5.27 – Angle relatif entre les deux plus gros fragments en fonction de leur vitesse dans le repère du centre de masse pour les réactions Xe+Sn à 15 (haut) et 20 AMeV (bas). Le groupe de points situé aux plus faibles vitesses correspond au résidu alors que le groupe situé aux vitesses élevées correspond au deuxième plus gros fragment. La ligne verticale représente la vitesse du projectile.

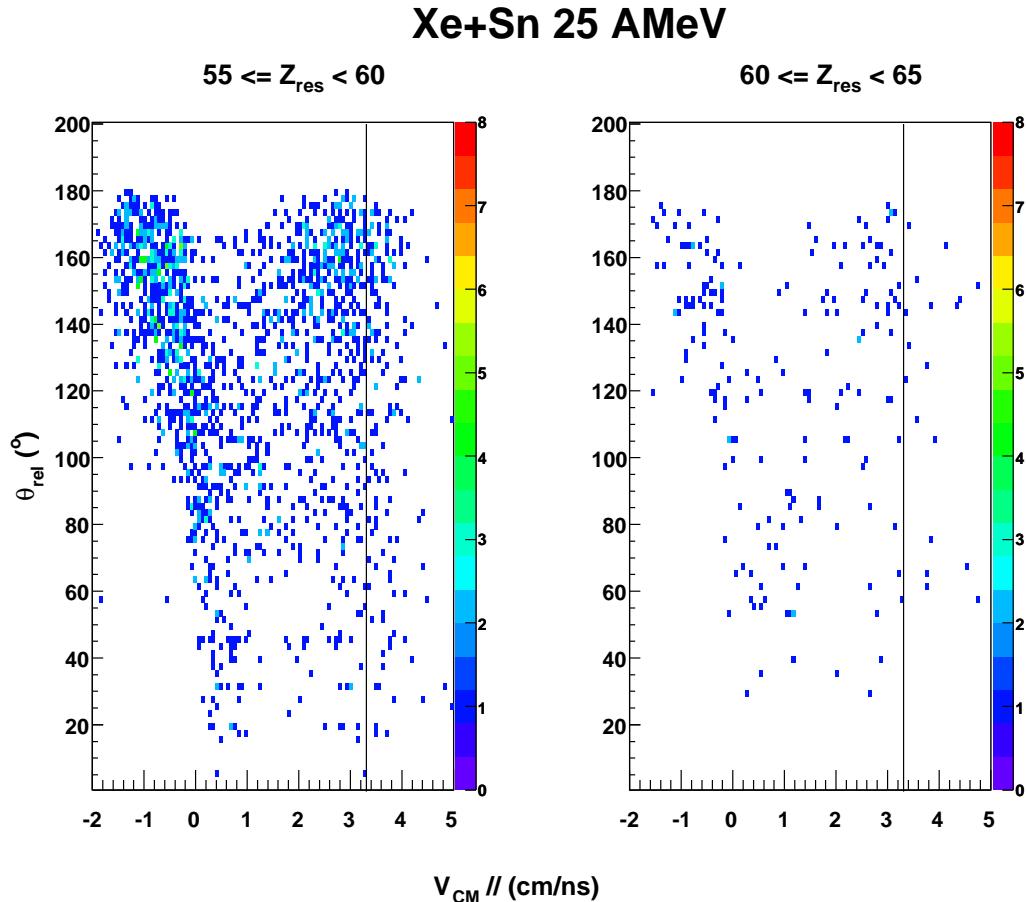


FIG. 5.28 – Angle relatif entre les deux plus gros fragments en fonction de leur vitesse dans le repère du centre de masse pour la réactions Xe+Sn à 25 AMeV. Le groupe de points situé aux plus faibles vitesses correspond au résidu alors que le groupe situé aux vitesses élevées correspond au deuxième plus gros fragment. La ligne verticale représente la vitesse du projectile.

AMeV, les distributions angulaires sont bel et bien dominées par l'avant du détecteur.

Nous avons fait le même exercice dans le repère du centre de masse sur les figures 5.34, 5.35, 5.36, 5.37 et 5.38. La ligne en pointillé correspond au deuxième plus gros fragment alors que la ligne pleine correspond au résidu. On a encore un manque de statistique à 8 AMeV dû aux évènements peu complets et aussi au fait qu'à cette énergie, comme on le verra plus tard, la multiplicité des fragments est de seulement 0.5 en moyenne. Il n'y a donc que la moitié des évènements qui présentent un deuxième plus gros fragment. On voit tout de même que pour une gamme de résidus donnée, ceux-ci sont à l'arrière du centre de masse et le fragment  $Z_{max2}$  est à l'avant. Ceci est encore plus clair sur les autres énergies incidentes. On peut visualiser le déplacement des deux plus gros fragments ainsi : après la collision, les deux partent vers l'avant, mais le résidu est derrière le  $Z_{max2}$  car il est plus lent. Dans le repère du laboratoire, ces deux fragments seront donc détectés à l'avant. De plus, comme la plus grande part du système est emportée par ces deux fragments, la conservation de l'impulsion impose ce comportement. Enfin, on peut remarquer que la distribution angulaire des résidus les plus lourds présente une anisotropie autour de  $90^\circ$ . Ceci peut être causé par le moment angulaire [3], mais cette anisotropie peut également être causée par le fait que la vitesse du résidu est légèrement inférieure à celle du centre de masse du système.

En comparant la distribution angulaire du deuxième plus gros fragment avec celle du quasi-projectile, on pourra plus facilement déterminer si une partie des deuxièmes plus gros fragments provient du projectile. Ceci est d'abord présenté dans le repère du laboratoire sur les figures 5.39 et 5.40 et ensuite dans le repère du centre de masse sur les figures 5.41 et 5.42. Les distributions sont normalisées de façon à ce que l'intégrale de la courbe soit égale à un. On montre la distribution angulaire d'un résidu ayant une charge proche de celle du projectile, d'un quasi-projectile sélectionné comme mentionné dans le chapitre 3, ainsi que d'un fragment  $Z_{max2}$  en coïncidence avec un résidu de charge proche du projectile. À 8 et 12 AMeV on retrouve la remontée vue précédemment, mais comme elle se retrouve également sur la distribution angulaire du quasi-projectile on peut penser que c'est un artifice causé par les coupures et le repère

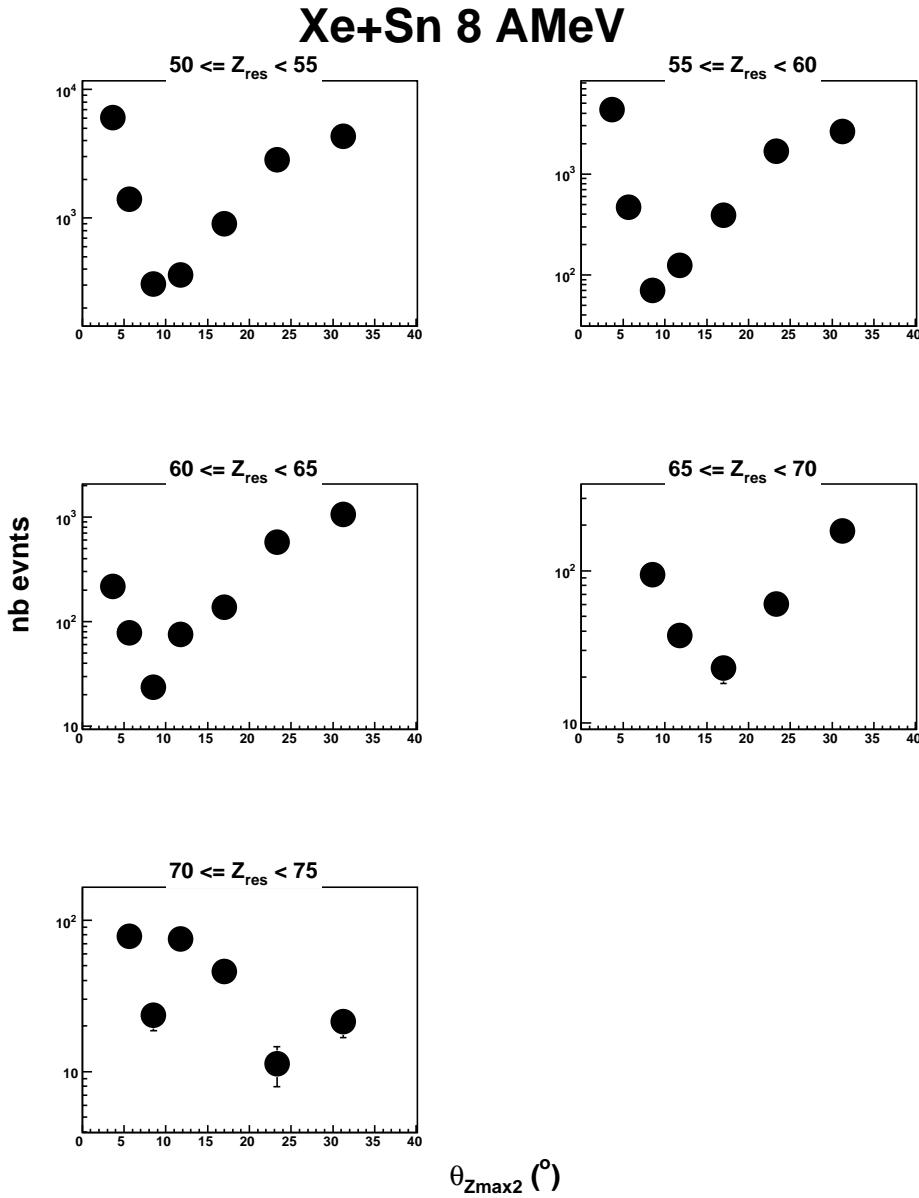


FIG. 5.29 – Distributions angulaires dans le repère du laboratoire du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec différentes gammes de résidus pour la réaction Xe+Sn à 8 AMeV

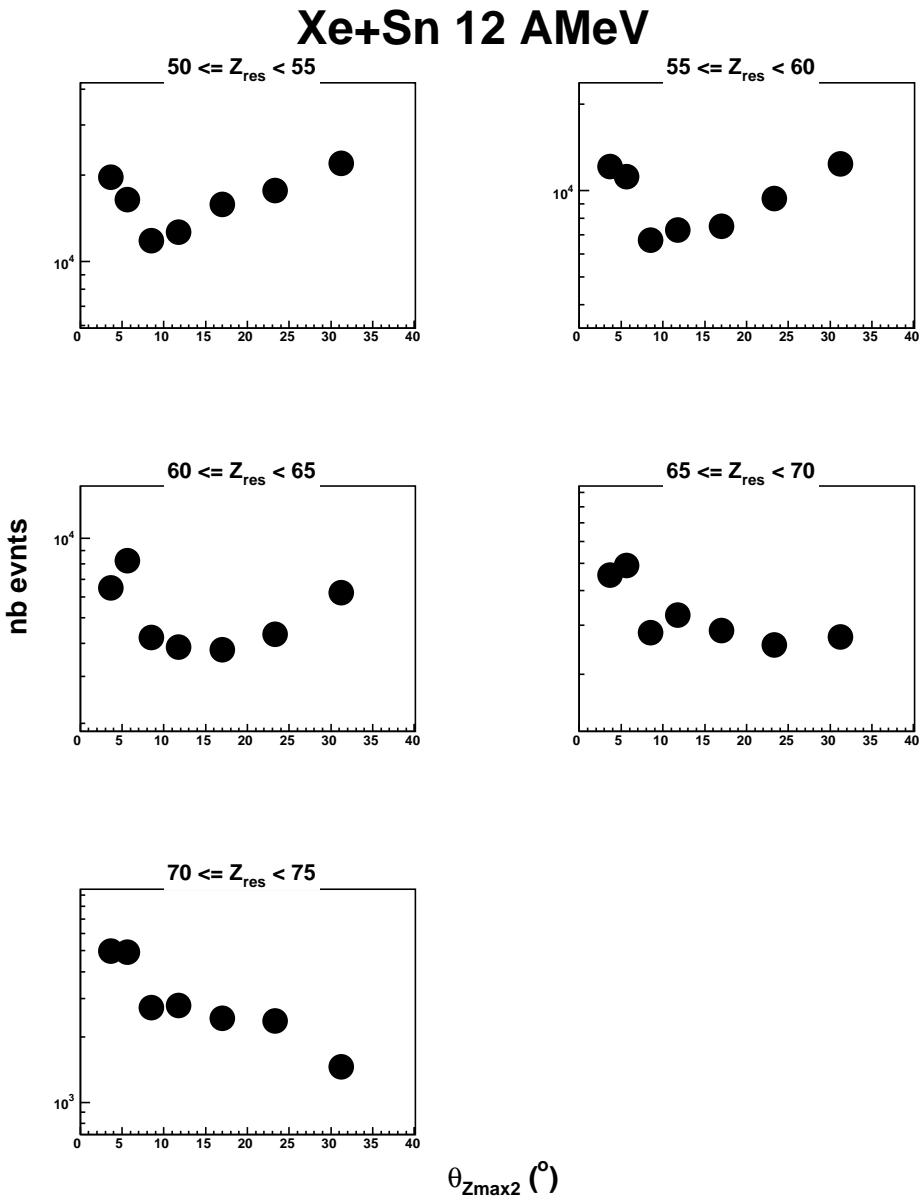


FIG. 5.30 – Distributions angulaires dans le repère du laboratoire du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec différentes gammes de résidus pour la réaction Xe+Sn à 12 AMeV

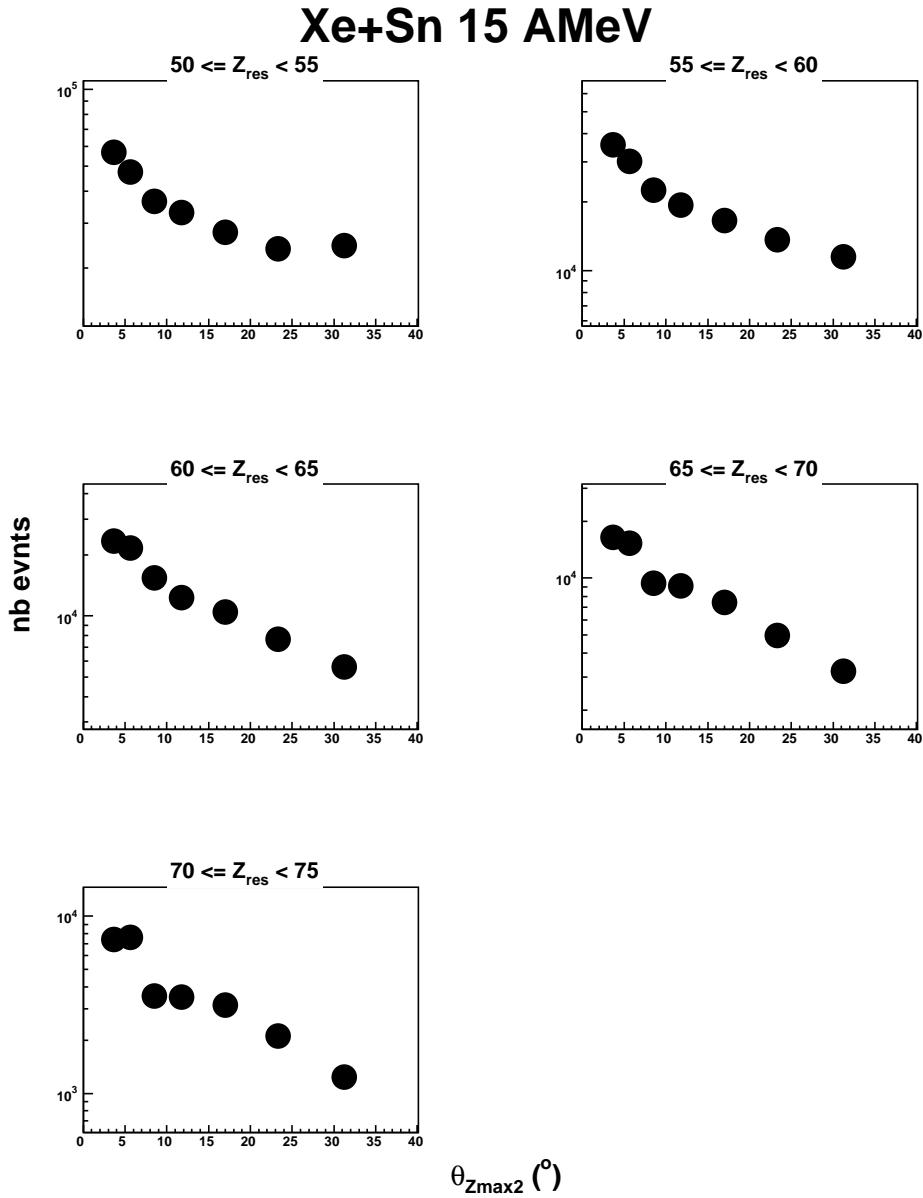


FIG. 5.31 – Distributions angulaires dans le repère du laboratoire du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec différentes gammes de résidus pour la réaction Xe+Sn à 15 AMeV

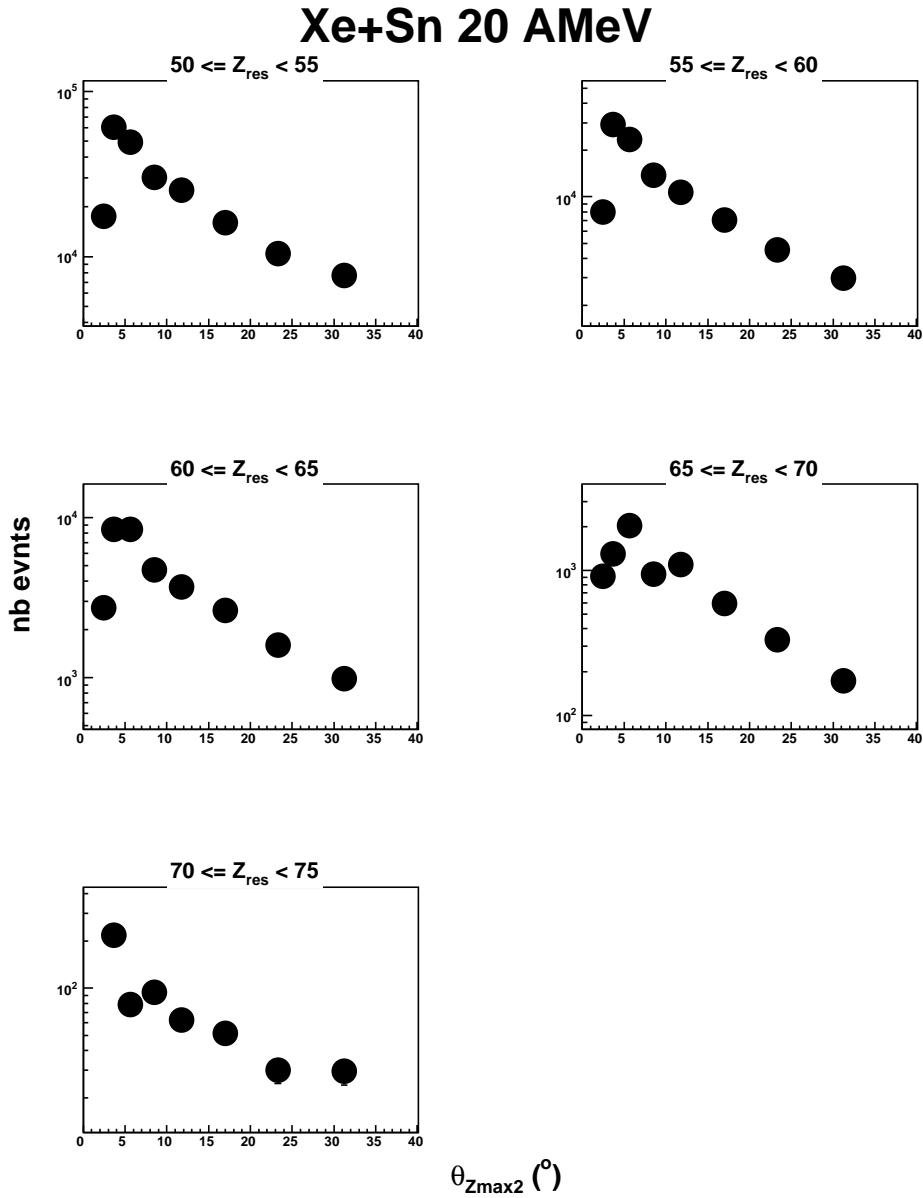


FIG. 5.32 – Distributions angulaires dans le repère du laboratoire du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec différentes gammes de résidus pour la réaction Xe+Sn à 20 AMeV

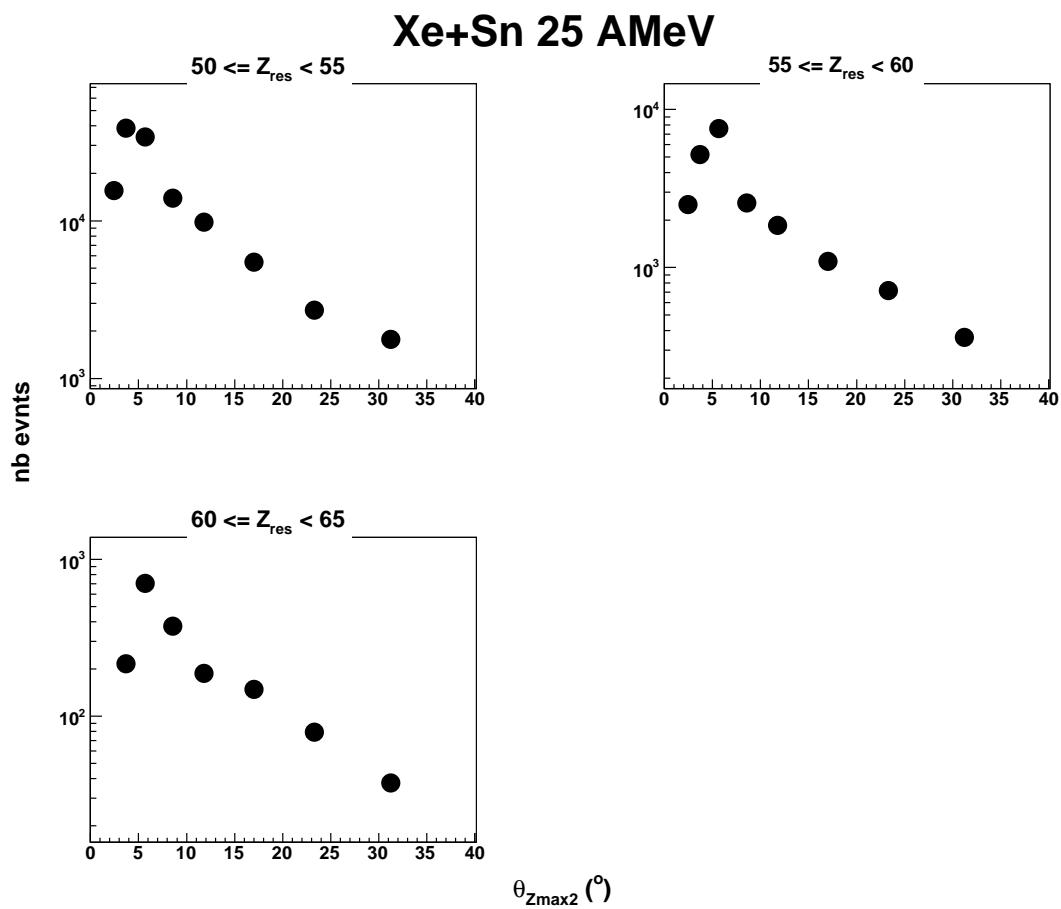


FIG. 5.33 – Distributions angulaires dans le repère du laboratoire du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec différentes gammes de résidus pour la réaction Xe+Sn à 25 AMeV

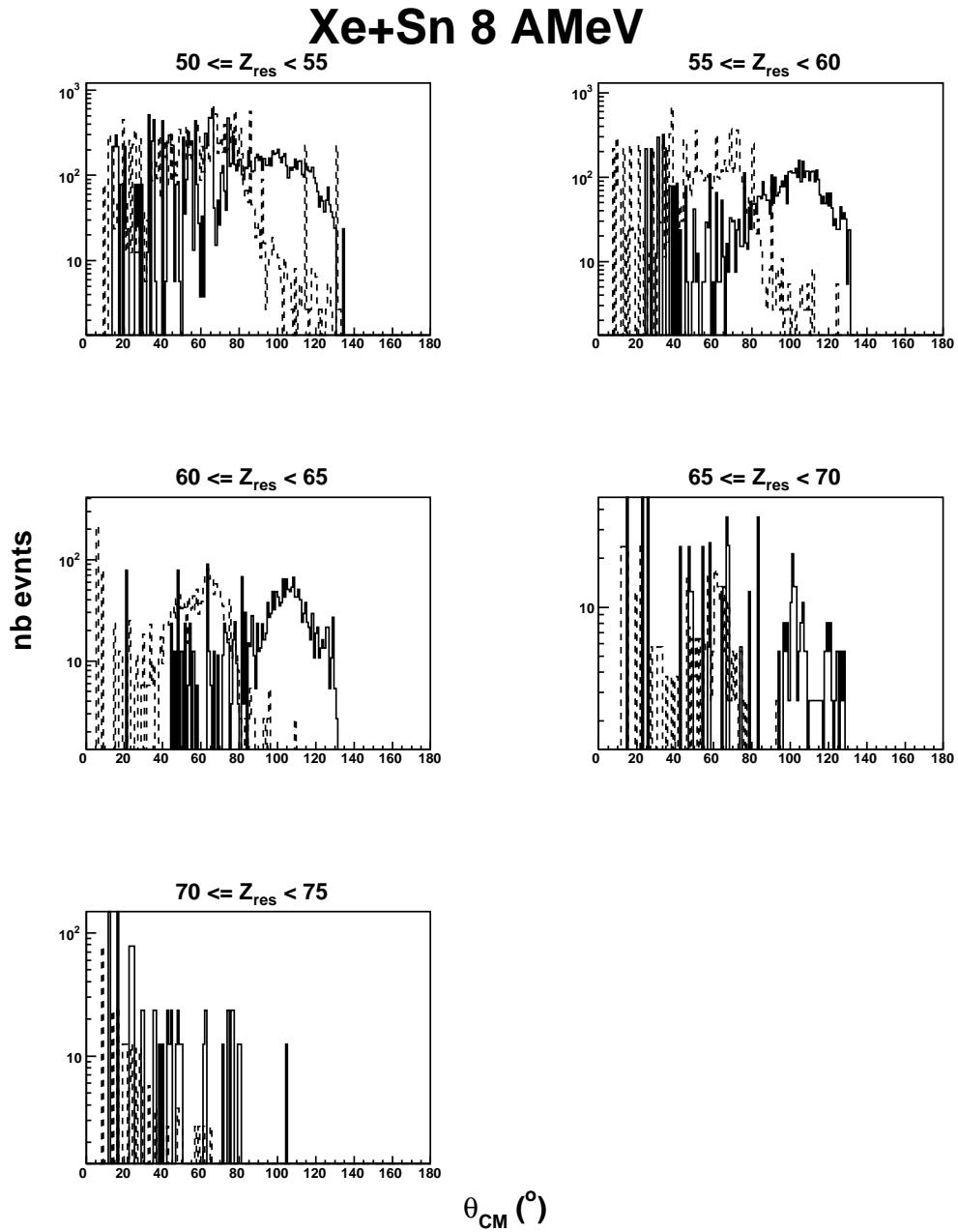


FIG. 5.34 – Distributions angulaires, dans le repère du centre de masse, du résidu (ligne pleine) et du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec ce résidu (ligne pointillée) pour une énergie incidente de 8 AMeV.

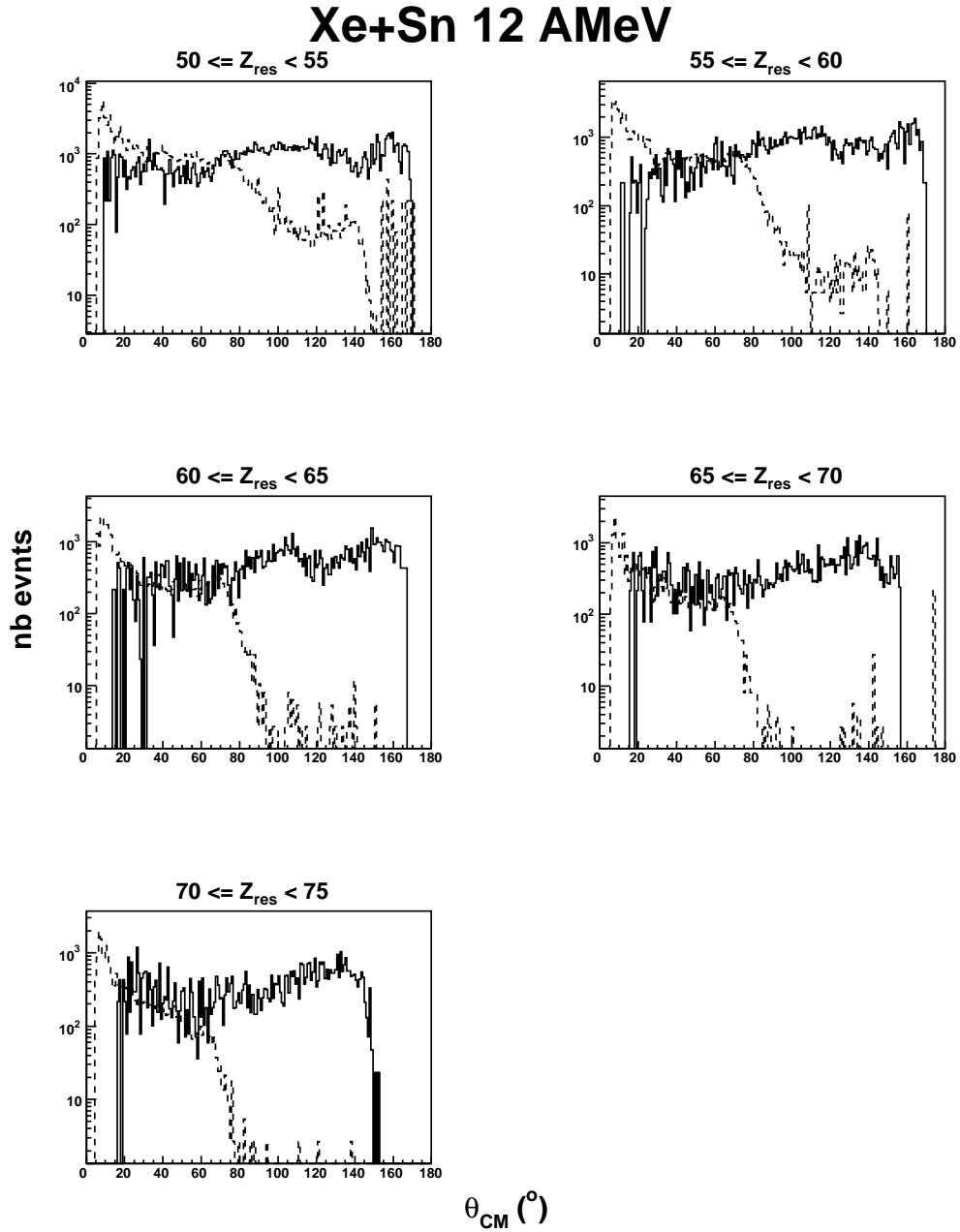


FIG. 5.35 – Distributions angulaires, dans le repère du centre de masse, du résidu (ligne pleine) et du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec ce résidu (ligne pointillée) pour une énergie incidente de 12 AMeV.

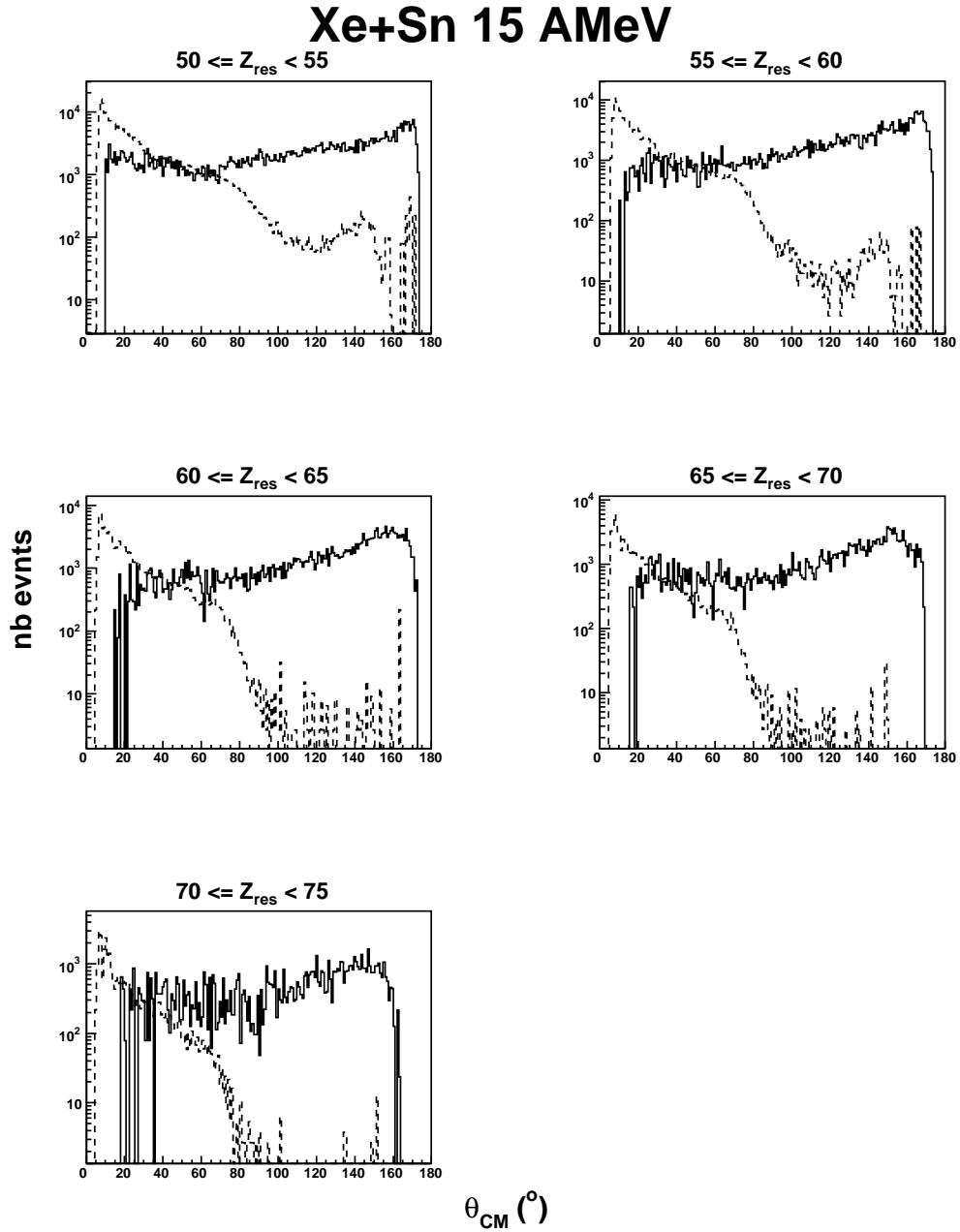


FIG. 5.36 – Distributions angulaires, dans le repère du centre de masse, du résidu (ligne pleine) et du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec ce résidu (ligne pointillée) pour une énergie incidente de 15 AMeV.

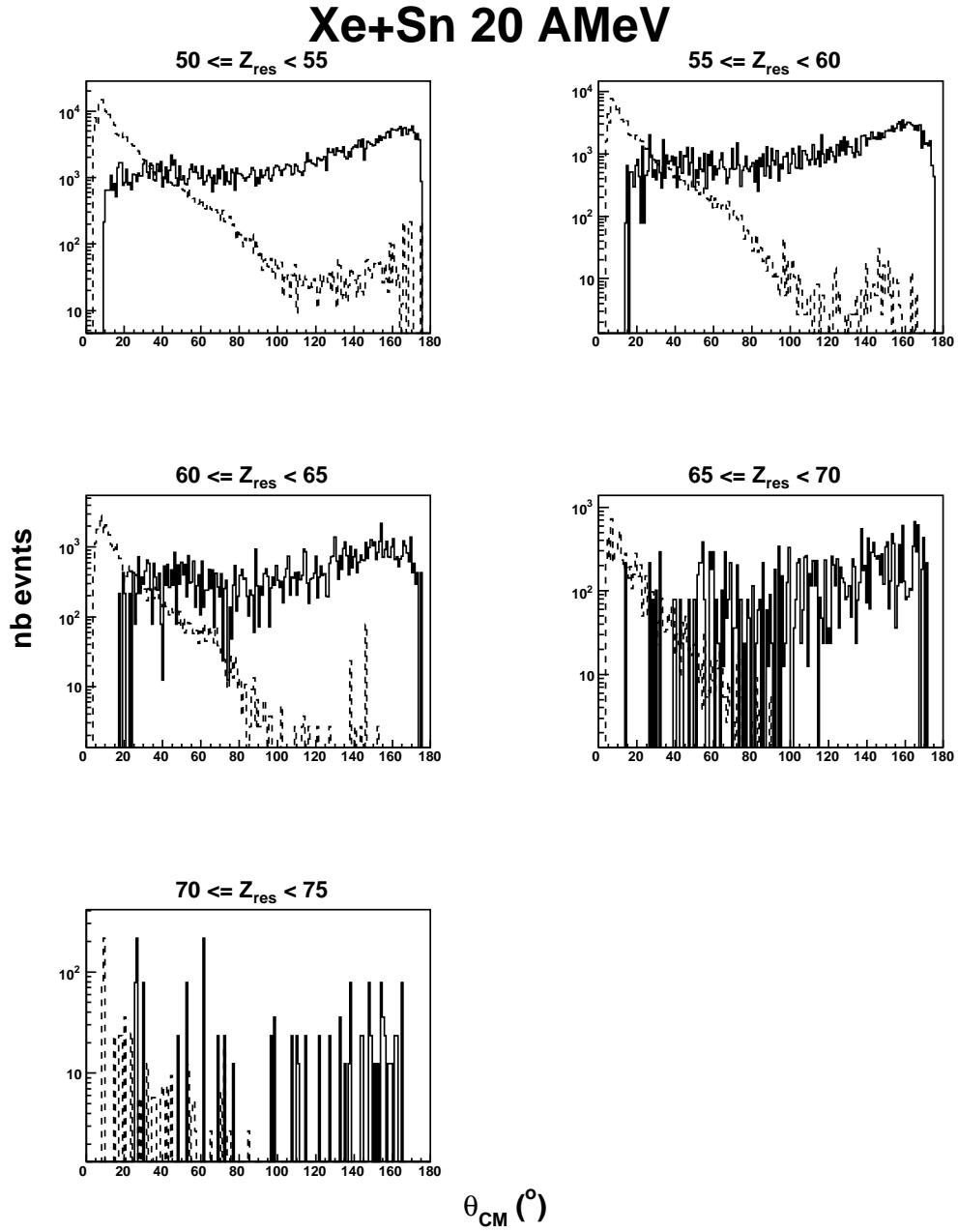


FIG. 5.37 – Distributions angulaires, dans le repère du centre de masse, du résidu (ligne pleine) et du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec ce résidu (ligne pointillée) pour une énergie incidente de 20 AMeV.

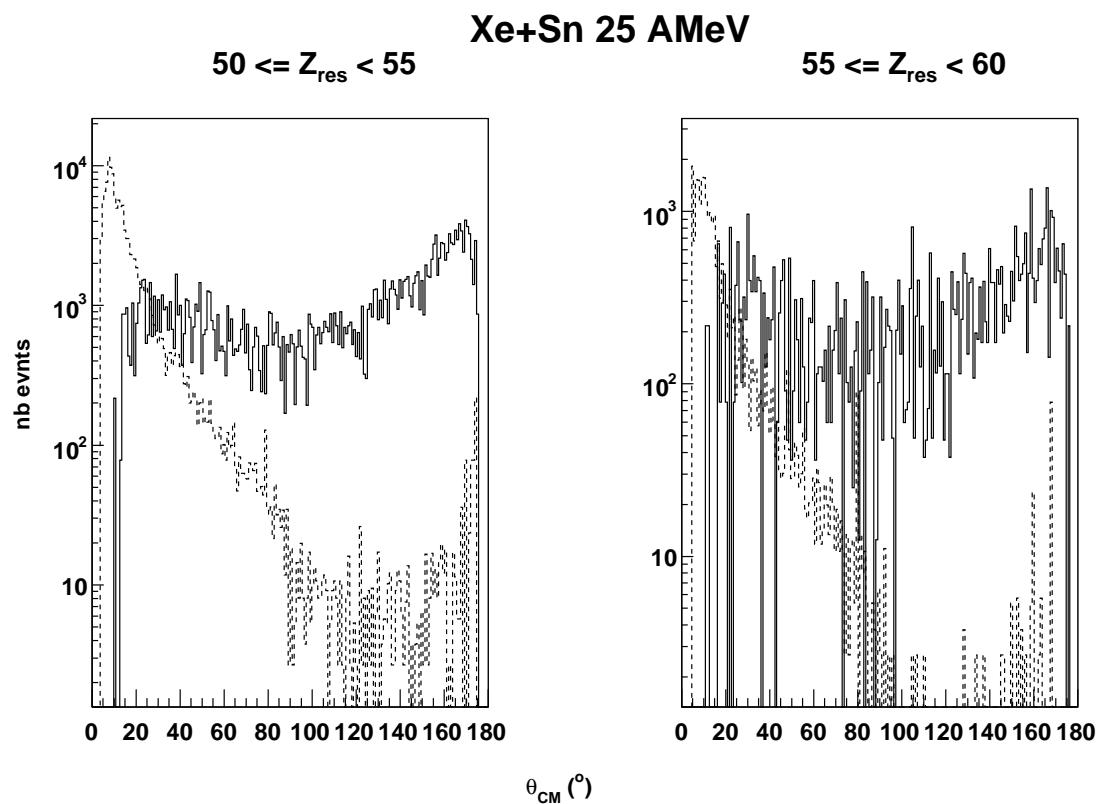


FIG. 5.38 – Distributions angulaires, dans le repère du centre de masse, du résidu (ligne pleine) et du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec ce résidu (ligne pointillée) pour une énergie incidente de 25 AMeV.

du laboratoire. Dans le repère du centre de masse la distribution est bien comme on s'y attend, le quasi-projectile se dirige vers l'avant. De façon globale, la distribution angulaire du deuxième plus gros fragment ne suit pas celle du quasi-projectile. Mais si on regarde attentivement les distributions, dans les deux repères, on voit que pour les petits angles, la distribution du deuxième plus gros semble correspondre à celle du quasi-projectile. La distribution s'éloigne ensuite de celle du QP. Ceci confirme donc notre observation précédente voulant que plusieurs processus se superposent, c'est-à-dire qu'une partie des fragments  $Z_{max2}$  sont un rémanent du projectile et que la majeure partie correspond à la séparation d'un système composite qui est entré en contact suffisamment longtemps pour transférer de la matière du projectile à la cible. Ce transfert est même plus important que celui observé dans les systèmes Mo+Mo et Sn+Sn par Stefanini [5]

### 5.1.6 Contribution de la fission

Une part non négligeable des  $Z_{max2}$  peut être due à la fission asymétrique du système. La systématique de Viola [47] offre une fonction simple qui permet de déterminer l'énergie la plus probable libérée lors de la fission d'un noyau composé. Cette fonction est la suivante :

$$\langle E \rangle = 0.1189Z^2/A^{1/3} + 7.3\text{MeV}$$

où  $\langle E \rangle$  est l'énergie la plus probable, Z la charge du noyau composé et A sa masse. Avec cette fonction, on peut évaluer la vitesse relative qui correspond à la fission et la comparer aux valeurs expérimentales obtenues. Par exemple si le système Xe+Sn subit une fusion complète suivie d'une fission symétrique, la vitesse relative entre les fragments de fission serait de 2.6 à 2.7 cm/ns. Le tableau 5.2 présente la vitesse relative déterminée par la systématique de Viola, ainsi que celle obtenue expérimentalement, pour différentes gammes de résidus avec le deuxième plus gros fragment correspondant. On constate que la vitesse relative moyenne expérimentale est toujours en dessous de

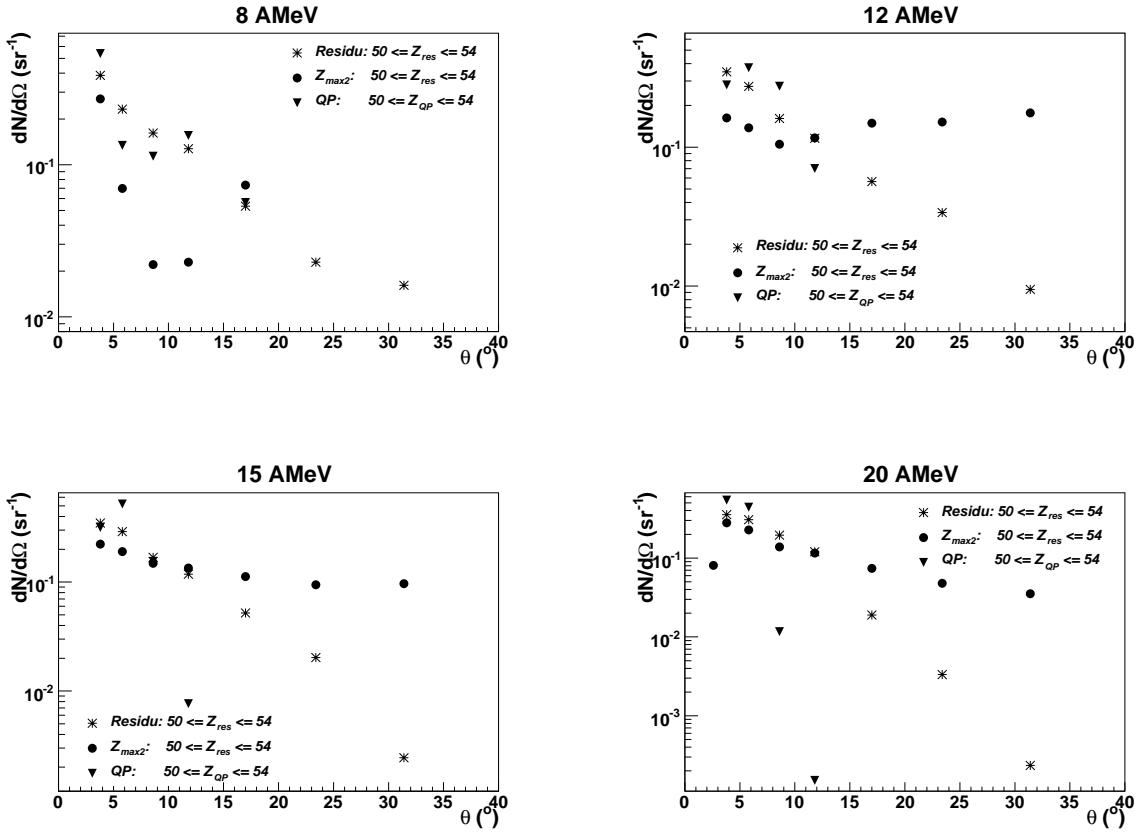


FIG. 5.39 – Distributions angulaires, dans le repère du laboratoire, du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec un résidu ayant une charge comprise entre 50 et 54, ainsi que d'un résidu et d'un quasi-projectile ayant une charge proche du xénon pour des énergies incidentes de 8 à 20 AMeV.

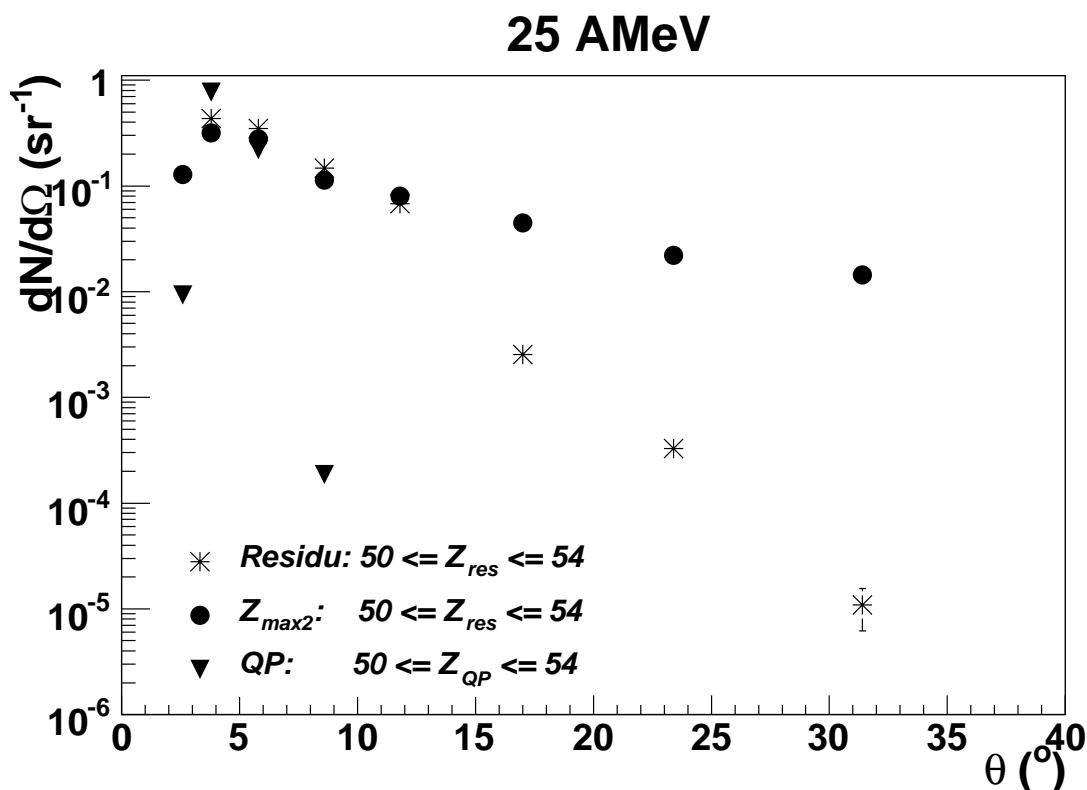


FIG. 5.40 – Distributions angulaires, dans le repère du laboratoire, du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec un résidu ayant une charge comprise entre 50 et 54, ainsi que d'un résidu et d'un quasi-projectile ayant une charge proche du xénon pour une énergie incidente de 25 AMeV

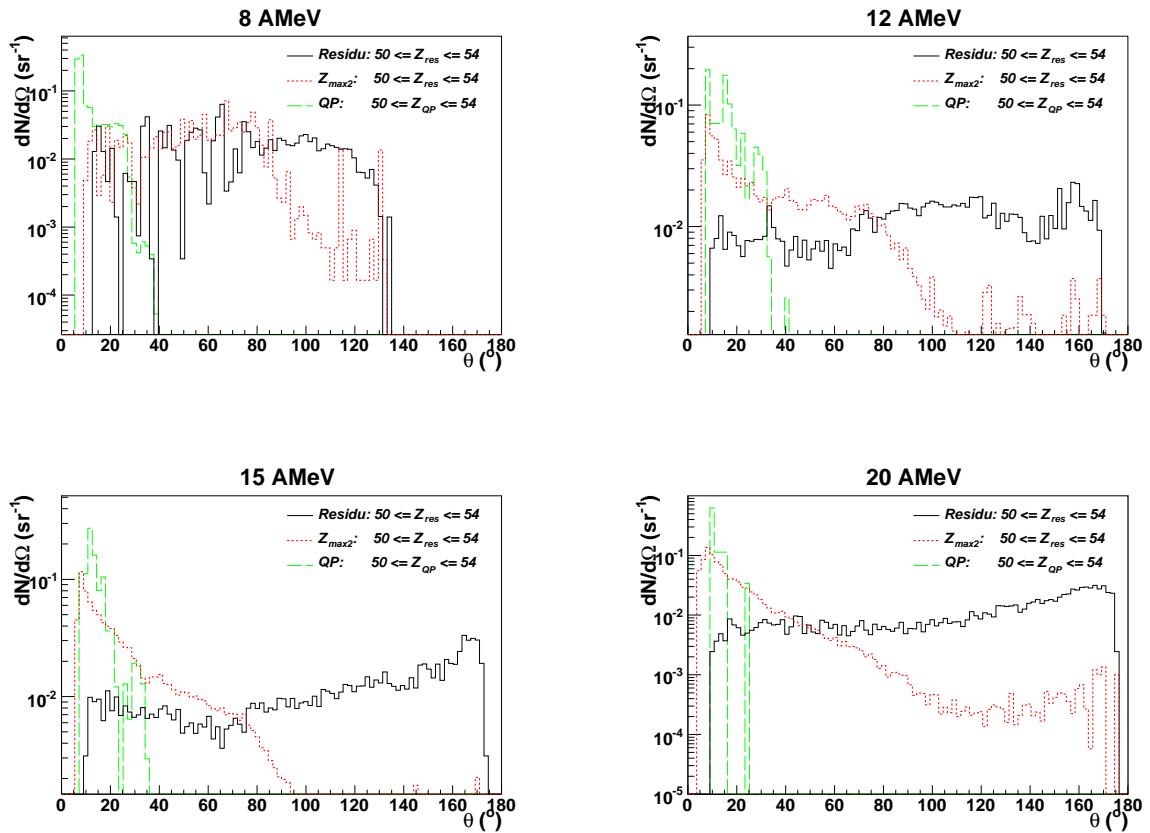


FIG. 5.41 – Distributions angulaires, dans le repère du centre de masse, du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec un résidu ayant une charge comprise entre 50 et 54, ainsi que d'un résidu et d'un quasi-projectile ayant une charge proche du xénon pour des énergies incidentes de 8 à 20 AMeV.

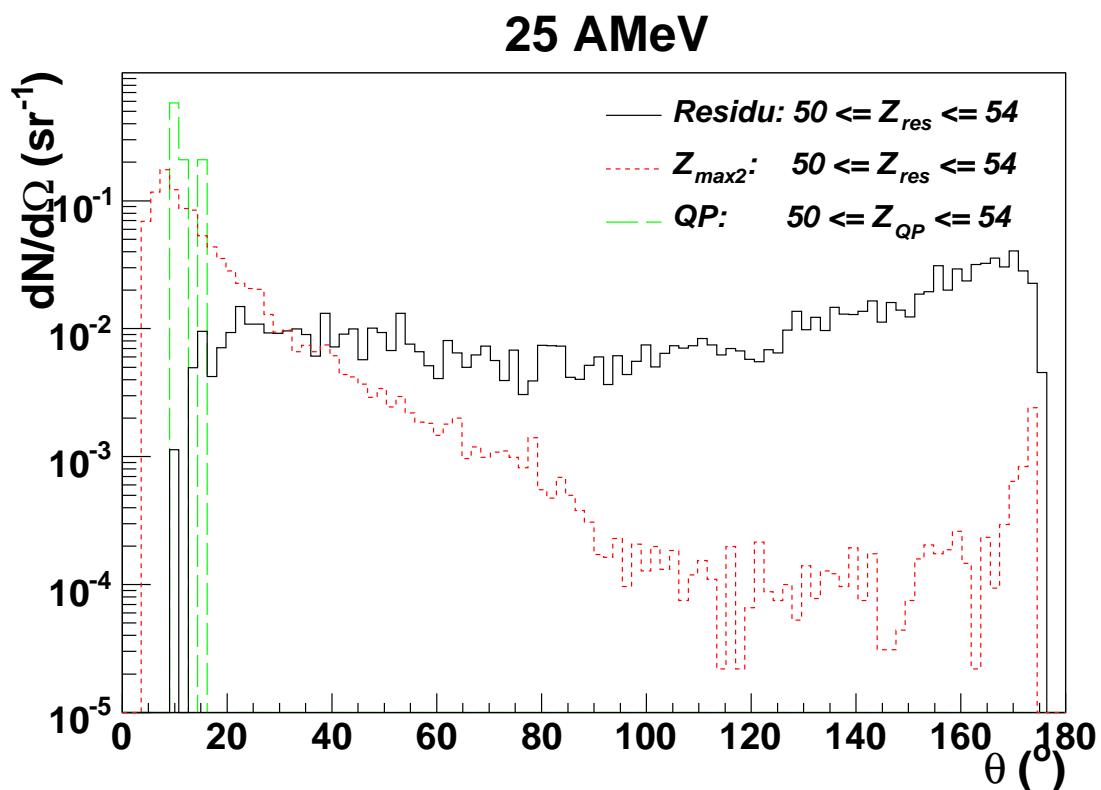


FIG. 5.42 – Distributions angulaires, dans le repère du centre de masse, du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec un résidu ayant une charge comprise entre 50 et 54, ainsi que d'un résidu et d'un quasi-projectile ayant une charge proche du xénon pour une énergie incidente de 25 AMeV

la vitesse prédictée pour la fission. Ceci confirme que le mécanisme dominant n'est pas la fission d'un noyau composé. Cependant, en observant la figure 5.43, qui représente la vitesse relative entre les deux plus gros fragments pour la réaction à 15 AMeV, on remarque qu'une fraction importante des événements se trouve à la vitesse prédictée par la systématique de Viola. Pour les autres énergies incidentes, le comportement est semblable.

$E_{inc}$	$Z_{res}$	$\langle Z_{max2} \rangle$	$V_{viola}$	$\langle V_{rel} \rangle$
8	55-59	35,81	2,5-2,6	0,6
	60-64	33,37	2,6-2,7	0,8
	65-69	29,49	2,7-2,8	1,2
12	55-59	25,45	2,6-2,6	1,3
	60-64	21,5	2,6-2,8	1,6
	65-69	16,42	3,0-3,1	2,0
15	55-59	20,24	2,6- 2,7	1,6
	60-64	16,51	2,9-3,0	1,9
	65-69	12,53	3,2-3,3	2,2
20	55-59	12,88	2,9- 3,0	2,0
	60-64	10,18	3,3-3,4	2,3
	65-69	8,05	3,7-3,9	2,6
25	55-59	8,88	3,2- 3,4	2,4
	60-64	7,35	3,6-3,8	2,4

TAB. 5.2 – Vitesses relatives selon la systématique de Viola et vitesses relatives moyennes obtenues pour différents résidus de 8 à 25 AMeV.  $E_{inc}$  est l'énergie incidente,  $Z_{res}$  la charge de la gamme de résidus utilisée,  $\langle Z_{max2} \rangle$  est la charge moyenne du deuxième plus gros fragment en coïncidence avec la gamme de résidus,  $V_{viola}$  est la vitesse relative entre les deux fragments s'ils sont produits par la fission selon la systématique de Viola [47] et  $\langle V_{rel} \rangle$  est la vitesse relative moyenne entre les deux fragments obtenue expérimentalement. Les deux valeurs de  $V_{viola}$  correspondent aux deux valeurs extrêmes de la gamme de charges des résidus.

Sur la figure 5.44 on présente le produit de la charge du résidu et du deuxième plus

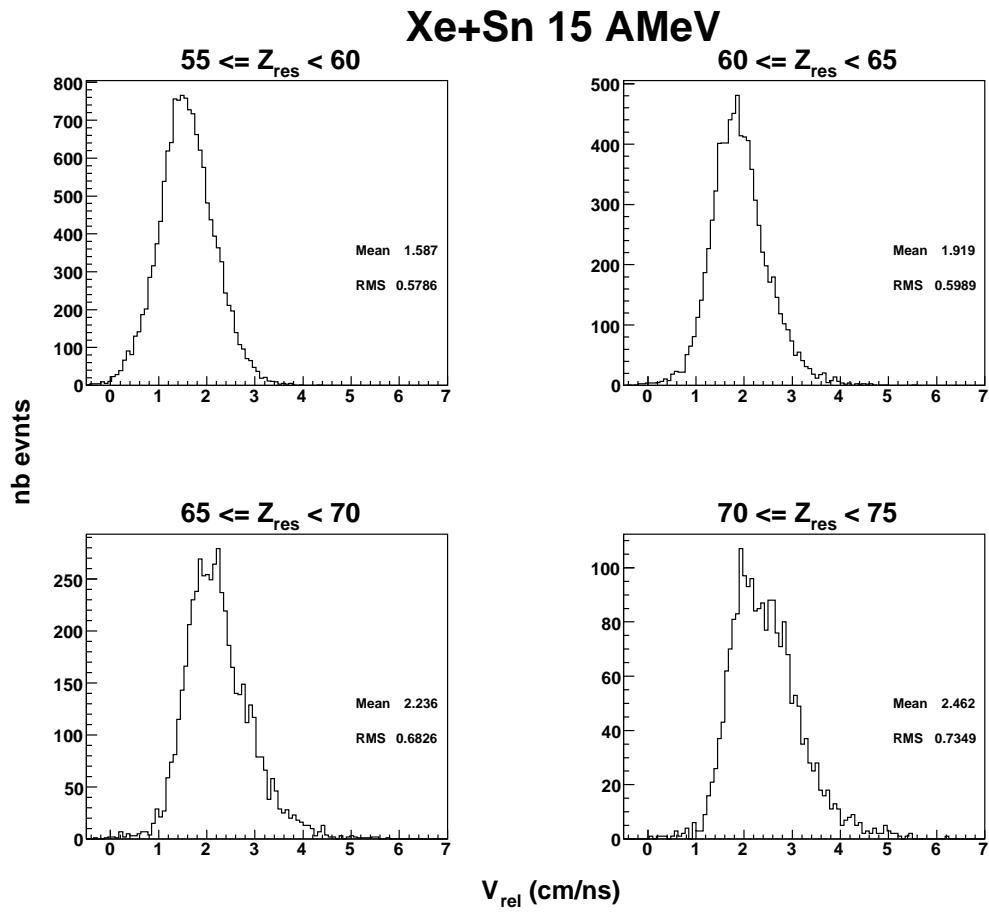


FIG. 5.43 – Vitesses relatives,  $V_{rel}$ , entre le résidu et le deuxième plus gros fragment à 15 AMeV, pour différentes gammes de résidus.

gros fragment ( $Z_{max} * Z_{max2}$ ) en fonction de la vitesse relative  $V_{rel}$ , pour la réaction à 15 AMeV. Le produit  $Z_{max} * Z_{max2}$  permet de quantifier l'asymétrie entre les deux fragments. Si le produit est grand, les deux fragments ont une charge élevée, alors que si le produit est faible, on a plutôt un gros résidu et un petit  $Z_{max2}$ . Ici encore, on voit que pour la plus grande partie des événements la vitesse relative est inférieure à celle attendue dans le cas de la fission d'un noyau composé. De plus, on constate que lorsque la vitesse relative correspond à la fission, par exemple à  $V_{rel} = 2.6 \text{ cm/ns}$  pour les résidus ayant une charge comprise entre 50 et 55, les résidus et les  $Z_{max2}$  ne sont pas les plus symétriques, et qu'il y a ces événements sur une grande gamme de valeurs  $Z_{max} * Z_{max2}$ . Là encore, on confirme que le processus qui domine la production des résidus n'est pas la fission. Aux autres énergies incidentes, le comportement est semblable.

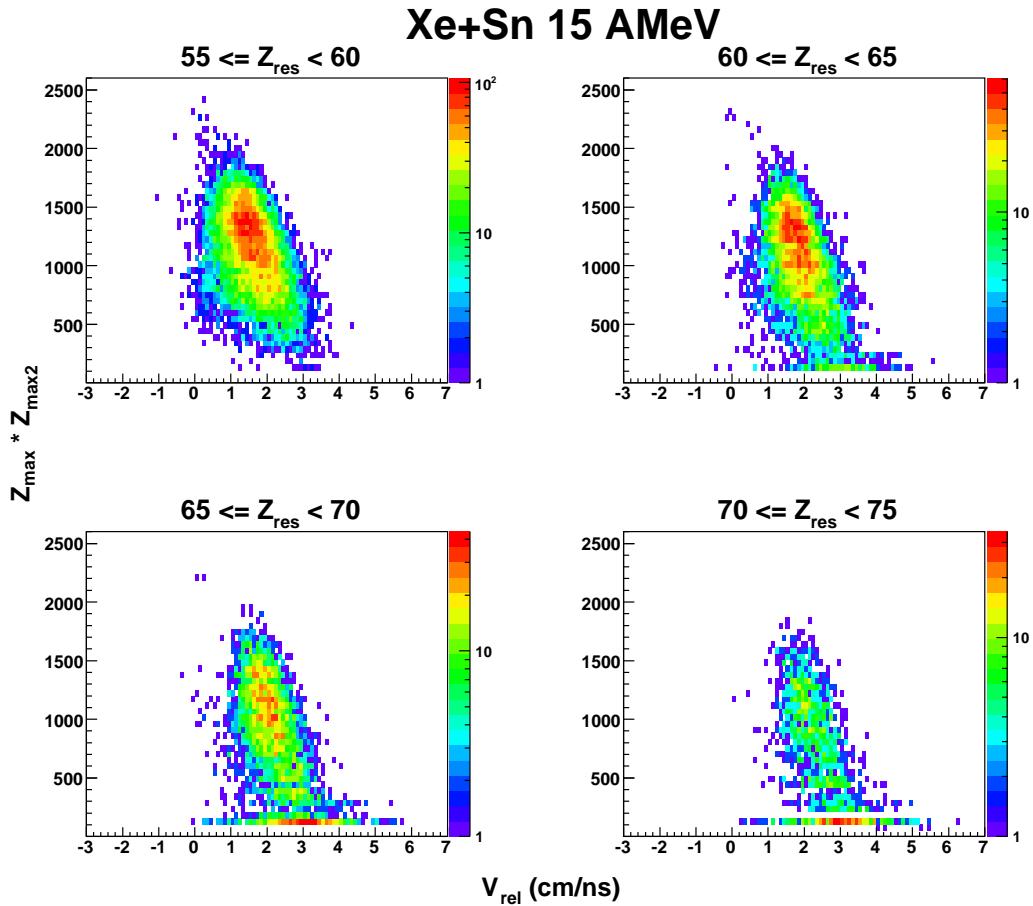


FIG. 5.44 – Produit de la charge du résidu et du deuxième plus gros fragment,  $Z_{max} * Z_{max2}$ , en fonction de la vitesse relative,  $V_{rel}$ , pour la réaction à 15 AMeV.

Sur la figure 5.45, on présente la vitesse relative  $V_{rel}$  en fonction de l'angle relatif  $\theta_{rel}$  pour la réaction à 15 AMeV. Avec cette figure, on tente de voir si les événements qui correspondent à la fission présentent un angle relatif proche de  $180^\circ$ . Prenons encore un fois l'exemple des résidus ayant une charge comprise entre 50 et 55, pour lesquels la fission correspond à une vitesse relative d'environ 2.6 cm/ns. On voit que les événements pour cette valeur ont un grand angle relatif, mais il n'est pas d'exactement  $180^\circ$  et la distribution est large. Cela n'est pas incompatible avec un fission, mais comme l'angle relatif est pris dans le centre de masse du système, cela signifie simplement que le noyau qui a fissiionné n'avait pas une charge égale à celle du système.

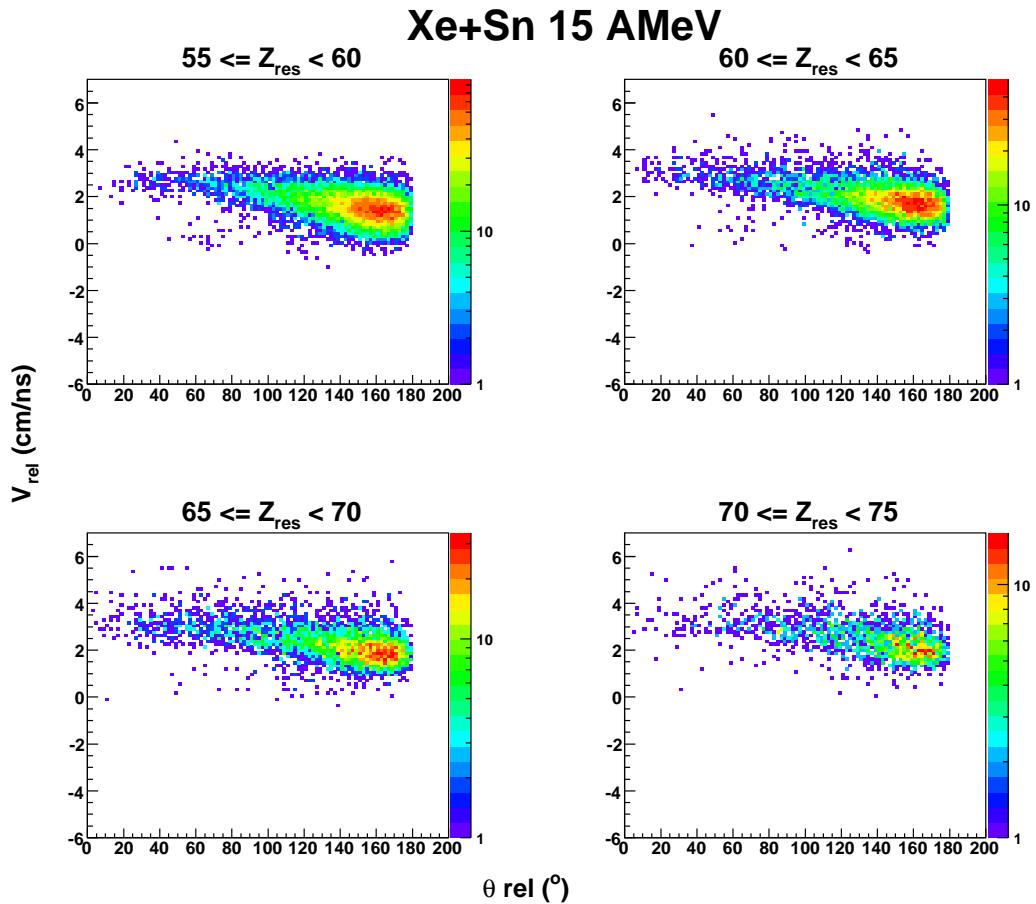


FIG. 5.45 – Vitesse relative ( $V_{rel}$ ) en fonction de l'angle relatif ( $\theta_{rel}$ ) entre le résidu et le deuxième plus gros fragment, à 15 et 20 AMeV.

## 5.2 Multiplicité LCP et IMF

Après avoir étudié les propriétés du deuxième plus gros fragment  $Z_{max2}$ , on s'est concentré sur les autres produits détectés en coïncidence avec le résidu. Tout d'abord, on s'est intéressé à la multiplicité des particules légères chargées (LCP,  $Z_{LCP} = 1, 2$ ) et des fragments de masse intermédiaire (IMF,  $Z_{IMF} >= 3$ ). Sur la figure 5.46, on peut voir la multiplicité moyenne des LCP et des IMF en fonction de la taille du résidu, pour les réactions Xe+Sn de 12 à 25 AMeV d'énergie incidente. On remarque que les particules émises en plus grand nombre sont les protons, suivis des alphas, des IMF, des deutons et des tritons. Les  $^3He$  et les  $^6He$  sont les moins émis, avec une multiplicité moyenne proche de zéro. La réaction à 8 AMeV est présentée sur la figure 5.47. Pour les plus basses énergies incidentes (8, 12 et 15 AMeV), la multiplicité des LCP et des fragments varie peu avec la taille du résidu. D'ailleurs, seuls les protons et les  $\alpha$  semblent légèrement plus nombreux lorsqu'on augmente la taille du résidu. Ceci peut être le signe qu'à ces énergies, le processus formant les résidus est le même peu importe leur taille. Par contre, pour les réactions à 20 et 25 AMeV, la tendance est différente. Non seulement la multiplicité moyenne des LCP et des IMF augmente davantage, mais cette multiplicité diminue pour les résidus les plus lourds. L'augmentation initiale est cohérente avec la formation d'un résidu de plus en plus lourd lors de collisions de plus en plus centrales. La diminution de la multiplicité moyenne observée pour les résidus les plus lourds peut être causée par conservation de la charge. Plus le résidu est lourd, moins il reste de particules et de fragments.

Le comportement des particules légères est présenté de façon globale sur la figure 5.48 où toutes les LCP sont confondues. On voit plus facilement que la multiplicité moyenne des particules légères chargées augmente plus rapidement aux plus hautes énergies. Cette augmentation plus rapide peut être due au fait que plus on donne d'énergie au système, plus il pourra être excité et plus grande sera la multiplicité des particules légères. Cet aspect a été discuté à la section 3.2 pour la sélection des événements. Ceci est également compatible avec des collisions profondément inélastique très relaxées,

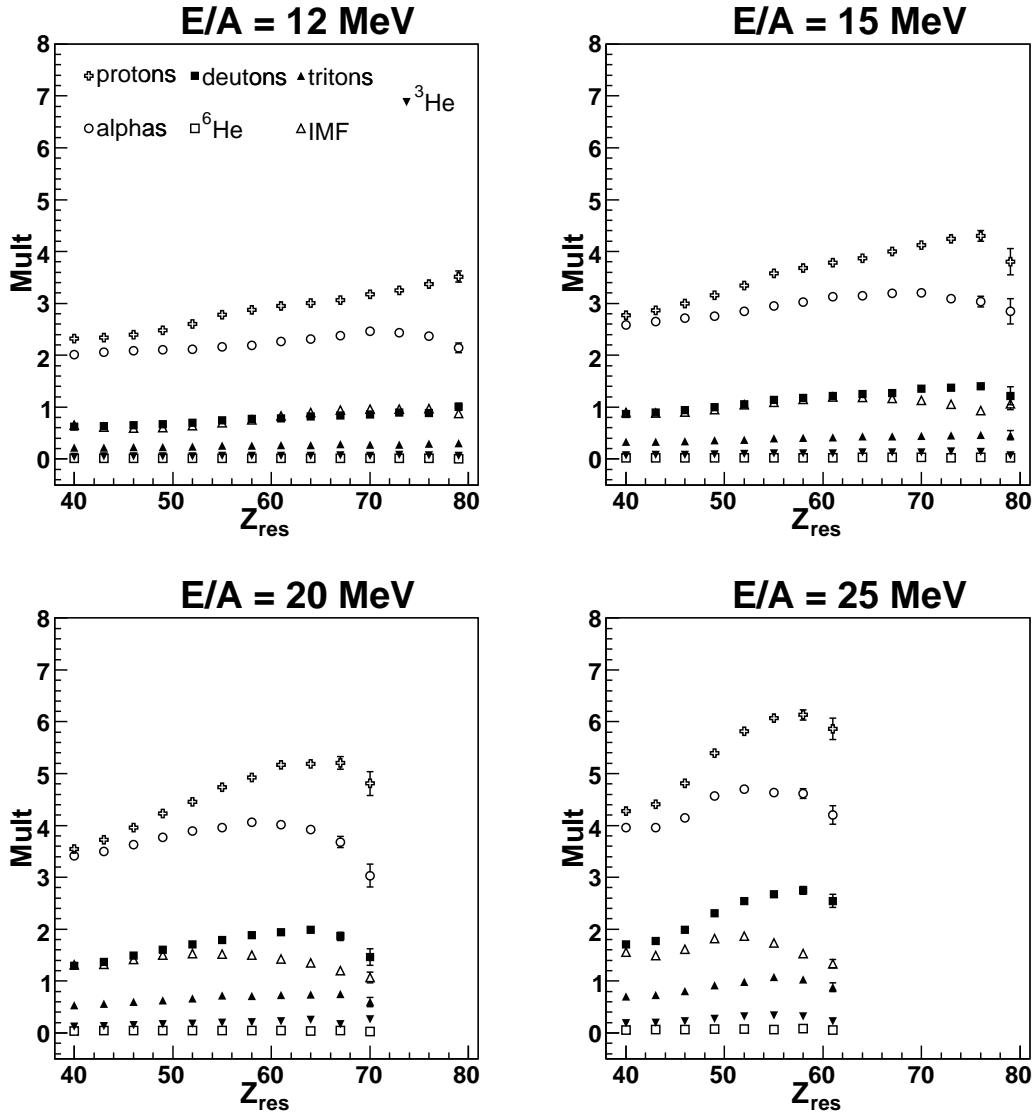


FIG. 5.46 – Multiplicité moyenne (Mult) des particules légères (p, d, t,  $\alpha$ ,  $^3\text{He}$  et  $^6\text{He}$ ) et des fragments de masse intermédiaire ( $IMF \neq Res$  et  $Z_{IMF} > 2$ ) en fonction de la charge du résidu, pour les réactions  $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$  de 12 à 25 AMeV.  $Mult$  est la multiplicité moyenne, et  $Z_{res}$  est la charge du résidu. Par souci de clarté, chaque marqueur contient 3 charges  $Z_{res}$  et vaut donc  $Z_{res} \pm 1$ .

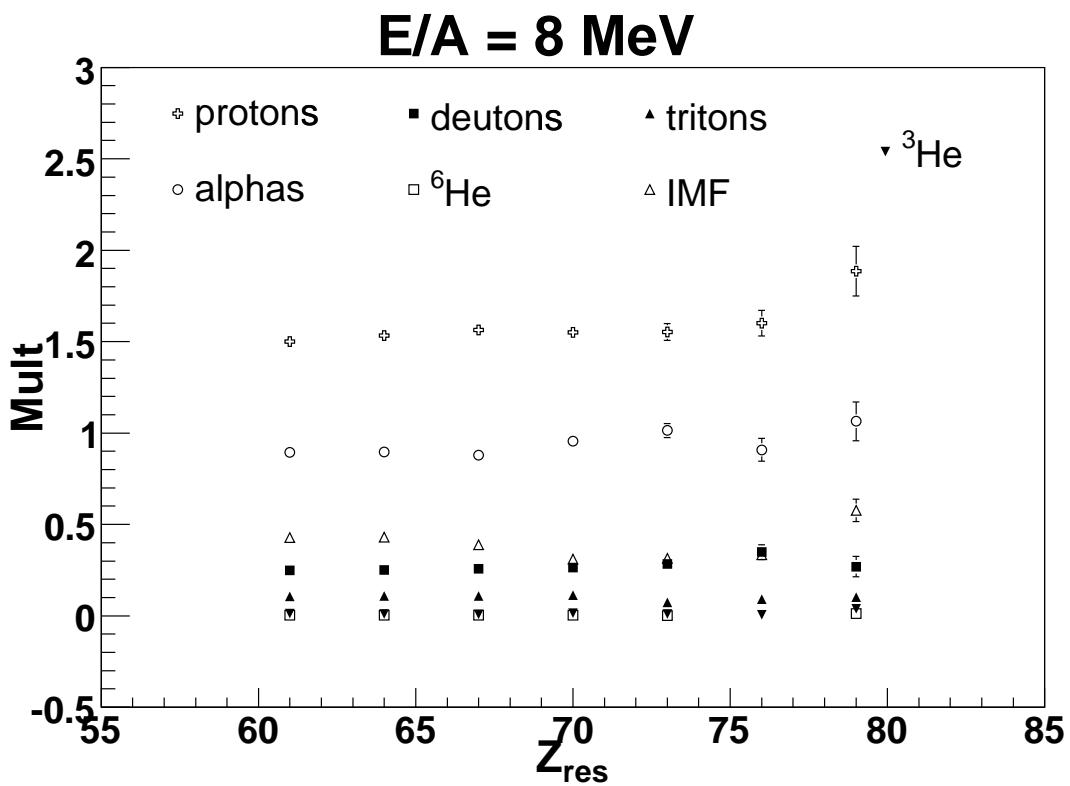


FIG. 5.47 – Même chose que la figure 5.46 à 8 AMeV. Compte tenu de l'incertitude sur la charge du projectile pour la réaction Xe+Sn à 8 AMeV, la valeur minimale du résidu a été fixée à  $Z_{res} = 60$ .

où l'énergie dissipée est proportionnelle avec le transfert de masse [46]. De plus, sur cette figure, la diminution de la multiplicité moyenne pour les plus gros résidus semble disparaître, car les barres d'erreur sont plus grandes. C'est peut-être le manque de statistique pour ces gros résidus qui entraîne cette incertitude et l'impression que la multiplicité diminue.

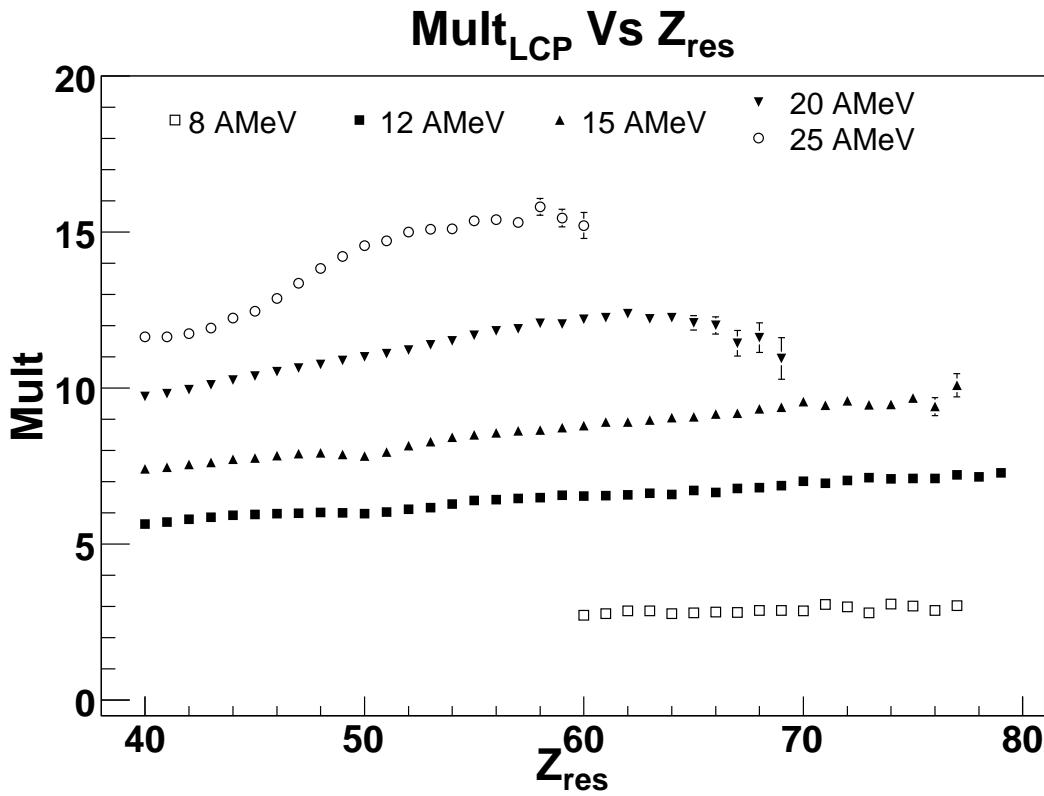


FIG. 5.48 – Multiplicité moyenne de toutes les particules légères confondues ( $Z_{LCP} \leq 2$ ) en fonction de la charge du résidu, pour les réactions  $^{129}Xe + ^{nat}Sn$  de 8 à 25 AMeV. Les remarques des figures précédentes concernant  $Z_{res}$  s'appliquent.

Sur la figure 5.49, on a représenté la multiplicité moyenne des LCP et des IMF en fonction de l'énergie incidente pour différentes gammes de résidus. La première gamme, de  $Z_{res} = 40$  à  $Z_{res} < 90$  représente tous les résidus confondus. Comme sur la figure 5.48, on voit bien que la multiplicité augmente avec l'énergie incidente. De plus, on

remarque que la tendance change peu selon la gamme du résidu sélectionnée. Enfin, on peut constater que les particules émises avec la plus grande multiplicité sont les  $\alpha$  et les protons, qui sont aussi les particules légères les plus faciles à produire. La valeur moyenne pour les IMF va de 0.5 à près de 2. Cela signifie qu'à 8 AMeV, la moitié des événements présentent un fragment. Pour les autres énergies, la plupart des évènements ont un fragment ou plus. Les plus lourds de ces fragments sont en fait les  $Z_{max2}$  étudiés plus tôt.

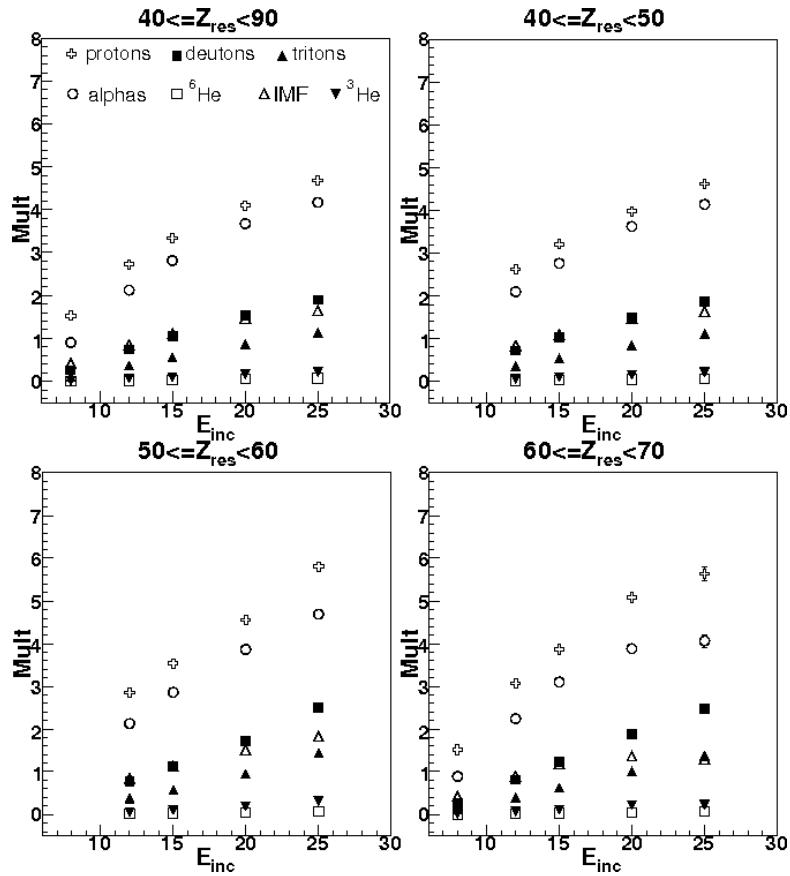


FIG. 5.49 – Multiplicité moyenne (Mult) des particules légères (p, d, t,  $\alpha$ ,  $^3He$  et  $^6He$ ) ainsi que des fragments de masse intermédiaire ( $IMF \neq Res$  et  $Z_{IMF} > 2$ ) en fonction de l'énergie incidente.  $Mult$  est la multiplicité moyenne et  $E_{inc}$  est l'énergie du faisceau en AMeV. Les relations sont montrées pour des résidus de charge  $40 \leq Z_{res} < 90$ ,  $40 \leq Z_{res} < 50$ ,  $50 \leq Z_{res} < 60$  et  $60 \leq Z_{res} < 70$ .

### 5.3 Charge des IMF

Maintenant qu'on a observé que les fragments de masse intermédiaire sont émis en moyenne en petit nombre, on peut se demander quelle est la nature de ces fragments. Les figures 5.50, 5.51, 5.52, 5.53 et 5.54 représentent donc la distribution en charge des IMF pour différentes gammes de résidus, de 8 à 25 AMeV d'énergie incidente. On peut voir que les fragments de masse intermédiaire sont émis sur une large distribution de charge. Pour les plus faibles énergies incidentes, les fragments sont plus lourds alors que lorsqu'on augmente celle-ci, la charge des fragments diminue. Ceci est cohérent avec ce qu'on a observé pour les deuxièmes plus gros fragments. En effet, les plus lourds des IMF sont en fait les  $Z_{max2}$ . On a d'ailleurs superposé en pointillé la distribution en charge en éliminant le deuxième plus gros fragment. La composante aux charges élevées disparaît, ce qui confirme que les fragments les plus lourds sont bien les  $Z_{max2}$ . D'ailleurs, cette distribution en pointillée, superposée aux distributions de  $Z_{max2}$  présentées aux figures 5.8, 5.9, 5.10, 5.11, 5.12 reconstruit la distribution tracée en trait plein qui inclut tous les fragments. De plus, on voit que plus la charge du résidu augmente, plus la distribution en charge des IMF se déplace vers les petites charges. Ceci est encore une fois causé par la conservation de la charge. On peut aussi remarquer que pour les plus hautes énergies, la statistique est faible pour les résidus les plus lourds. C'est normal, car il y a peu de résidus ayant une telle charge à ces énergies. Enfin, on constate sur la figure 5.54 que la statistique est faible pour les résidus de charge supérieure à 70 produits à 8 AMeV. À ce propos, on peut faire la même remarque que lorsqu'on étudiait les deuxièmes plus gros fragments. En effet, on a vu à la section 4.5.1 que les évènements contenant un tel résidu produit à 8 AMeV sont peu complets. On n'a donc probablement pas détecté tous les fragments émis en coïncidence avec le résidu, car ces fragments étaient probablement trop lents pour dépasser le seuil de détection.

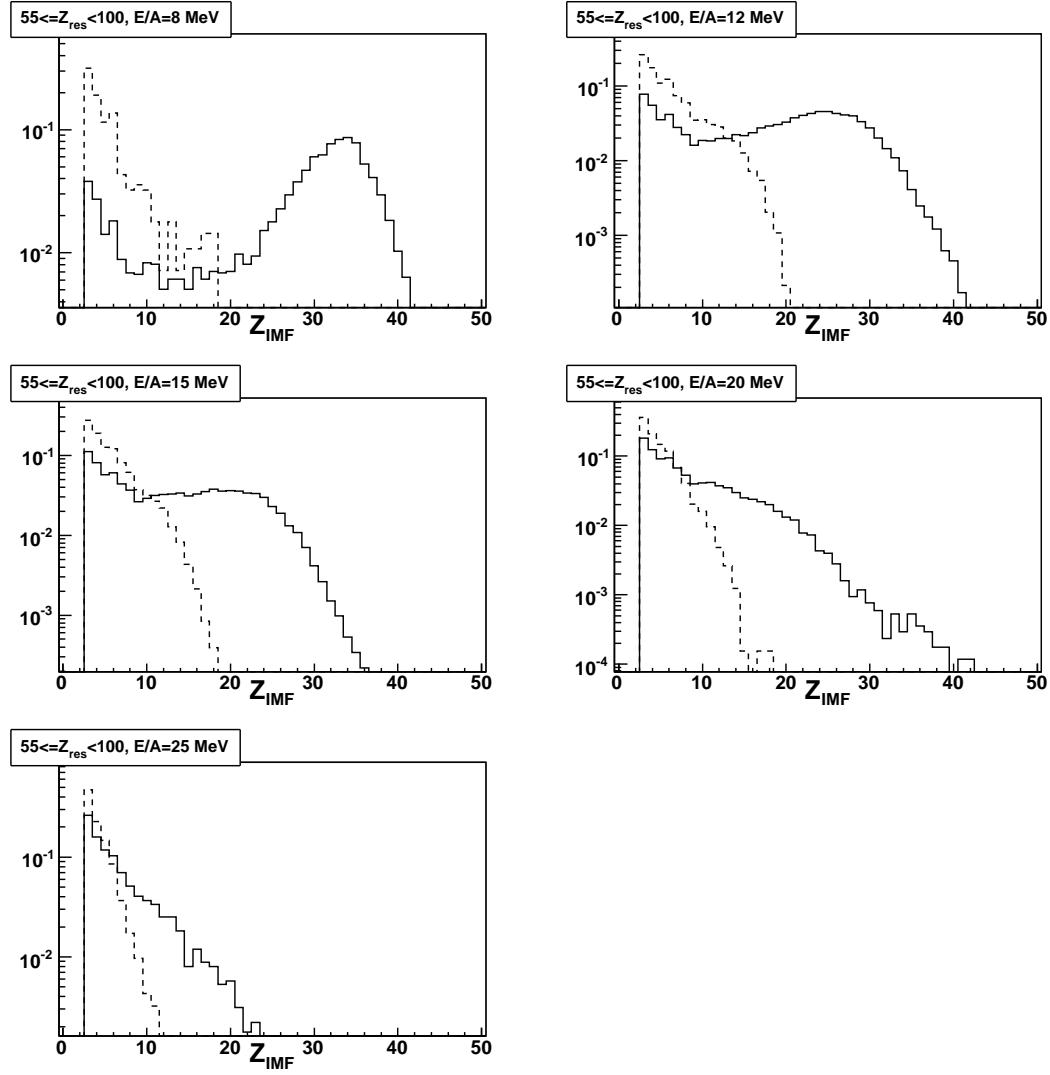


FIG. 5.50 – Distribution en charge des fragments de masse intermédiaire ( $Z_{IMF}$ ) de 8 à 25 AMeV, pour des résidus ayant une charge  $Z_{res} \geq 55$  et  $Z_{res} < 100$ . Les histogrammes sont normalisés pour que l'intégrale de la distribution soit égale à 1. La ligne pointillée représente la distribution en charge des fragments en retirant  $Z_{max2}$  de la distribution.

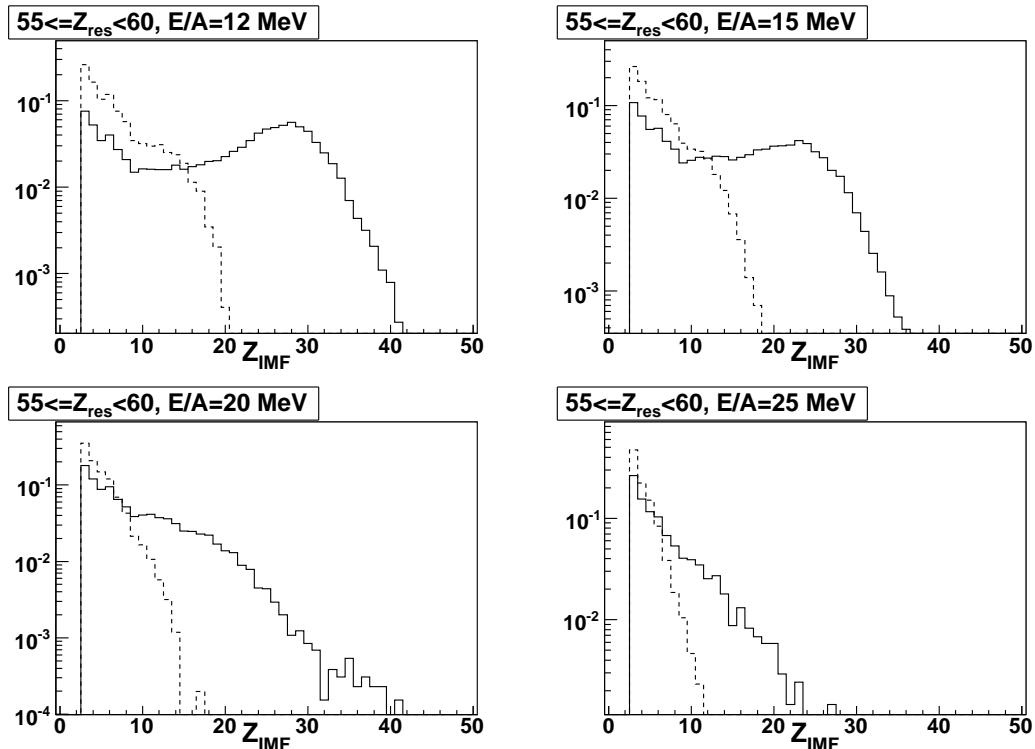


FIG. 5.51 – Distribution en charge des fragments de masse intermédiaire ( $Z_{IMF}$ ) de 12 à 25 AMeV, pour des résidus ayant une charge  $Z_{res} \geq 55$  et  $Z_{res} < 60$ . Les histogrammes sont normalisés pour que l'intégrale de la distribution soit égale à 1. La ligne pointillée représente la distribution en charge des fragments en retirant  $Z_{max2}$  de la distribution.

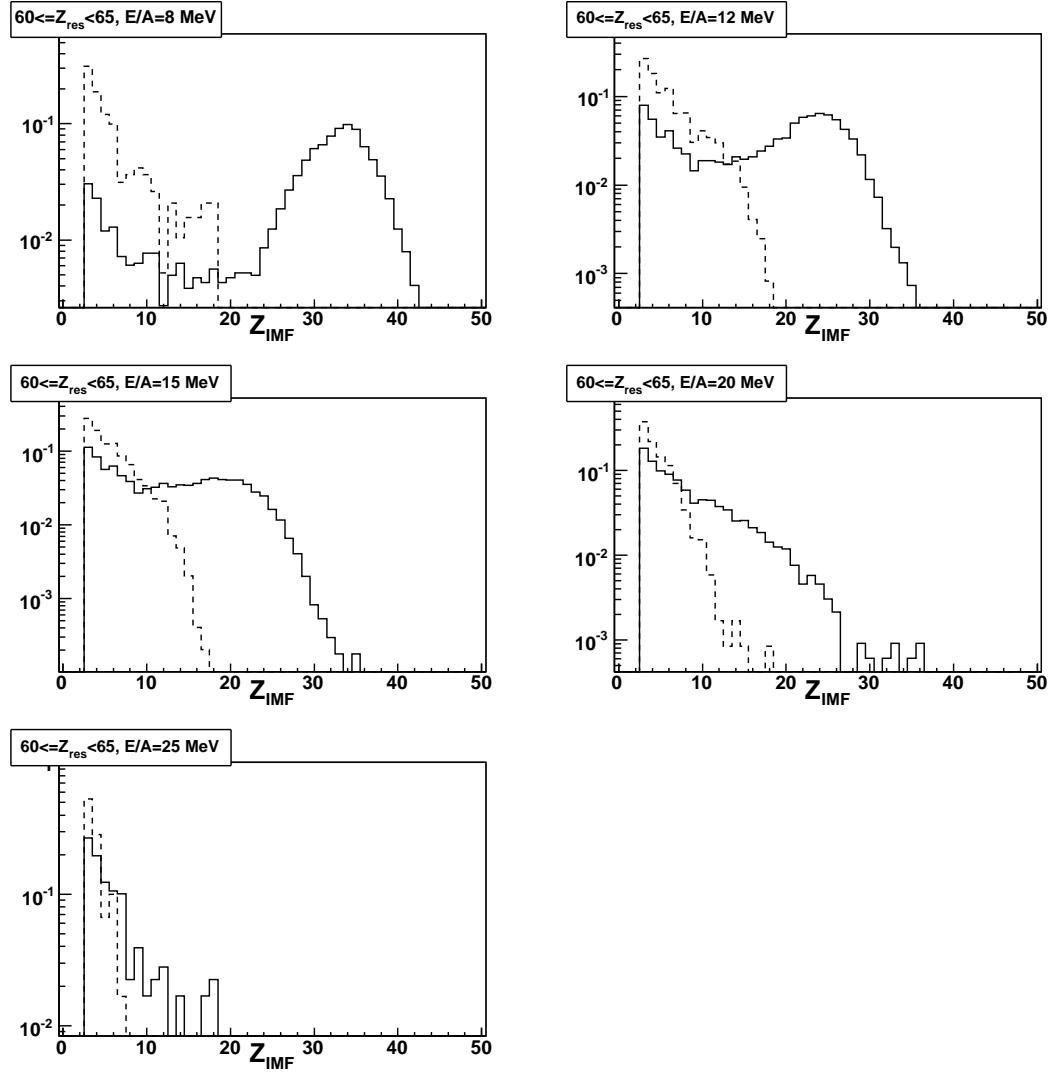


FIG. 5.52 – Distribution en charge des fragments de masse intermédiaire ( $Z_{IMF}$ ) de 8 à 25 AMeV, pour des résidus ayant une charge  $Z_{res} \geq 60$  et  $Z_{res} < 65$ . Les histogrammes sont normalisés pour que l'intégrale de la distribution soit égale à 1. La ligne pointillée représente la distribution en charge des fragments en retirant  $Z_{max2}$  de la distribution.

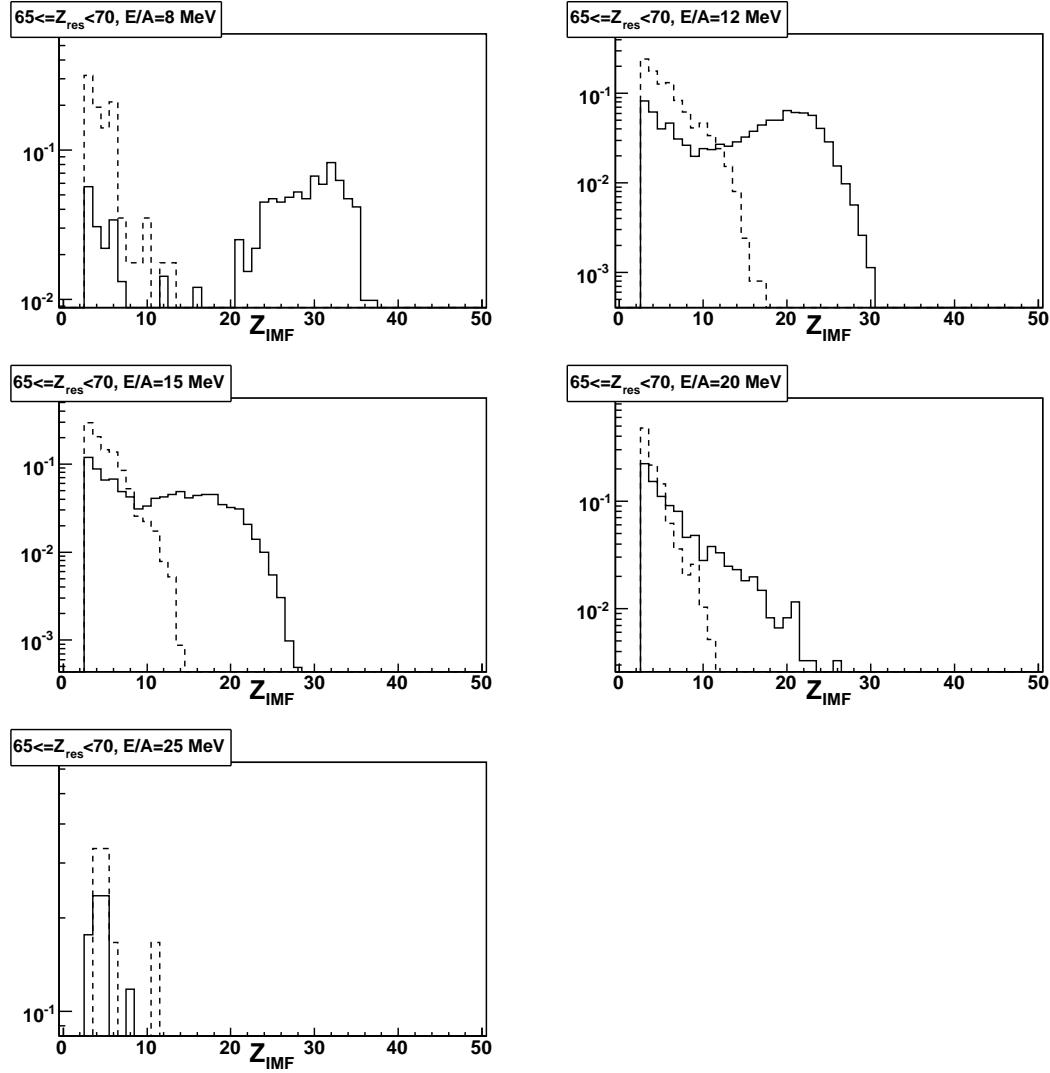


FIG. 5.53 – Distribution en charge des fragments de masse intermédiaire ( $Z_{IMF}$ ) de 8 à 25 AMeV, pour des résidus ayant une charge  $Z_{res} \geq 65$  et  $Z_{res} < 70$ . Les histogrammes sont normalisés pour que l'intégrale de la distribution soit égale à 1. La ligne pointillée représente la distribution en charge des fragments en retirant  $Z_{max2}$  de la distribution.

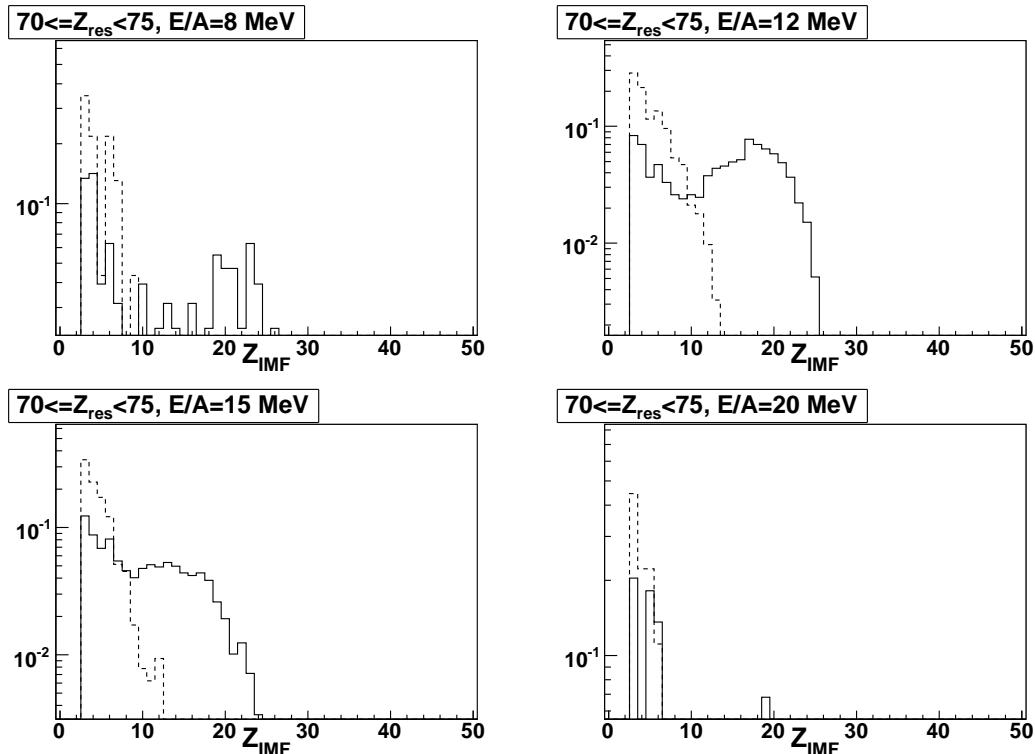


FIG. 5.54 – Distribution en charge des fragments de masse intermédiaire ( $Z_{IMF}$ ) de 8 à 20 AMeV, pour des résidus ayant une charge  $Z_{res} \geq 70$  et  $Z_{res} < 75$ . Les histogrammes sont normalisés pour que l'intégrale de la distribution soit égale à 1. La ligne pointillée représente la distribution en charge des fragments en retirant  $Z_{max2}$  de la distribution.

## 5.4 Reconstruction de la source d'évaporation

Avec les multiplicités de particules légères extraites précédemment, il sera possible de reconstruire la source d'évaporation qui a produit le résidu en supposant que les particules sont émises par cette source. On pourra également calculer l'énergie d'excitation de cette source. Enfin, après avoir déterminé la température de ce noyau chaud, on sera en mesure de construire une courbe calorique du système. À la fin de cette section, un tableau récapitulera les caractéristiques de la source (taille, énergie d'excitation et température).

### 5.4.1 Énergie d'excitation de la source

L'énergie d'excitation de la source d'évaporation a été déterminée par calorimétrie [48]. Pour obtenir cette énergie d'excitation, il faut faire la somme des énergies cinétiques de toutes les particules émises par la source. On obtient donc l'équation suivante :

$$\langle E^* \rangle = \sum_{LCP} \langle M_{LCP} \rangle \langle E_{LCP} \rangle + \langle M_N \rangle \langle E_N \rangle - \langle Q \rangle \quad (5.1)$$

où  $\langle E^* \rangle$  est l'énergie d'excitation moyenne de la source et  $\langle M_{LCP} \rangle$  la multiplicité moyenne des particules légères. On fait la sommation sur toutes les espèces de particules (proton, deuton, etc.).  $\langle E_{LCP} \rangle$  est l'énergie cinétique moyenne des particules légères.  $\langle M_N \rangle$  est la multiplicité des neutrons et  $\langle E_N \rangle$  leur énergie cinétique. Enfin  $\langle Q \rangle$  est le défaut de masse moyen de la réaction défini comme la masse de la source moins la masse des particules et neutrons émis. On a déjà déterminé les multiplicités moyennes des particules légères. Dans la section suivante, on utilisera l'énergie cinétique des particules pour déterminer la température de la source d'évaporation. Lors de cette analyse, on a également extrait l'énergie moyenne des particules. Comme on l'a vu précédemment,

les résidus se déplacent à une vitesse proche de celle du centre de masse. Pour la suite on fera l'approximation que le repère du résidu est celui du centre de masse et c'est pourquoi on a utilisé l'énergie cinétique des particules dans le repère du centre de masse. Le multidétecteur INDRA ne détecte pas les neutrons et il ne peut pas identifier la masse des noyaux lourds. Pour déterminer la multiplicité des neutrons, on a besoin de la masse de la source. Pour ce faire, on doit émettre des hypothèses. Comme on dispose de la charge du résidu, on va déduire la charge de la source en additionnant la charge du résidu aux charges des particules légères de la façon suivante :

$$\langle Z_{source} \rangle = \langle Z_{res} \rangle + \sum_{LCP} \langle M_{LCP} \rangle * Z_{LCP} \quad (5.2)$$

Comme on a utilisé des gammes de cinq charges de résidus,  $\langle Z_{res} \rangle$  correspond à la charge moyenne de la gamme.  $Z_{LCP}$  correspond à la charge de la particule. Connaissant la charge de la source, on peut maintenant calculer sa masse. Pour ce faire, on a utilisé l'équation suivante tirée de [49] qui est bien adaptée aux noyaux ayant une charge supérieure à environ 50.

$$\langle A_{source} \rangle = 2.045 * \langle Z_{source} \rangle + 3.57 * 10^{-03} * \langle Z_{source} \rangle^2 \quad (5.3)$$

On peut alors calculer la multiplicité des neutrons émis, qui sera déterminée comme suit :

$$\langle M_{neut} \rangle = \langle A_{source} \rangle - \langle A_{res} \rangle - \sum_{LCP} \langle M_{LCP} \rangle * A_{LCP} \quad (5.4)$$

$\langle A_{res} \rangle$  est la masse du résidu et est déterminée de la même façon que  $\langle A_{source} \rangle$ .  $A_{LCP}$  est la masse de la particule et elle est connue car les masses des particules légères sont identifiées par INDRA.

Enfin, on suppose que l'énergie des neutrons est égale à celle des protons, à laquelle on soustrait la barrière coulombienne  $E_B$  qu'on définit comme suit [50], et qui s'applique à des noyaux émetteurs ayant une charge  $Z$  entre 15 et 105 :

$$E_B = 0.106 * Z - 0.9 \quad (5.5)$$

On a ainsi déterminé l'énergie d'excitation des sources d'évaporation qui ont donné les résidus. Sur la figure 5.55, on présente l'énergie d'excitation par nucléon en fonction de la taille du résidu, pour les réactions Xe+Sn de 8 à 25 AMeV. De manière globale, on constate que l'énergie d'excitation augmente avec l'énergie incidente. C'est normal, car plus on donne d'énergie au système, plus on peut exciter un noyau constitué de la majorité du système. Sur cette figure, on voit aussi que l'énergie d'excitation de la source diminue légèrement lorsque la taille du résidu augmente. En effet, plus un résidu est lourd, moins la source était excitée, car une grande énergie d'excitation empêche la survie du résidu. Pour la réaction à 25 AMeV la diminution est plus considérable. Ceci est engendré par le fait qu'à cette énergie, la statistique était faible et il a été impossible de déterminer la multiplicité moyenne de toutes les espèces de particules légères. En effet, seuls les protons et les deutons étaient présents avec une statistique suffisante. L'énergie d'excitation est donc sous-estimée pour la réaction à 25 AMeV.

#### 5.4.2 Reconstruction de la source évènement par évènement

Pour être plus rigoureux, on a comparé la reconstruction de la source calculée avec les valeurs moyennes avec une reconstruction évènement par évènement. De plus, pour être cohérent avec les travaux de [10] et [26], on a utilisé les particules légères et les fragments détectés à des angles entre  $60^\circ$  et  $120^\circ$  dans le repère du centre de masse, de manière à éviter les contributions dues au prééquilibre qui sont dirigées vers l'avant et l'arrière. Le deuxième plus gros fragment n'a pas été inclus car d'après les observations précédentes,

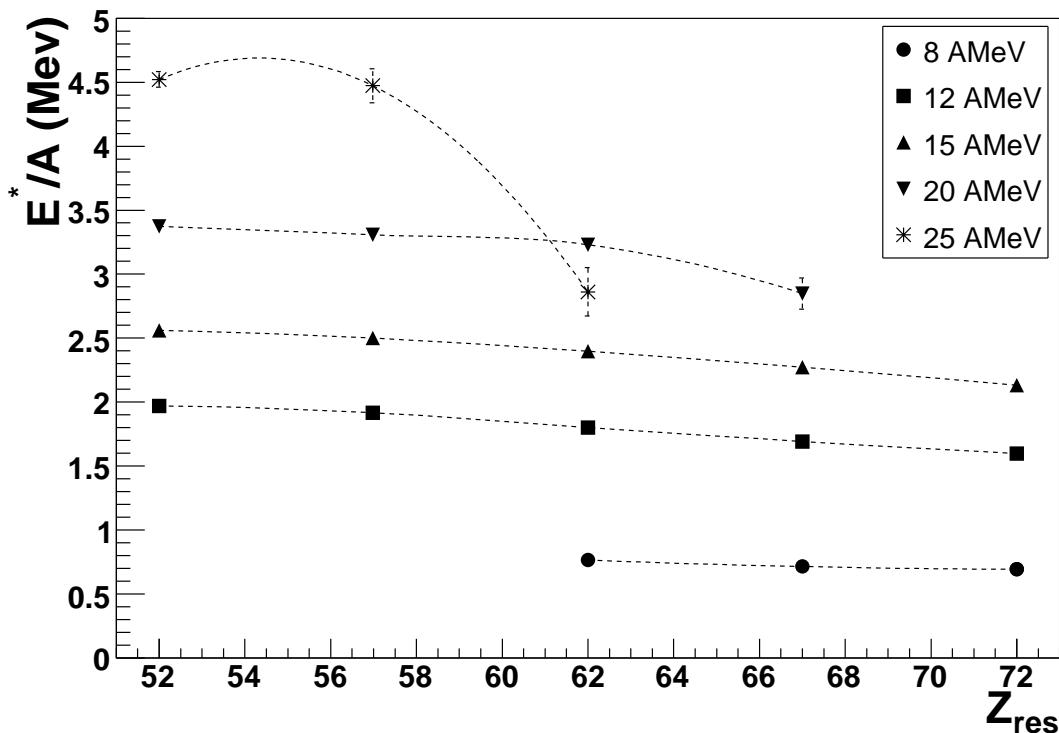


FIG. 5.55 – Énergie d'excitation par nucléon ( $E^*/A$ ) de la source d'évaporation calculée par calorimétrie en fonction de la taille du résidu, pour les cinq énergies incidentes. Chaque marqueur contient 5 charges. Les incertitudes découlant de la méthode de calcul sont indiquées par les barres d'erreur. Une ligne pointillée relie les points de même énergie pour guider l'oeil.

il n'est pas produit par évaporation. Cependant, on calculera plus tard la charge de la source ainsi que de l'énergie d'excitation en incluant  $Z_{max2}$  en posant l'hypothèse qu'il est produit par la fission de la source. On a ensuite multiplié le nombre de particules par deux pour tenir compte de tout l'angle solide. Pour le reste, les équations utilisées pour déterminer la taille et l'énergie d'excitation de la source restent les mêmes que celles utilisées dans les sections précédentes. On présentera ainsi des distributions en charge et en énergie d'excitation des sources d'évaporation, et c'est la valeur moyenne de ces distributions qui sera utilisée par la suite.

Les figures 5.56, 5.57, 5.58, 5.59, et 5.60 présentent la distribution en charge de la source d'évaporation, reconstruite événement par événement, qui a donné le résidu. Pour toutes les énergies incidentes, on voit que les sources les plus lourdes ont produit les résidus les plus lourds et inversement. De plus, la source requise pour produire un même résidu est plus lourde aux plus hautes énergies. Ceci signifie que les sources produites sont plus excitées et qu'elles ont dissipé davantage de matière. Par exemple, pour produire un résidu ayant une charge comprise entre 60 et 65, la source requise a une charge moyenne de 66.43 à 8 AMeV, et elle augmente jusqu'à 79.68 à 25 AMeV. Les travaux de N. Marie [26] ont montré qu'à 32 AMeV, la réaction Xe+Sn produisait une source de quasi-fusion ayant une charge moyenne de 84.4. La taille de cette source, non corrigée par l'efficacité du détecteur, diminuait ensuite jusqu'à 80.1 lorsque l'énergie incidente atteignait 50 AMeV. Nos observations sont donc cohérentes avec ces travaux, la valeur obtenue à 25 AMeV se rapprochant de celle de [26] à 32 AMeV.

On peut aussi remarquer que la différence entre la charge moyenne de la source et celle du résidu obtenue diminue lorsque cette dernière augmente. On peut en conclure que les sources ayant produit les plus gros résidus ont dissipé moins de matière et qu'elles étaient moins excitées. C'est d'ailleurs ce que l'on a constaté avec les énergies d'excitation.

Les figures 5.61, 5.62, 5.63, 5.64 et 5.65 montrent les distributions en énergie d'excitation obtenues événement par événement. Les valeurs moyennes obtenues ne sont pas

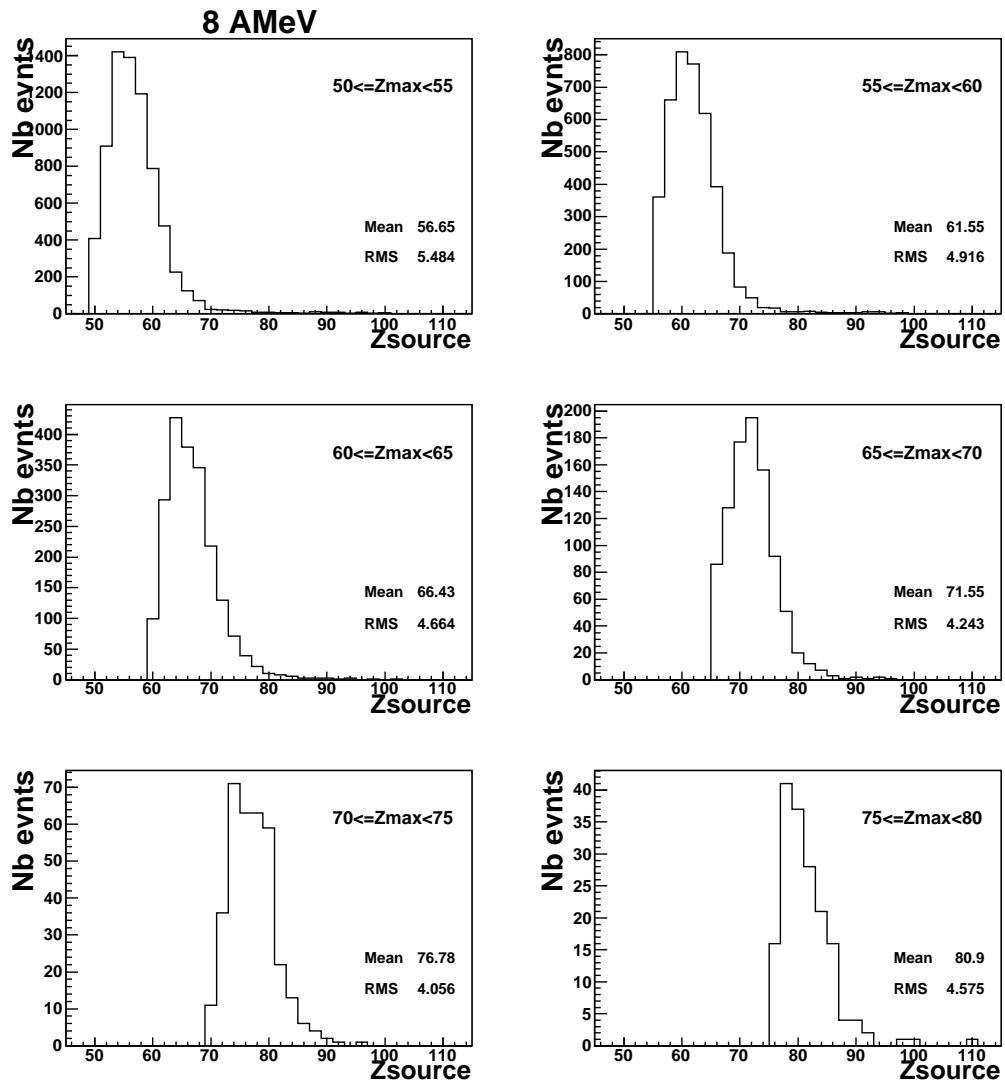


FIG. 5.56 – Distribution en charge de la source d'évaporation reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 8 AMeV.

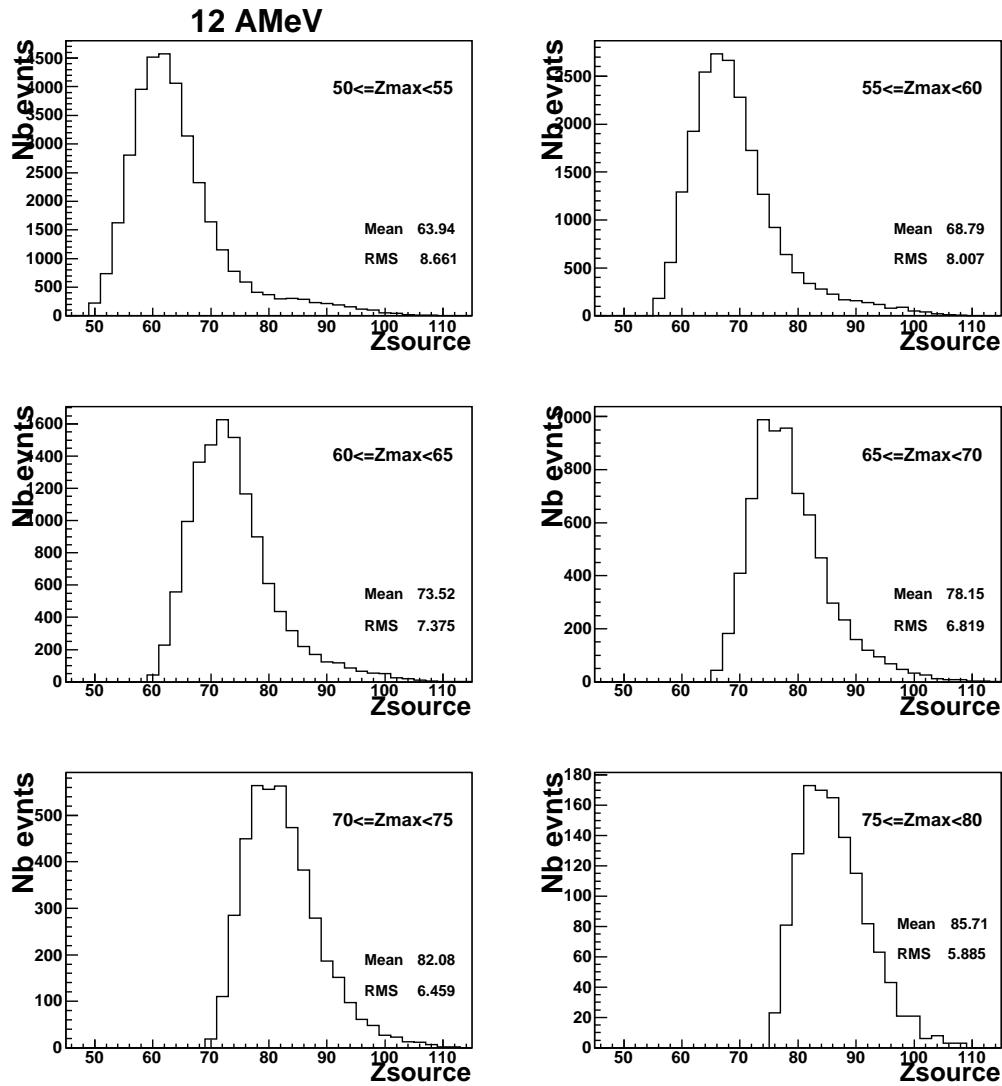


FIG. 5.57 – Distribution en charge de la source d'évaporation reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 12 AMeV.

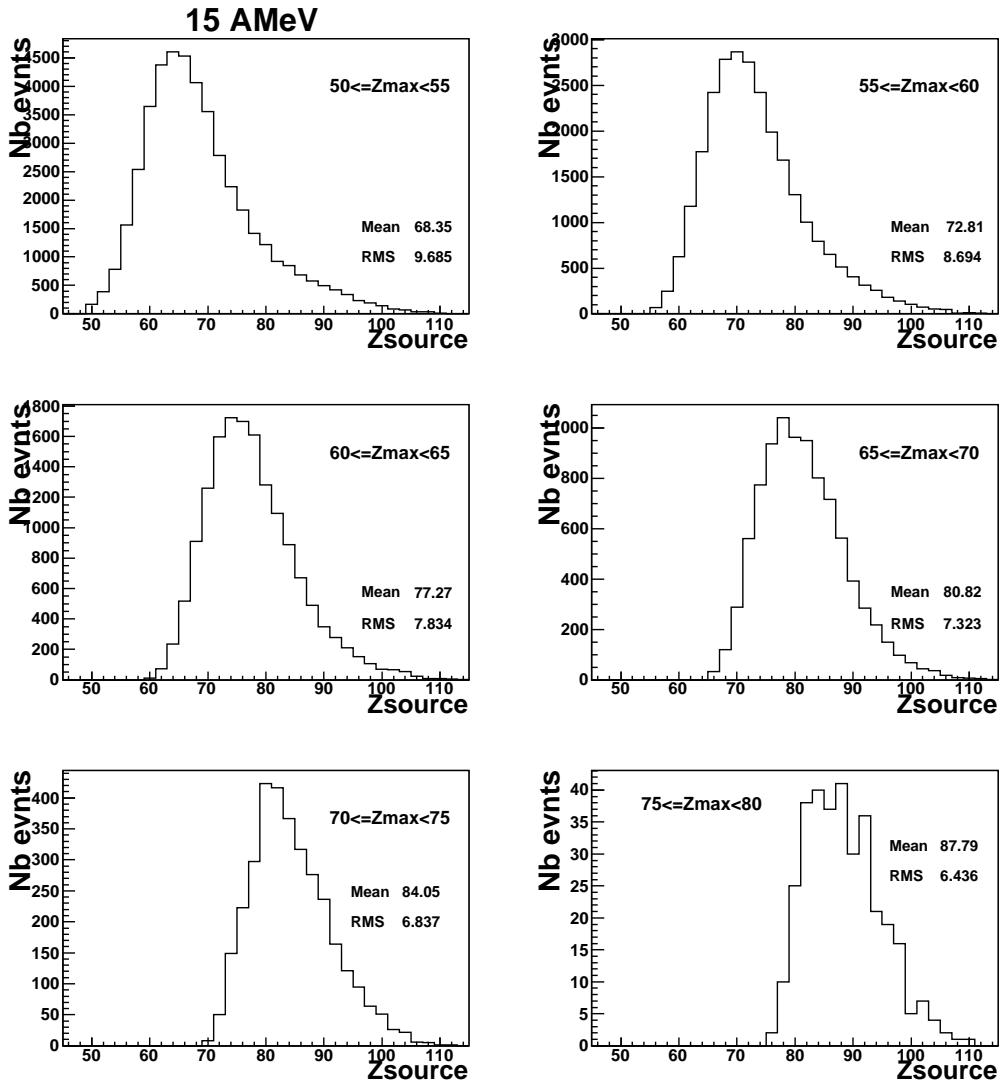


FIG. 5.58 – Distribution en charge de la source d'évaporation reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 15 AMeV.

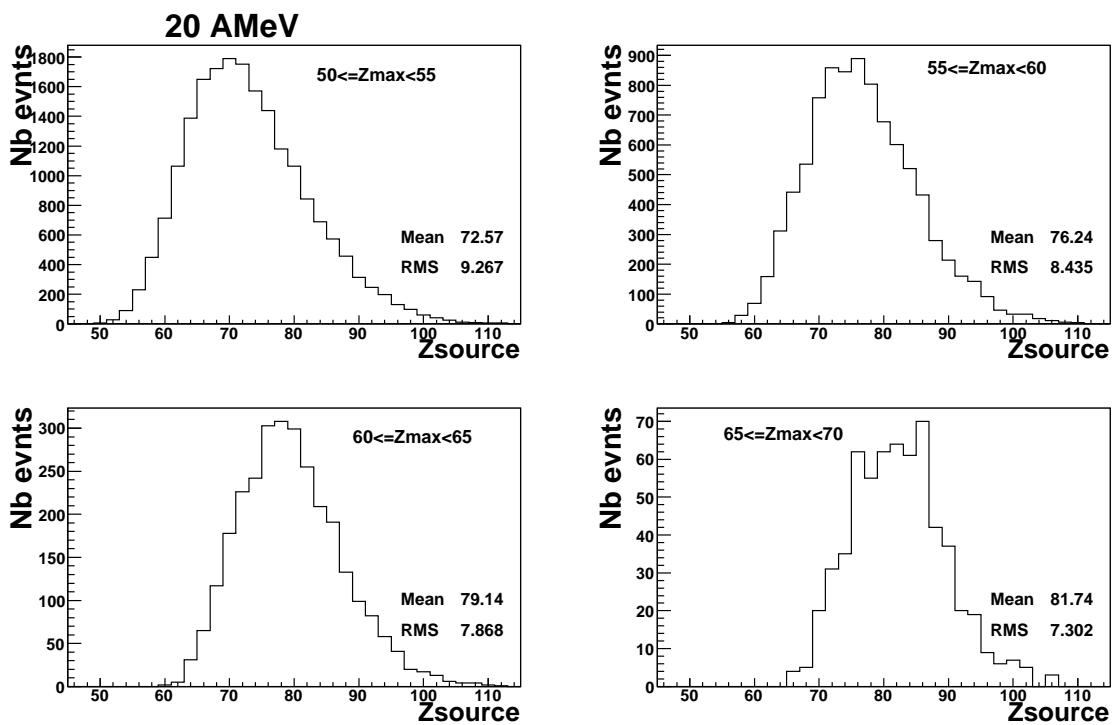


FIG. 5.59 – Distribution en charge de la source d'évaporation reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 20 AMeV.

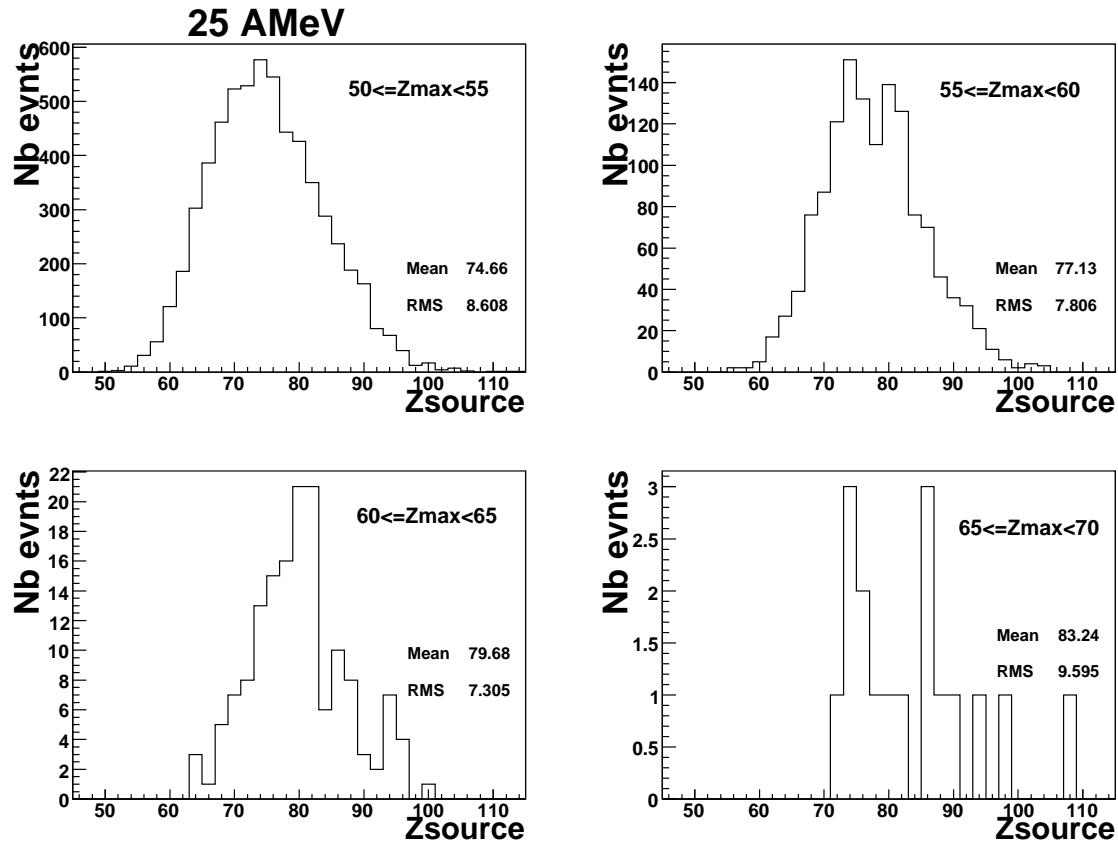


FIG. 5.60 – Distribution en charge de la source d'évaporation reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 25 AMeV.

globalement très différentes de celles obtenues en utilisant les valeurs moyennes pour le calcul, quoiqu'elles soient légèrement supérieures, probablement parce que les fragments ont été inclus dans le calcul évènement par évènement. Les même conclusions s'appliquent, donc. De plus, on peut considérer que le lot d'évènements utilisé précédemment contenait peu de particules de prééquilibre, puisque l'on avait utilisé tout l'angle solide lors du calcul des valeurs moyennes.

Si l'on considère que le deuxième plus gros fragment  $Z_{max2}$  a été produit par la fission, on peut l'inclure dans la calorimétrie. La charge de la source, ainsi que son énergie d'excitation seront donc évidemment plus élevées. C'est ce que l'on peut constater sur les figures 5.66 à 5.70 qui présentent la distribution en charge et sur les figures 5.66 à 5.70 qui présentent la distribution de l'énergie d'excitation de la source en incluant  $Z_{max2}$  dans le calcul.

### 5.4.3 Spectres en énergie des particules évaporées et extraction d'une température

Diverses méthodes peuvent être utilisées pour déterminer la température apparente des noyaux. Par exemple, la méthode des doubles ratios d'isotopes est bien adaptée pour mesurer la température d'un noyau qui subit une multifragmentation [51]. Cependant, dans le cas qui nous intéresse, nous sommes en présence de l'évaporation d'une source chaude. Dans ce cas, l'utilisation de la théorie de Weisskopf est mieux adaptée. Dans ce cadre, les particules sont émises de façon statistique par un noyau thermalisé [16] et leur distribution en énergie aura une forme maxwellienne. Pour déterminer la température avec cette méthode, on ajuste donc une fonction maxwellienne sur les spectres des particules légères émises. On doit cependant poser l'hypothèse que la source est en équilibre et c'est ce que nous faisons. Les différents calculs d'énergie d'excitation ont montré qu'il y avait peu de prééquilibre dans le lot d'évènements sélectionné. Ceci est présenté sur la figure 5.76 qui donne un exemple pour les spectres en énergie des protons

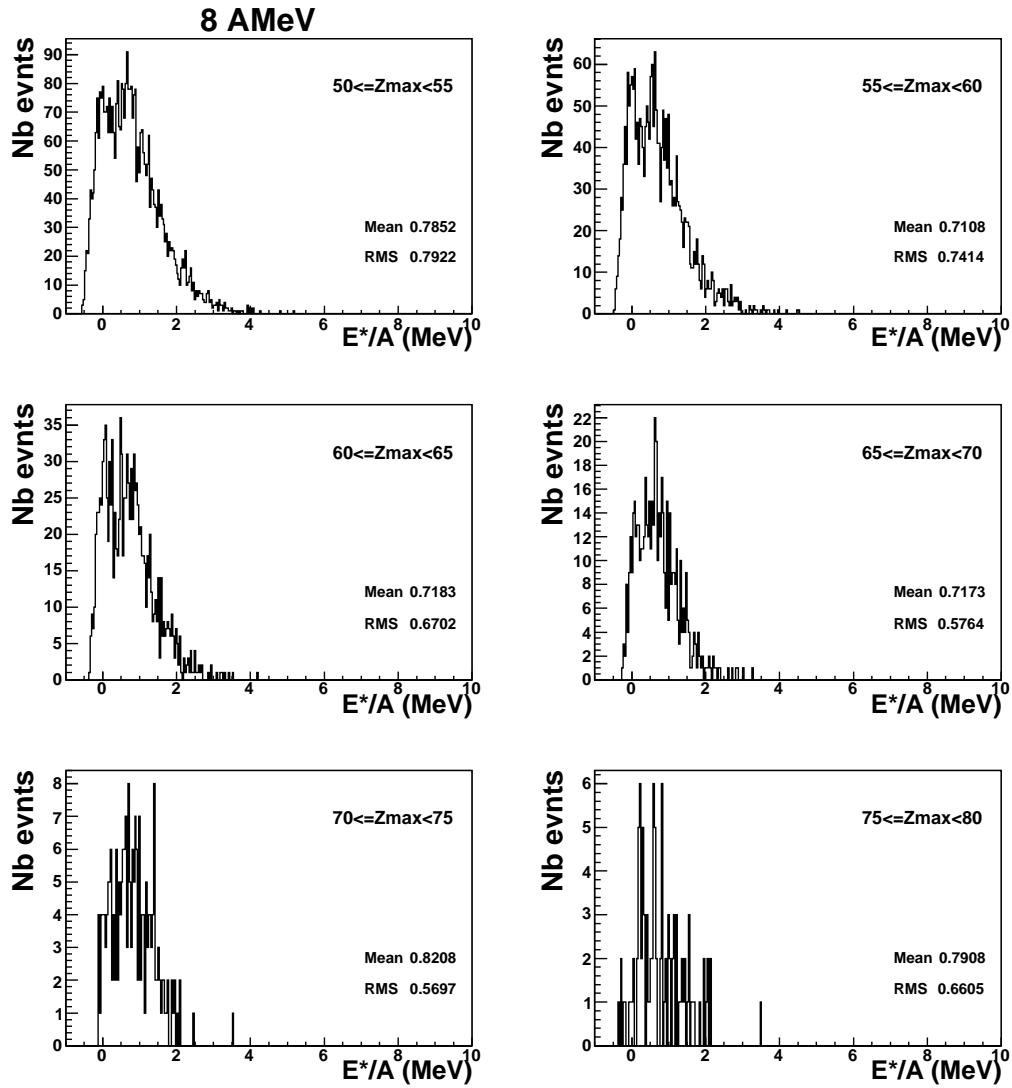


FIG. 5.61 – Distribution de l'énergie d'excitation de la source d'évaporation reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 8 AMeV.

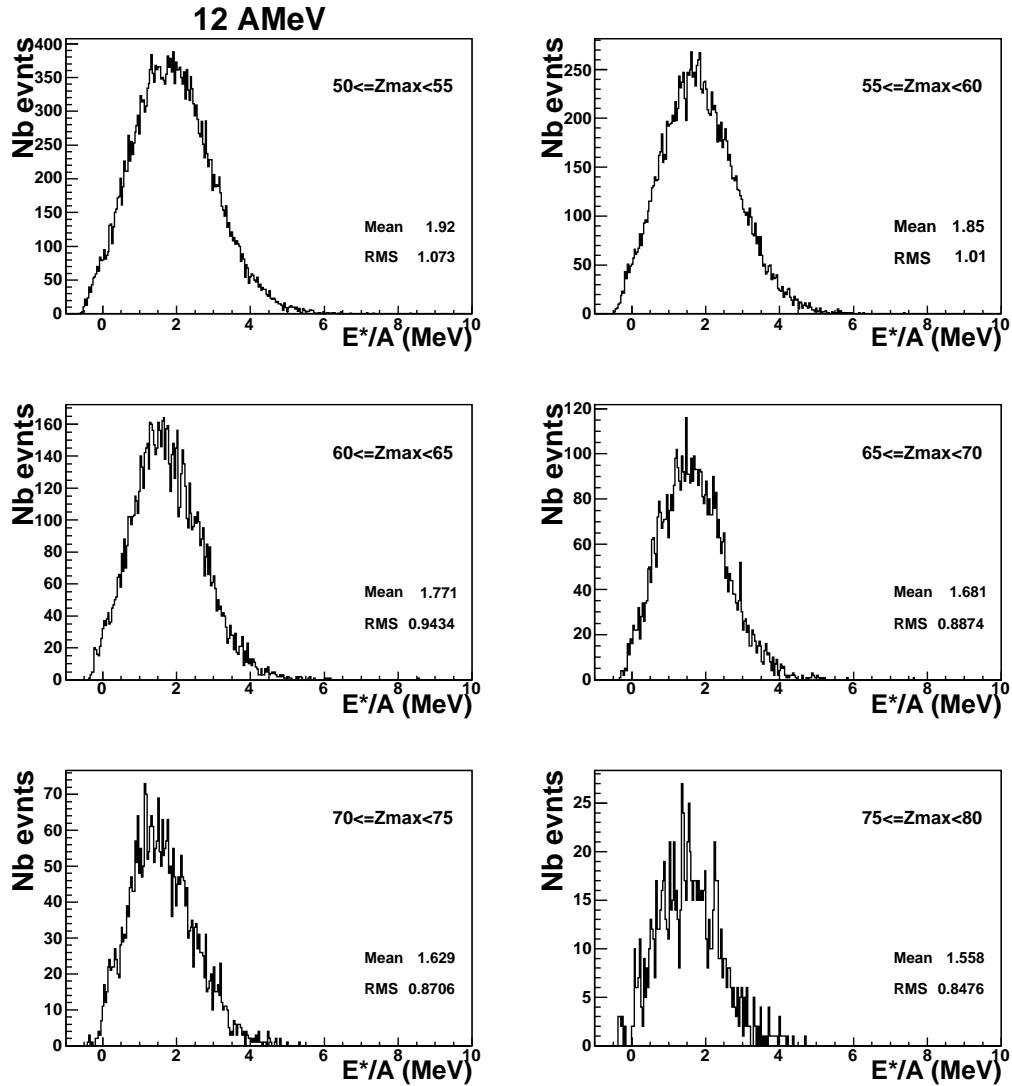


FIG. 5.62 – Distribution de l'énergie d'excitation de la source d'évaporation reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 12 AMeV.

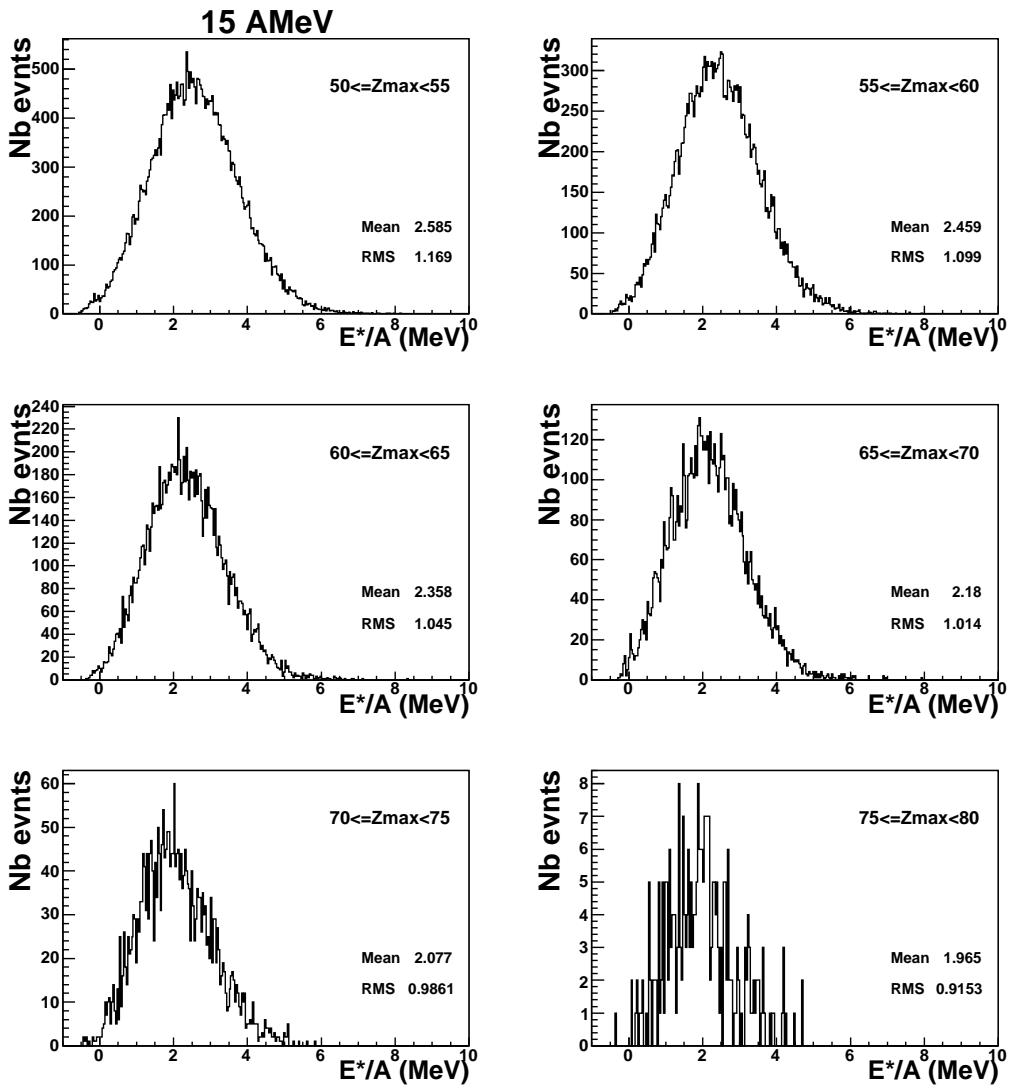


FIG. 5.63 – Distribution de l'énergie d'excitation de la source d'évaporation reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 15 AMeV.

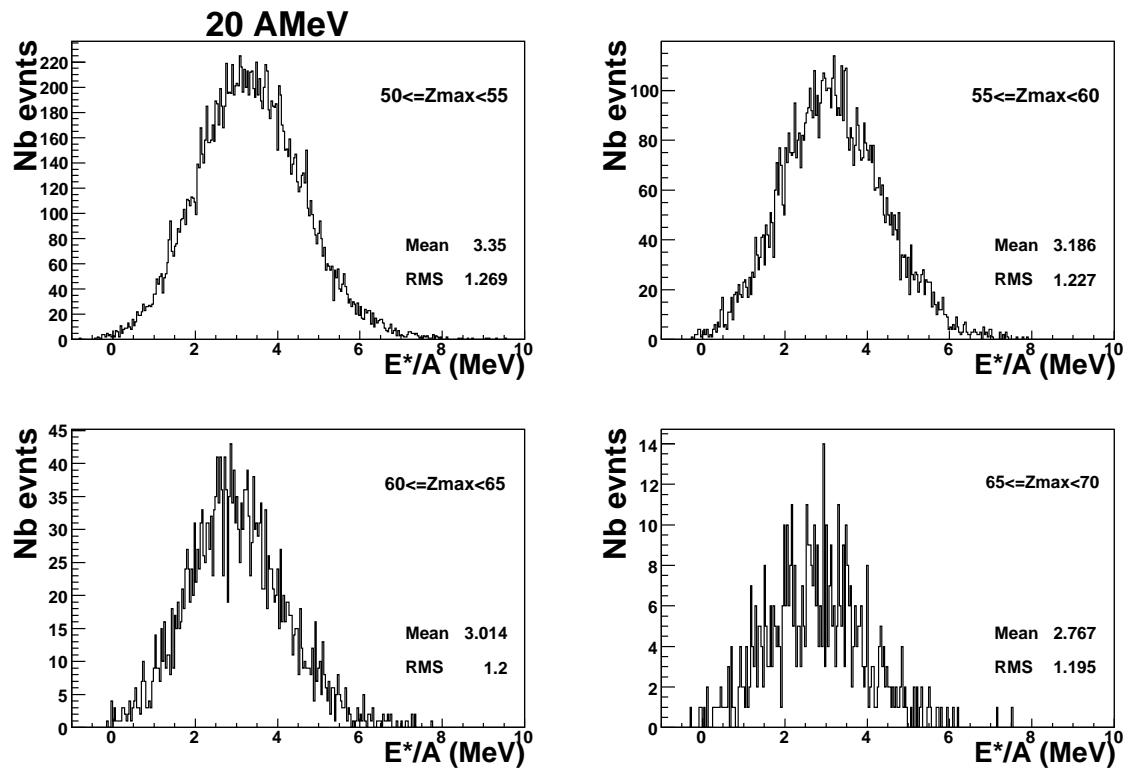


FIG. 5.64 – Distribution de l'énergie d'excitation de la source d'évaporation reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 20 AMeV.

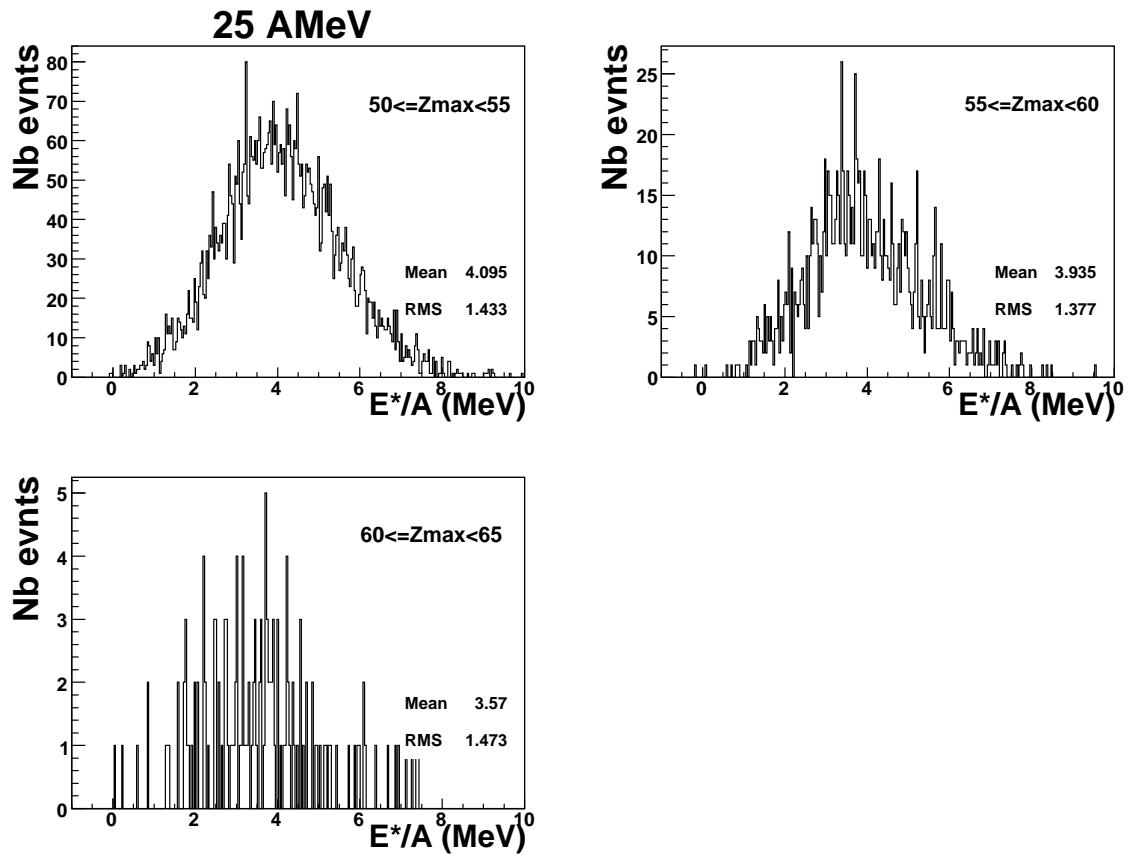


FIG. 5.65 – Distribution de l'énergie d'excitation de la source d'évaporation reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 25 AMeV.

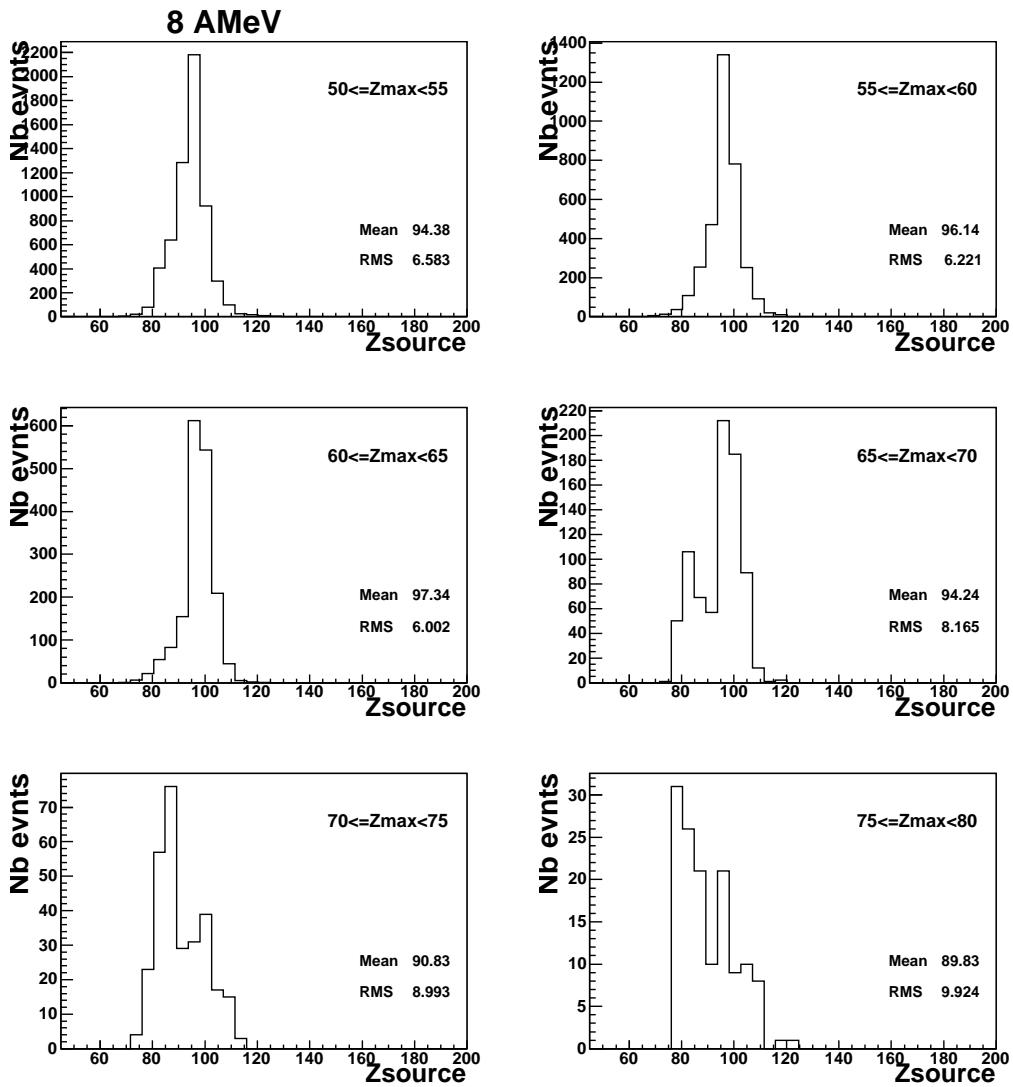


FIG. 5.66 – Distribution en charge de la source d'émission reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 8 AMeV, en incluant  $Z_{max2}$  dans le calcul.

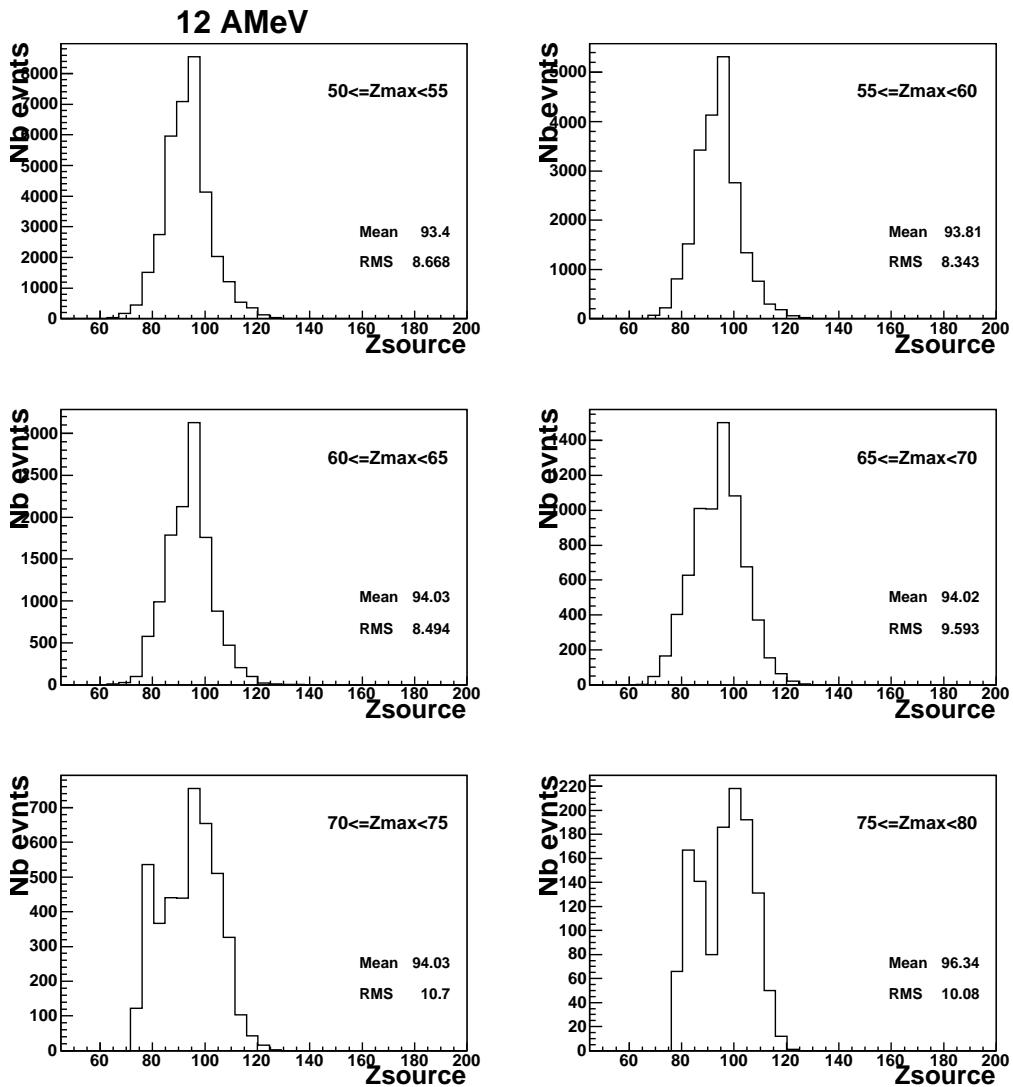


FIG. 5.67 – Distribution en charge de la source d'émission reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 12 AMeV, en incluant  $Z_{max2}$  dans le calcul.

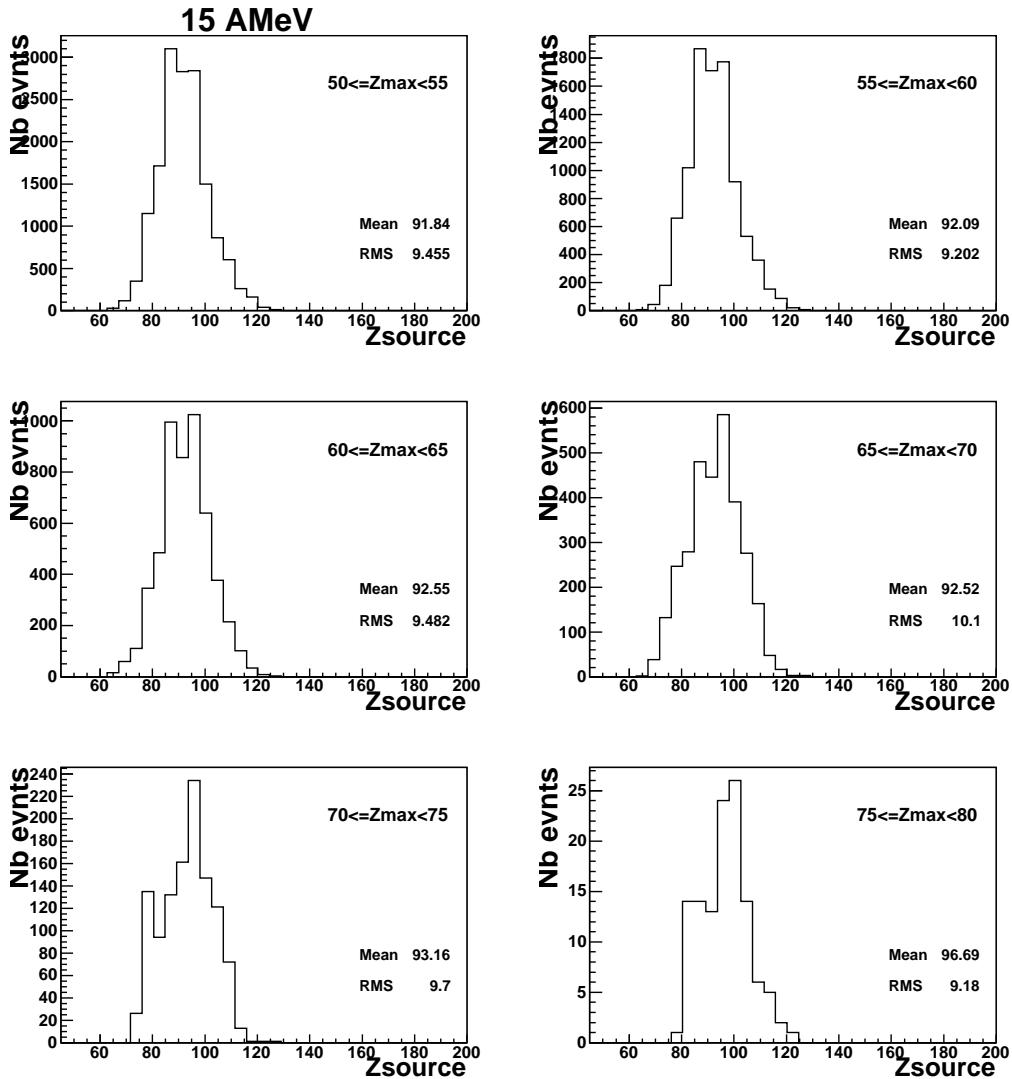


FIG. 5.68 – Distribution en charge de la source d'émission reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 15 AMeV, en incluant  $Z_{max2}$  dans le calcul.

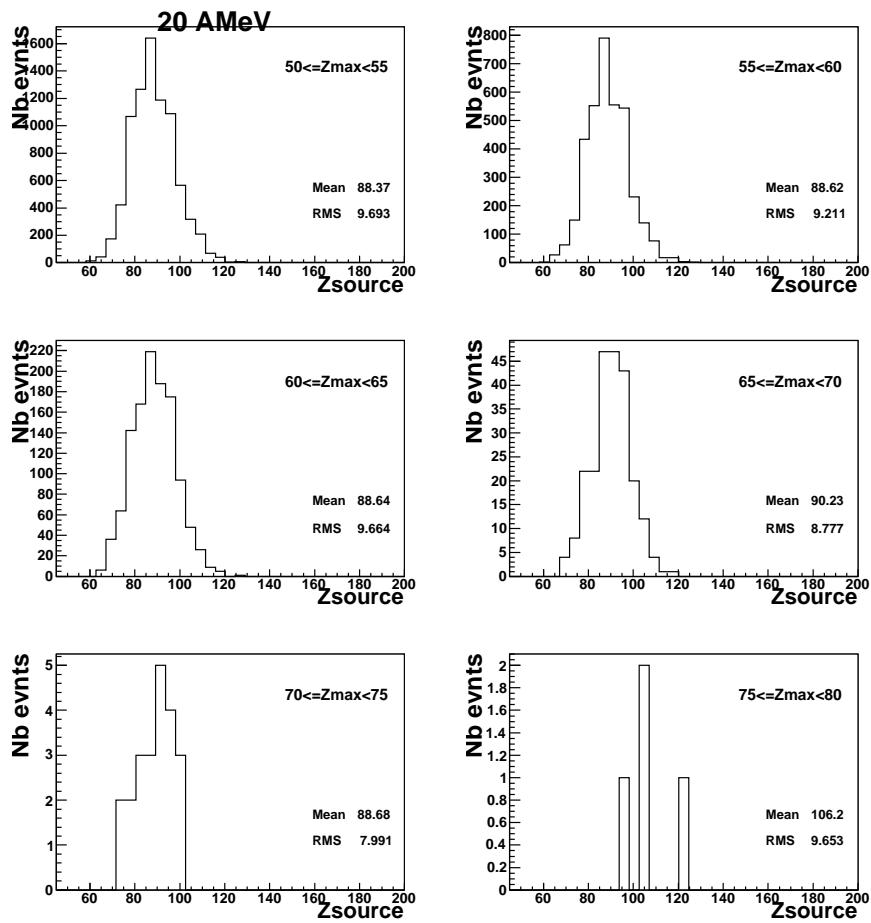


FIG. 5.69 – Distribution en charge de la source d'émission reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 20 AMeV, en incluant  $Z_{max2}$  dans le calcul.

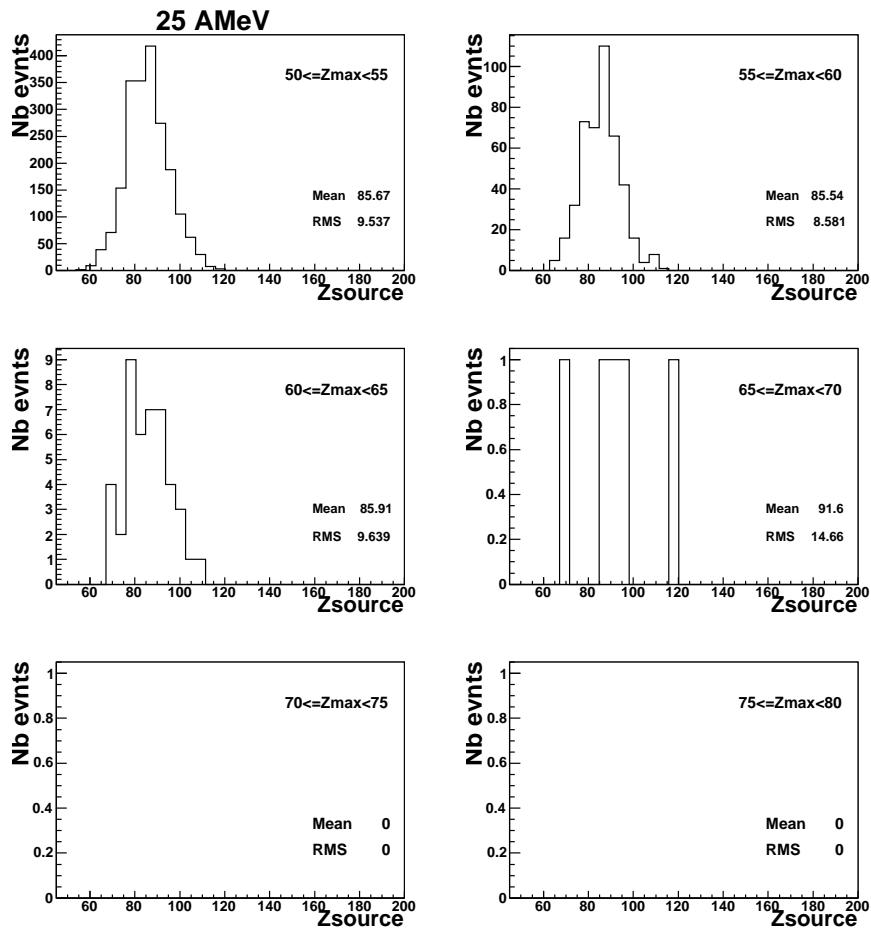


FIG. 5.70 – Distribution en charge de la source d'émission reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 25 AMeV, en incluant  $Z_{max2}$  dans le calcul.

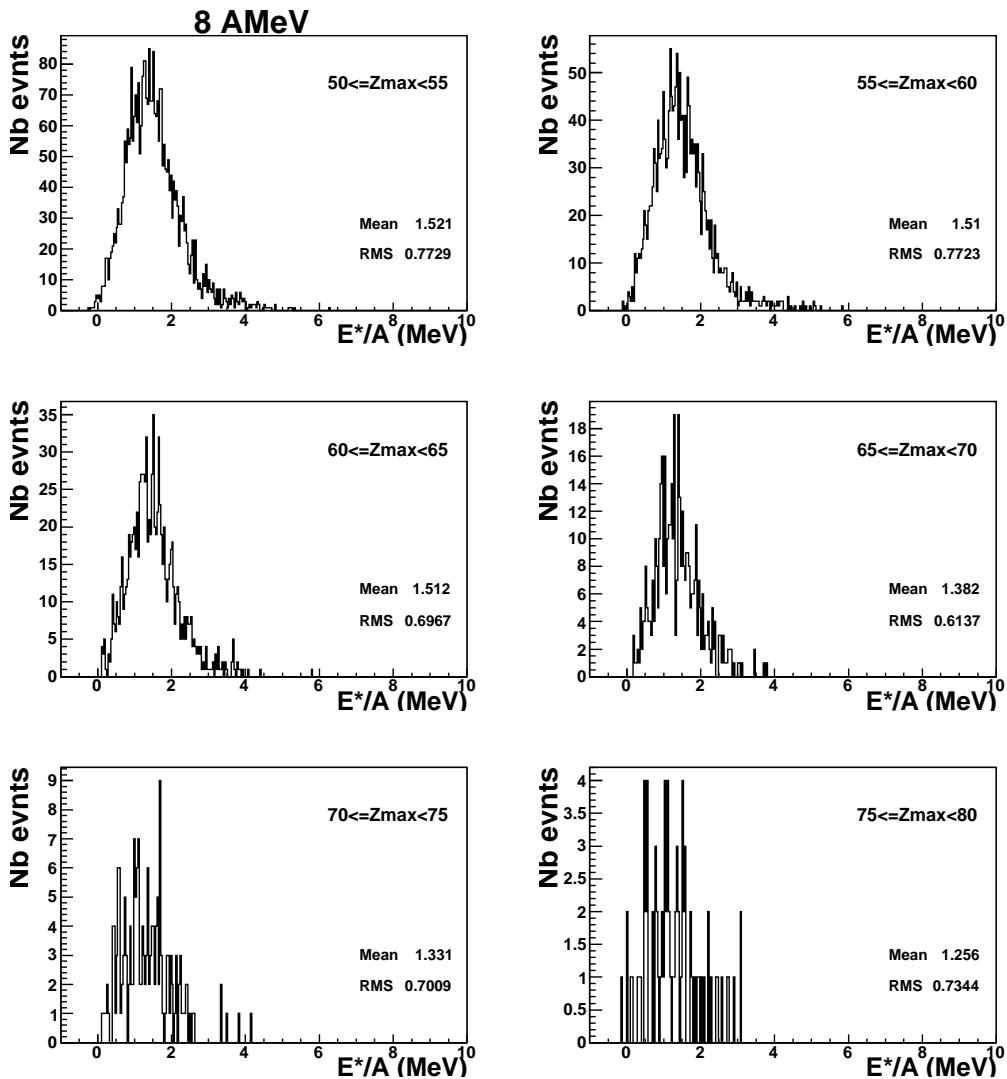


FIG. 5.71 – Distribution de l'énergie d'excitation de la source reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 8 AMeV, en incluant  $Z_{\text{max}2}$  dans le calcul.

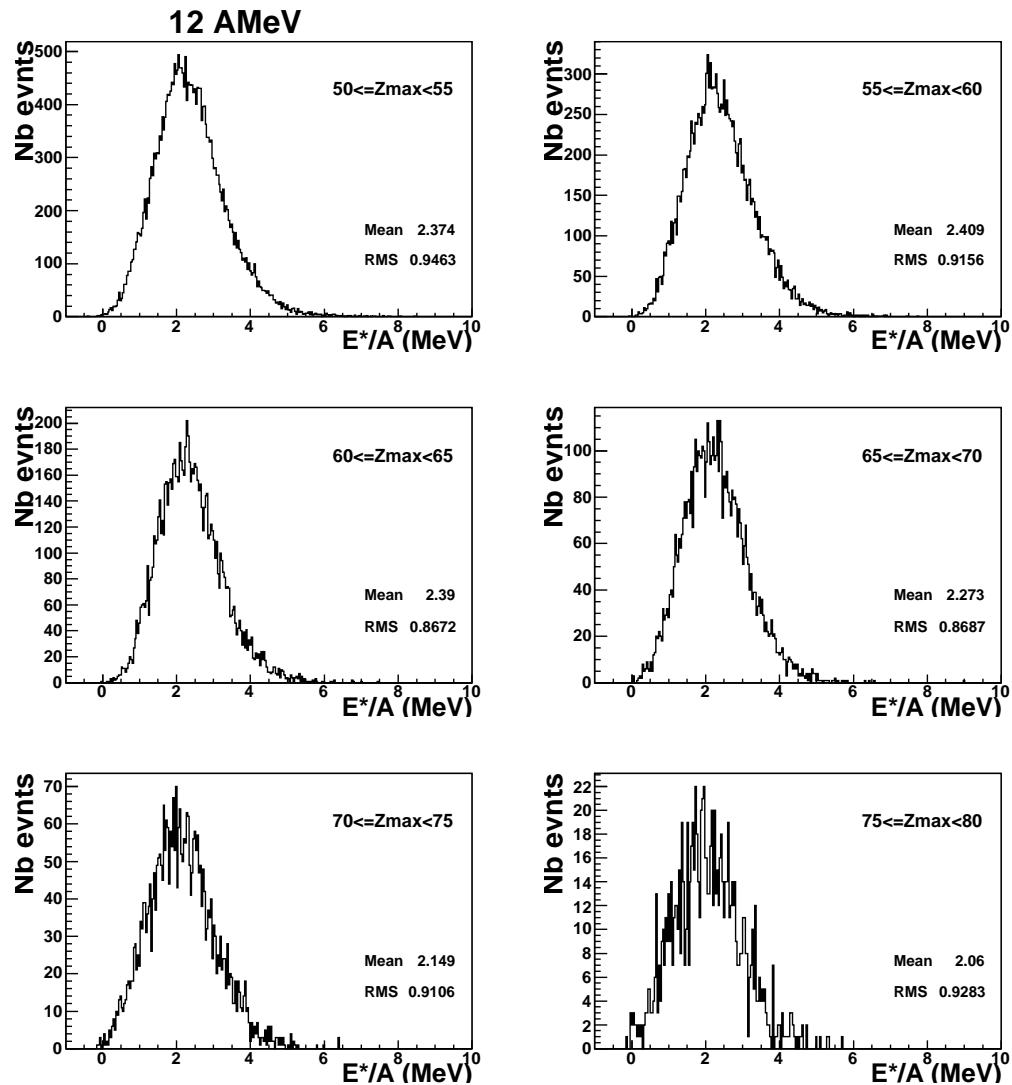


FIG. 5.72 – Distribution de l'énergie d'excitation de la source reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 12 AMeV, en incluant  $Z_{max2}$  dans le calcul.

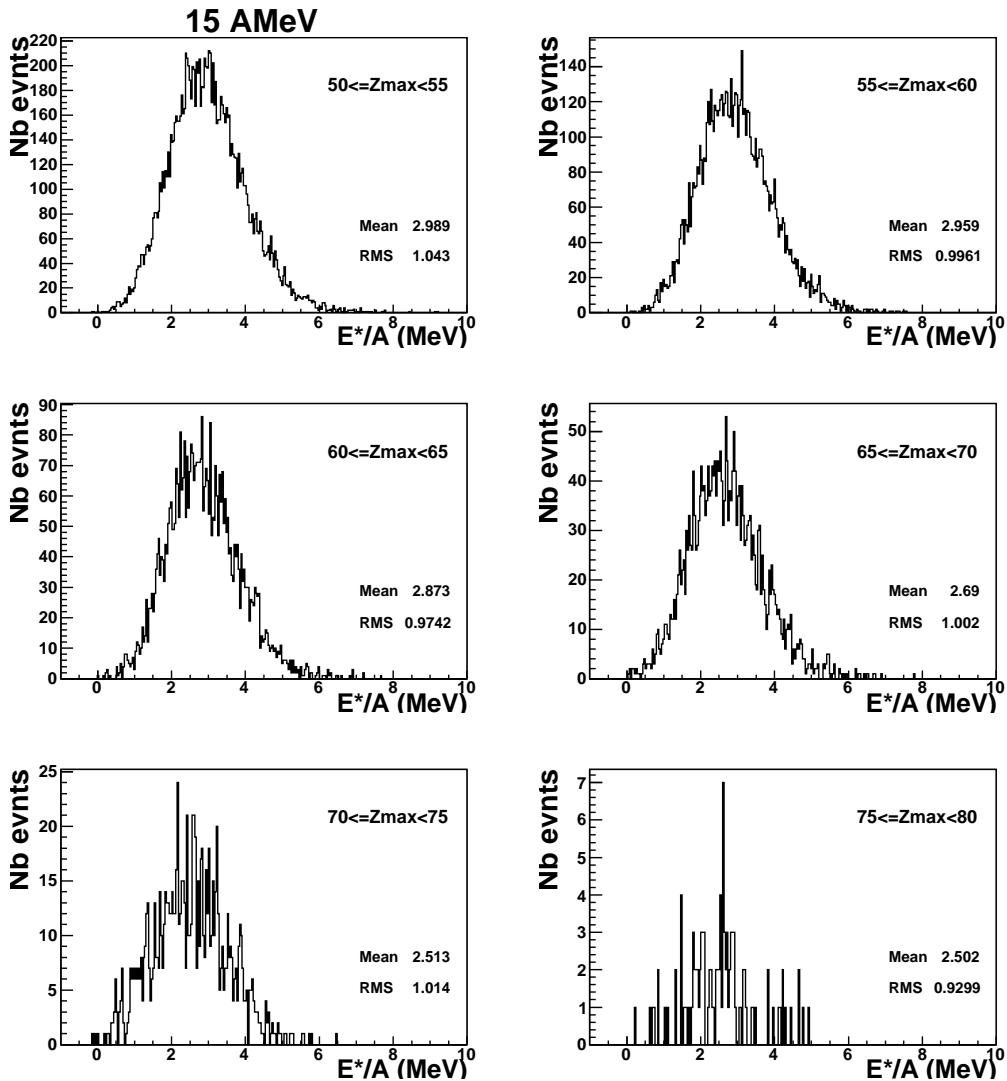


FIG. 5.73 – Distribution de l'énergie d'excitation de la source reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 15 AMeV, en incluant  $Z_{max2}$  dans le calcul.

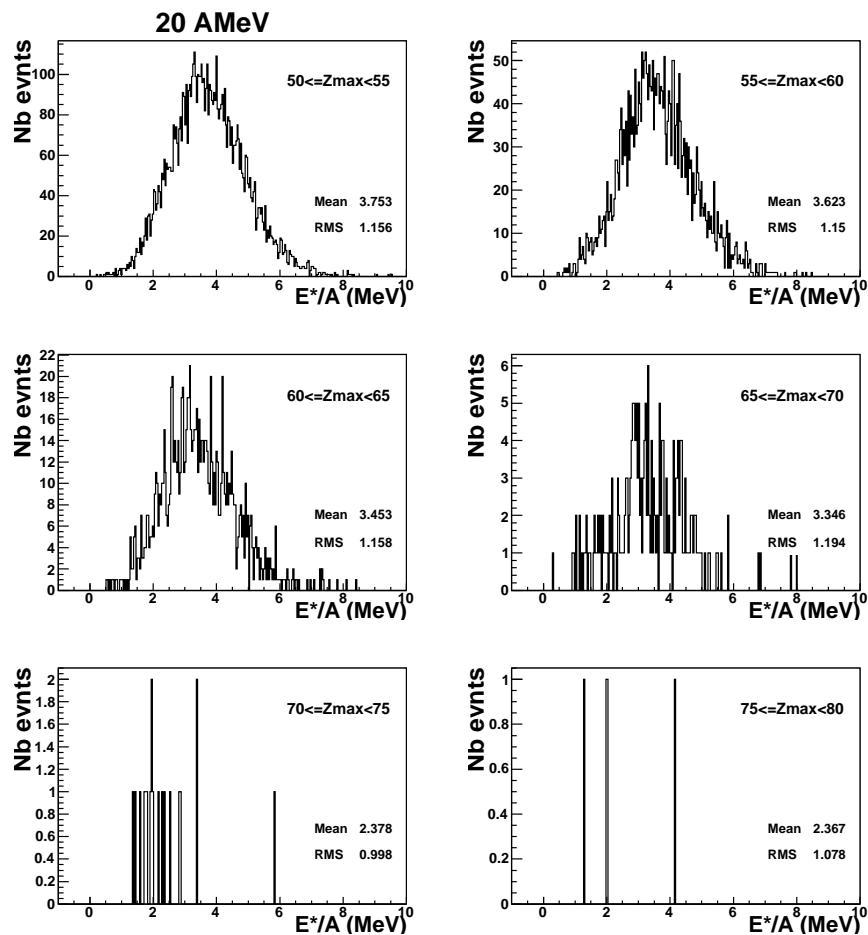


FIG. 5.74 – Distribution de l'énergie d'excitation de la source reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 20 AMeV, en incluant  $Z_{max2}$  dans le calcul.

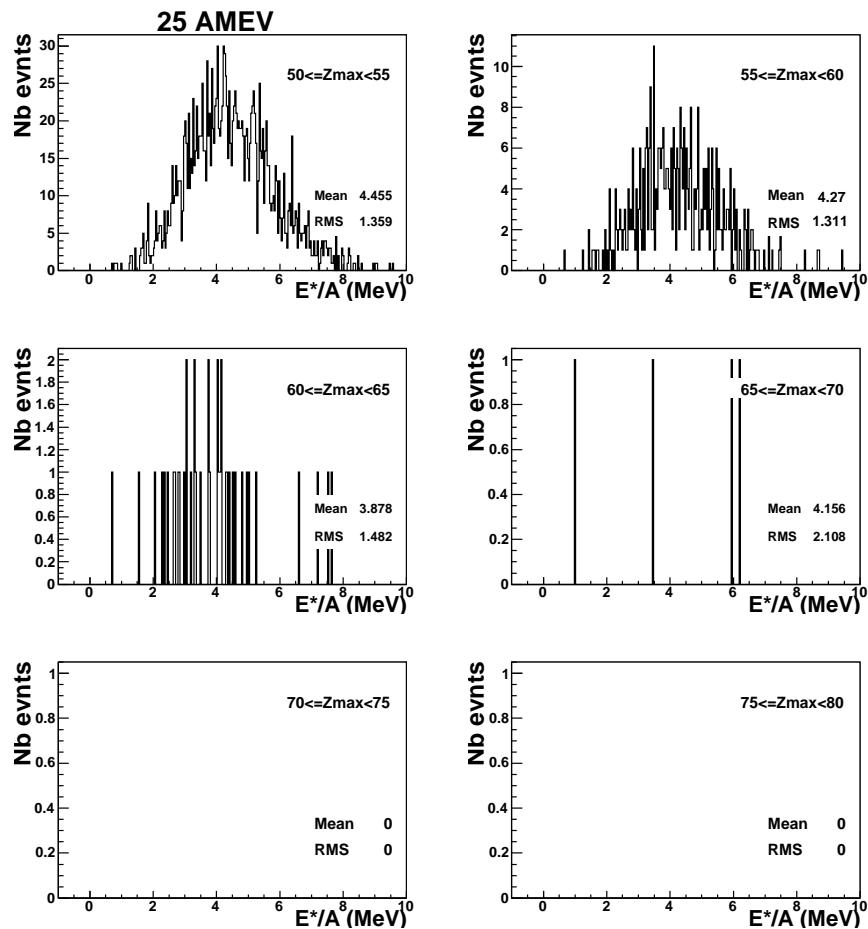


FIG. 5.75 – Distribution de l'énergie d'excitation de la source reconstruite évènement par évènement pour obtenir différentes gammes de résidus à une énergie incidente de 25 AMeV, en incluant  $Z_{max2}$  dans le calcul.

émis par divers résidus à 15 AMeV.

La maxwellienne de surface utilisée est la suivante [1] :

$$P = C \frac{(E - B)}{T^2} \exp\left(\frac{-E - B}{T}\right) \quad (5.6)$$

Dans cette équation C est une constante de normalisation, E est l'énergie cinétique de la particule dans le repère de l'émetteur (dans ce cas il s'agit du repère du centre de masse), B est la barrière coulombienne entre la particule et le noyau et T est le paramètre apparenté à la température.

Sur la figure suivante 5.77 on représente le paramètre de température extrait des spectres en énergie des protons en fonction de la charge du résidu, pour les réactions Xe+Sn de 8 à 25 AMeV. On voit que la température change peu lorsque la charge du résidu augmente. Il est intéressant de constater que les courbes obtenues ont la même allure que celles représentant l'énergie d'excitation de la source en fonction de la charge du résidu, d'autant plus que ces quantités  $E^*$  et  $T$  ont été déterminées de manière indépendante. On voit que la température augmente avec l'énergie du faisceau, ce qui est cohérent avec ce qui a été dit précédemment sur la dépendance de l'énergie d'excitation avec l'énergie incidente.

#### 5.4.4 Courbes caloriques

Plusieurs physiciens nucléaires aimeraient voir une transition de phase des noyaux chauds qui subissent une multifragmentation [52]. Diverses signatures d'une telle transition sont recherchées, comme la bimodalité [53], la capacité calorifique négative [52] ou encore la présence d'un plateau dans la courbe calorique [54]. Sur la figure 5.78 on présente les courbes caloriques obtenues avec différentes valeurs de résidus produits lors

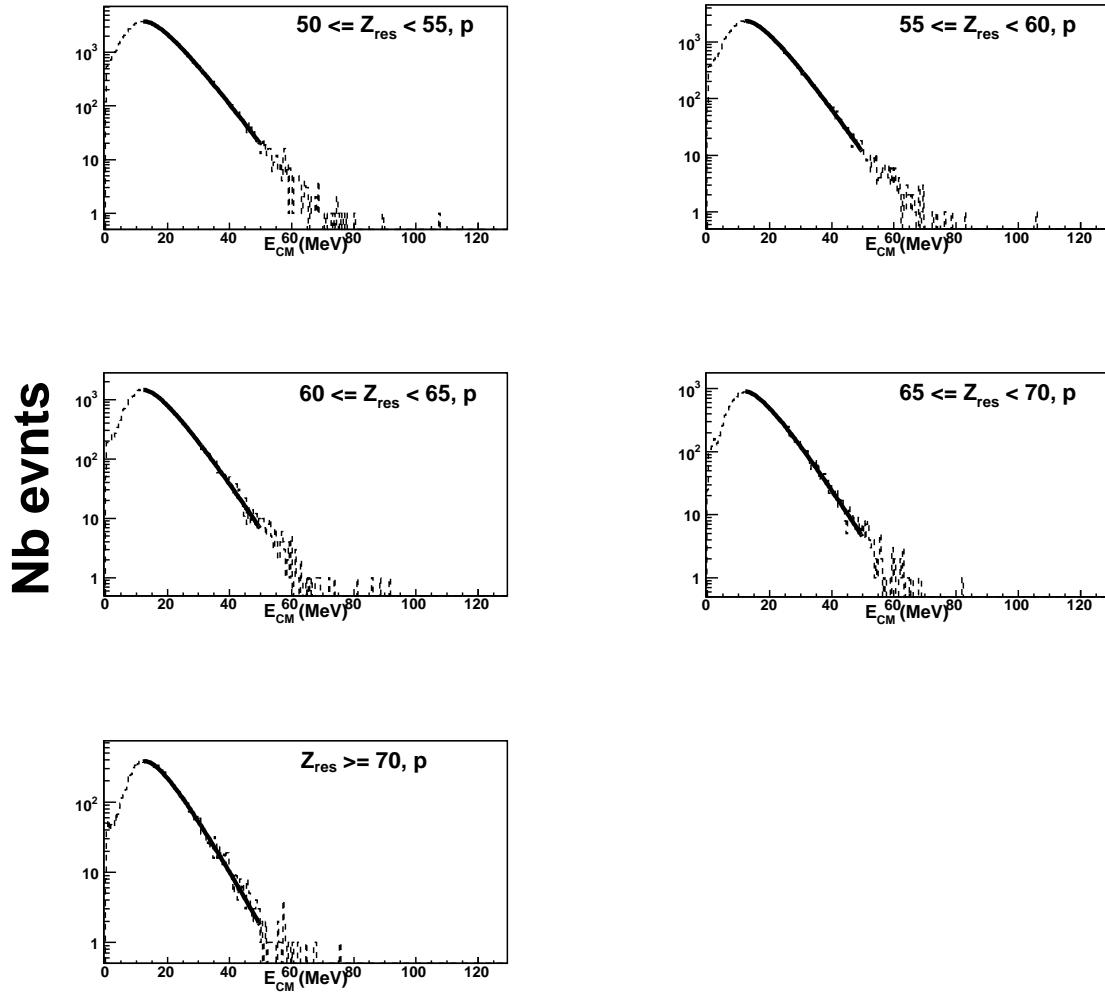


FIG. 5.76 – Énergie des protons (ligne pointillée) émis en coïncidence avec les résidus, pour la réaction Xe+Sn à 15 AMeV. La maxwellienne utilisée pour extraire le paramètre de température est représentée par la ligne pleine.

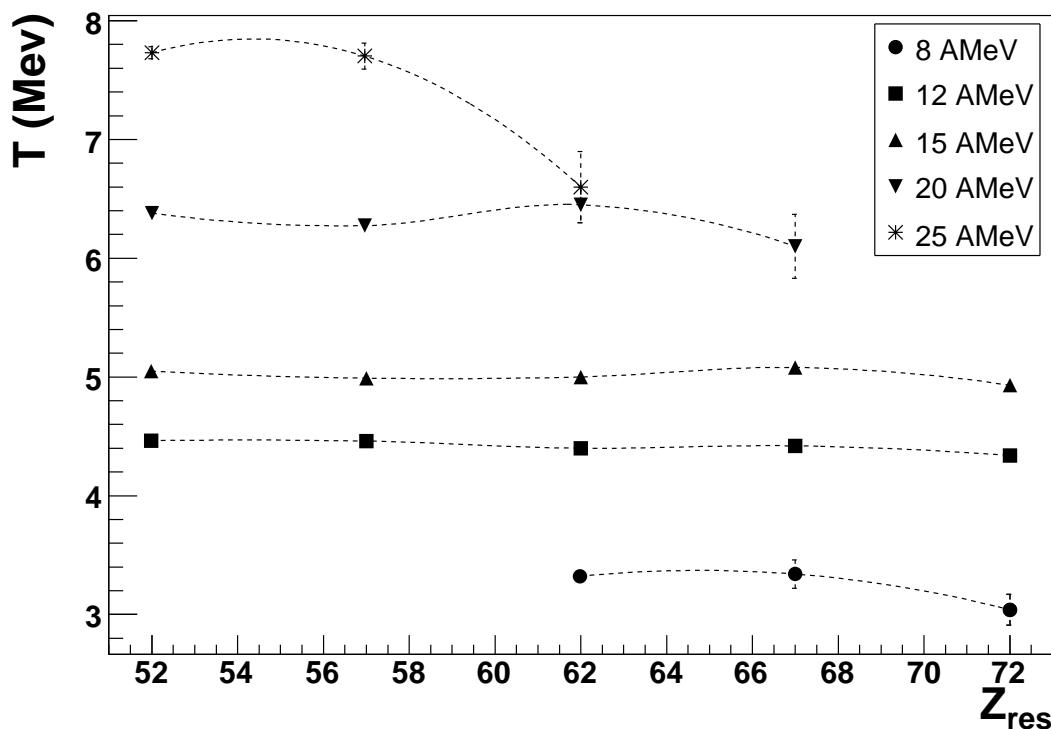


FIG. 5.77 – Paramètre de température extrait de la pente des spectres en énergie des protons, en fonction de la taille du résidu, pour les cinq énergies incidentes. Chaque marqueur contient cinq charges. Une ligne pointillée relie les points de même énergie pour guider l'oeil.

des réactions Xe+Sn de 8 à 25 AMeV. Les courbes sont construites à l'aide des valeurs des paramètres de température et des énergies d'excitation obtenues précédemment. La tendance semble linéaire ; on a vu sur les figures 5.55 et 5.77 que les deux graphiques étaient à peu près les mêmes, mis à part un facteur entre les deux. La non-présence d'un plateau sur les courbes caloriques indique qu'il n'y a pas de transition de phase du premier ordre.

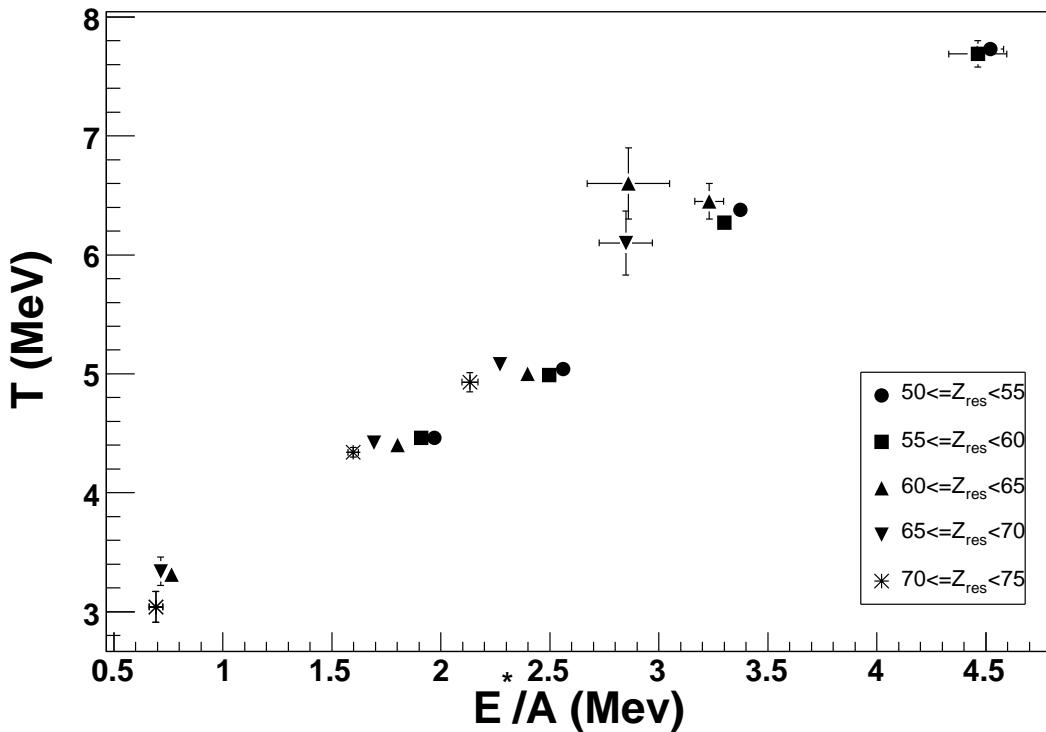


FIG. 5.78 – Courbes caloriques obtenues pour différentes valeurs de résidus, pour les réactions Xe+Sn de 8 à 25 AMeV

La même courbe construite avec les énergies d'excitation calculées évènement par évènement est présentée sur la figure 5.79. L'allure générale de cette courbe est très semblable à la figure 5.78. Selon le modèle du gaz de Fermi, l'énergie d'excitation en fonction de la température est donnée par  $E^*/A = T^2/k$  où  $k$  varie entre 8 et 13 [48, 55, 56]. Sur la figure 5.79, on a superposé en rouge le comportement pour un gaz

de Fermi avec une valeur de  $k = 13$ , qui semble bien suivre les données. Cette valeur est d'ailleurs compatible avec ce qui est calculé par Shlomo et Natowitz [56].

La compilation de Natowitz [55] montre un plateau sur les courbes caloriques à une énergie d'excitation entre 3 et 4 AMeV pour des sources de masses comparables à celles obtenues dans notre étude. Comme on ne dispose que d'un groupe de points vers 3.3 AMeV et d'un autre aux alentours de 4.5 AMeV, la courbe ne permet pas de voir de transition. Il faudrait d'autres points, à des énergies d'excitation supérieures et intermédiaires aux valeurs obtenues. L'atteinte d'énergies d'excitation supérieures nécessiterait des énergies incidentes de faisceaux plus élevées. On tomberait alors dans un régime de multifragmentation où chacun des fragments subit une désexcitation. Il faudrait donc tenir compte de ces désexcitations secondaires dans la méthode pour calculer l'énergie d'excitation et la température. La méthode ne serait donc plus la même que celle utilisée à basse énergie incidente et la tendance dégagée pourrait ainsi être biaisée. Sur la figure 5.80 on présente séparément, par taille de résidu, les courbes caloriques montrées en 5.79. Il semble y avoir une cassure de la courbe aux alentours de  $E^*/A = 2.5$ . Il n'est pas impossible que cette anomalie soit le signal de la transition entre l'évaporation et la fission asymétrique, telle que mentionnée dans [57] qui correspond au début de l'émission des fragments. Enfin, on peut remarquer que sur les figures 5.78 et 5.79, pour une même valeur de résidu, une augmentation de la valeur de  $T$  et de  $E^*/A$ . Ceci est dû au fait que le résidu formé à plus haute énergie vient d'une source plus excitée. Ceci est visible sur le tableau 5.4.

Le tableau 5.3 récapitule les caractéristiques principales de la source d'évaporation obtenues avec les valeurs moyennes discutées dans les sections précédentes. Pour sa part, le tableau 5.4 récapitule les caractéristiques de la source obtenues évènement par évènement.

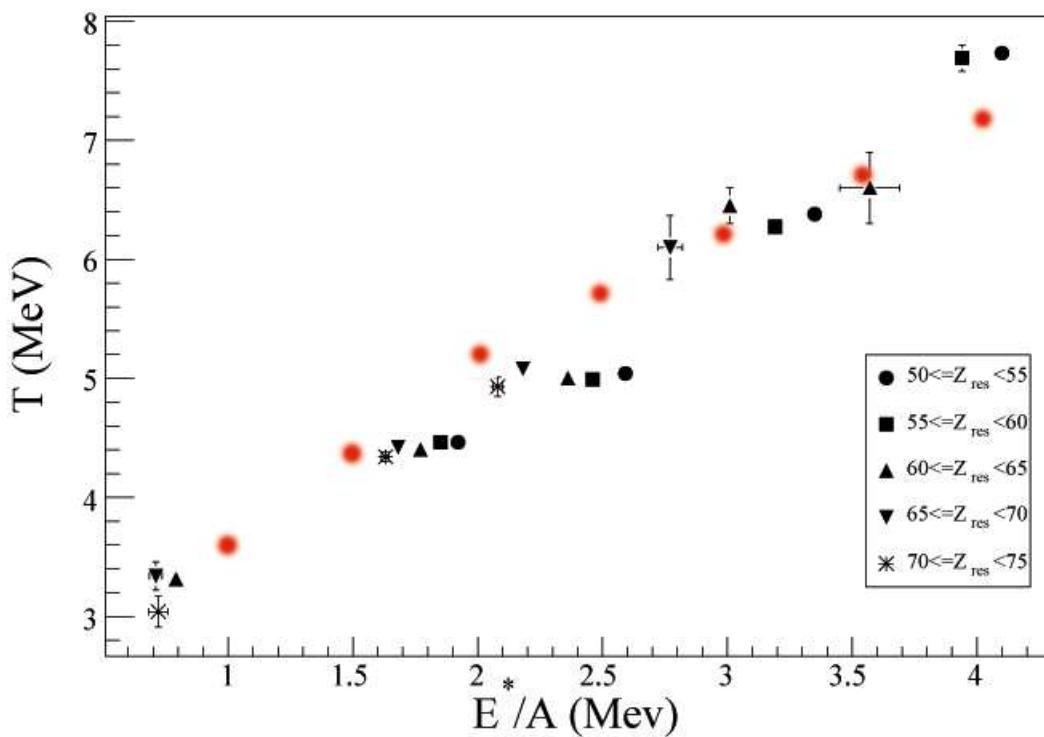


FIG. 5.79 – Courbes caloriques obtenues pour différentes valeurs de résidus, avec l'énergie d'excitation calculée évènement par évènement, pour les réactions Xe+Sn de 8 à 25 AMeV. Les points rouges représentent le comportement pour un gaz de Fermi avec une valeur de  $k = 13$ .

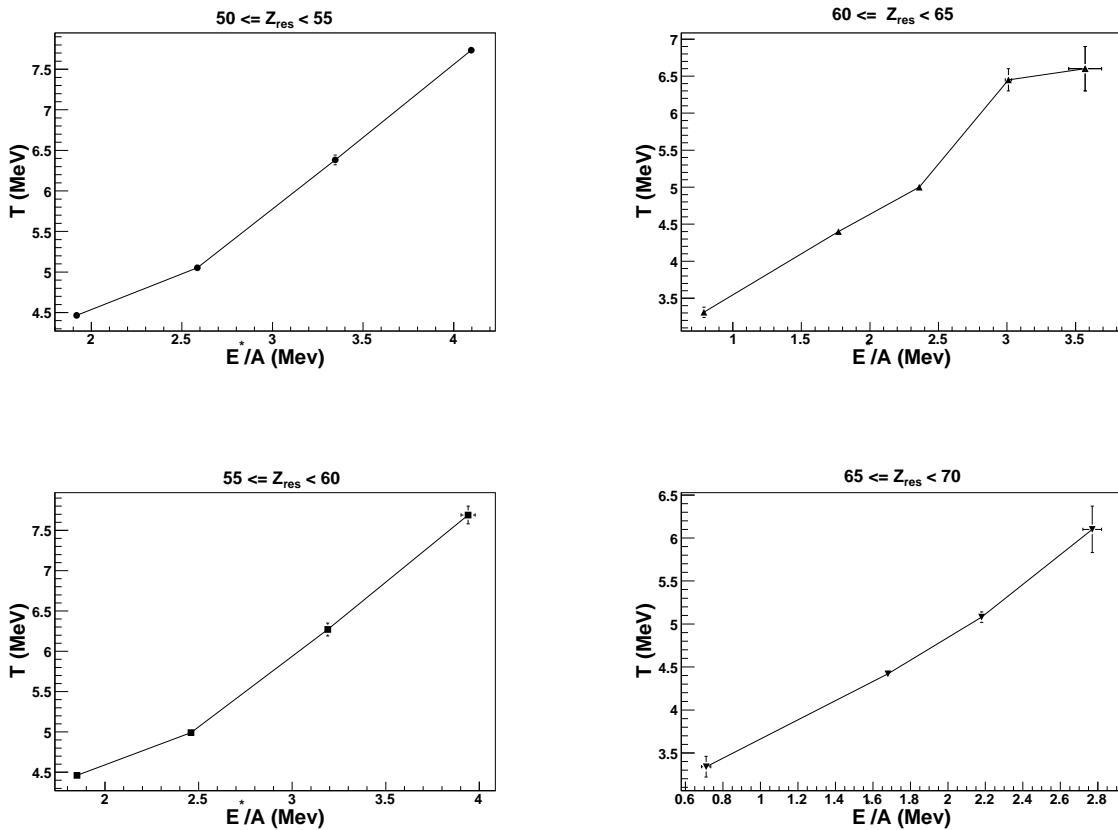


FIG. 5.80 – Courbes caloriques obtenues pour chacune des valeurs de résidus, avec l'énergie d'excitation calculée évènement par évènement, pour les réactions Xe+Sn de 8 à 25 AMeV

$E_{inc}$	$Z_{res}$	$Z_{source}$	$E^*(MeV)$	$\Delta E^*$	$E^*/A$	$\Delta E^*/A$	$T(MeV)$	$\Delta T$
8	60-64	65.68	114.5	0.9	0.77	0.02	3.31	0.07
8	65-69	70.7	116	1	0.72	0.02	3.3	0.1
8	70-74	75.8	122	2	0.69	0.03	3.0	0.1
12	50-54	60.21	268.2	0.5	1.97	0.01	4.46	0.02
12	55-59	65.67	285.7	0.7	1.91	0.01	4.46	0.02
12	60-64	70.8	293	1	1.8	0.02	4.4	0.03
12	65-69	75.93	298	1	1.69	0.02	4.42	0.04
12	70-74	80.93	302	2	1.6	0.02	4.34	0.04
15	50-54	62.95	365.9	0.7	2.56	0.01	5.04	0.03
15	55-59	68.6	392.2	0.9	2.5	0.02	4.99	0.03
15	60-64	74.03	410	1	2.4	0.02	5.00	0.04
15	65-69	79.19	419	2	2.27	0.03	5.08	0.06
15	70-74	83.79	419	2	2.13	0.04	4.93	0.08
20	50-54	66.75	514	1	3.37	0.02	6.38	0.06
20	55-59	72.51	551	2	3.3	0.04	6.27	0.08
20	60-64	77.87	584	4	3.23	0.07	6.5	0.2
20	65-69	81.14	540	8	2.8	0.1	6.1	0.3
25	50-54	71.65	745	4	4.52	0.06	7.73	0.05
25	55-59	77.29	801	8	4.5	0.1	7.7	0.1
25	60-64	70.35	462	11	2.9	0.2	6.6	0.3

TAB. 5.3 – Caractéristiques de la source d'évaporation.  $E_{inc}$  est l'énergie incidente de la réaction,  $Z_{res}$  la charge du résidu,  $Z_{source}$  la charge de la source reconstruite,  $E^*(MeV)$  l'énergie d'excitation de la source,  $\Delta E^*$  l'erreur sur l'énergie d'excitation,  $E^*/A$  l'énergie d'excitation par nucléon de la source en MeV,  $\Delta E^*/A$  l'erreur sur l'énergie d'excitation par nucléon,  $T$  le paramètre de température et  $\Delta T$  l'erreur sur le paramètre de température.

$E_{inc}$	$Z_{res}$	$Z_{source}$	$\sigma Z_{source}$	$Z_{source} - Z_{res}$	$E^*/A$	$\sigma E^*/A$	$\Delta E^*/A$
8	50-54	56.65	5.484	6.7	0.79	0.7922	0.01
8	55-59	61.55	4.916	6.6	0.71	0.7414	0.02
8	60-64	66.43	4.664	6.4	0.72	0.6702	0.02
8	65-69	71.55	4.243	6.6	0.72	0.5764	0.02
8	70-74	76.78	4.056	6.7	0.82	0.5697	0.04
8	75-79	80.9	4.575	5.9	0.79	0.6605	0.07
12	50-54	63.94	8.661	13.9	1.92	1.073	0.01
12	55-59	66.79	8.007	13.8	1.85	1.01	0.01
12	60-64	73.53	7.375	13.5	1.77	0.9434	0.01
12	65-69	78.15	6.819	13.2	1.68	0.8874	0.01
12	70-74	82.08	6.459	12.1	1.63	0.8706	0.01
12	75-79	85.71	5.885	10.7	1.56	0.8476	0.03
15	50-54	68.35	9.685	18.4	2.59	1.169	0.01
15	55-59	72.81	8.694	17.8	2.46	1.099	0.01
15	60-64	77.27	7.834	17.3	2.36	1.045	0.01
15	65-69	80.82	7.323	15.8	2.18	1.014	0.01
15	70-74	84.05	6.837	14.1	2.08	0.9861	0.02
15	75-79	87.79	6.436	12.8	1.97	0.9153	0.05
20	50-54	72.57	9.267	22.6	3.35	1.269	0.01
20	55-59	76.24	8.435	21.2	3.19	1.227	0.01
20	60-64	79.14	7.868	19.1	3.01	1.2	0.02
20	65-69	81.74	7.302	16.7	2.77	1.195	0.05
25	50-54	74.66	8.608	24.7	4.10	1.433	0.02
25	55-59	77.13	7.806	22.1	3.94	1.377	0.04
25	60-64	79.68	7.305	19.7	3.57	1.473	0.1

TAB. 5.4 – Caractéristiques de la source reconstruite évènement par évènement.  $E_{inc}$  est l'énergie incidente,  $Z_{res}$  la charge du résidu,  $Z_{source}$  la charge de la source,  $\sigma Z_{source}$  la déviation standard de la distribution de  $Z_{source}$ ,  $Z_{source} - Z_{res}$  la différence entre  $Z_{source}$  le plus petit  $Z_{res}$  de la gamme,  $E^*/A$  l'énergie d'excitation par nucléon de la source,  $\sigma E^*/A$  la déviation standard de la distribution de  $E^*/A$  et  $\Delta E^*/A$  est l'erreur sur la moyenne de  $E^*/A$ .

## 5.5 Sommaire des résultats expérimentaux

Dans ce chapitre et le précédent, on a montré divers résultats expérimentaux obtenus lors de l'analyse des réactions Xe+Sn de 8 à 15 AMeV d'énergie incidente. Le premier chapitre concernait les caractéristiques des résidus. On a d'abord observé leur distribution en charge. On a vu que la charge du plus gros résidu produit diminuait lorsqu'on augmentait l'énergie du faisceau. On a aussi déterminé la section efficace de production de ces résidus en fonction de l'énergie incidente. Pour une charge de résidu donnée, celle-ci diminuait en augmentant l'énergie. Par la suite, les distributions angulaires des résidus ont montré que les résidus étaient majoritairement détectés vers l'avant et c'était d'autant plus vrai lorsqu'on augmentait l'énergie incidente. Pour mieux comprendre le mécanisme qui permet la production des résidus, dans le chapitre 5, on s'est consacré à l'étude des produits émis en coïncidence avec le résidu. On a d'abord étudié les propriétés du deuxième plus gros fragment ( $Z_{max2}$ ). La charge du deuxième plus gros fragment diminuait lorsque celle du résidu augmentait, ce qui confirme que la charge du système est conservée. De plus, on a constaté que la vitesse du deuxième plus gros fragment se rapprochait de celle du projectile pour les plus gros résidus. Ceci peut être un indice que  $Z_{max2}$  est une partie du projectile qui n'aurait pas fusionné avec la cible. Cependant, on a ensuite évalué l'angle relatif entre le résidu et  $Z_{max2}$ . Pour de très petits "résidus" ayant une charge inférieure à 35, la distribution de l'angle relatif était très large, et les deux plus gros fragments ne semblaient pas corrélés. Cependant, pour les résidus de charge supérieure à 40, les distributions angulaires étaient concentrées vers  $180^\circ$ . Ceci peut montrer que les deux plus gros fragments provenaient d'un système composite qui aurait fissionné pour donner le résidu et  $Z_{max2}$ . On a montré que  $Z_{max2}$  peut être généré par différents mécanismes. Il est principalement le produit de la séparation d'un système composite, mais une partie des  $Z_{max2}$  sont aussi un rémanent du projectile ou encore produits par fission. On s'est ensuite intéressé à la multiplicité des particules légères et des fragments émis en coïncidence avec le résidu, qui pourra servir à reconstruire la source d'évaporation qui a conduit au résidu. La multiplicité des particules et des fragments augmentait peu avec la taille du résidu pour les plus basses

énergies, alors qu'elle augmentait davantage pour les réactions à 20 et 25 AMeV. On a aussi constaté que les fragments de masse intermédiaire étaient émis en petits nombres. La distribution en charge des fragments de masse intermédiaire était très large. On a remarqué que la charge des fragments diminuait lorsqu'on augmentait soit l'énergie incidente ou la charge du résidu, ce qui confirme encore une fois la conservation de la charge du système. À l'aide de la multiplicité des particules légères, on a été en mesure de déterminer la taille et l'énergie d'excitation de la source qui a donné le résidu. Alors que l'énergie d'excitation ne changeait pas de façon notable avec la taille du résidu, elle augmentait avec l'énergie incidente. C'était prévisible car plus on donne d'énergie au système, plus il peut être excité. L'énergie d'excitation de la source a aussi été calculée évènement par évènement, et cette méthode donnait des résultats tout à fait comparables avec la technique utilisant les valeurs moyennes des multiplicités. Enfin, on a extrait un paramètre de température de la source à l'aide des distributions d'énergie des protons. Tout comme l'énergie d'excitation, le paramètre de température variait peu avec la taille du résidu, mais il augmentait avec l'énergie incidente. Ce paramètre, couplé à l'énergie d'excitation, a permis de construire des courbes caloriques pour les différents résidus étudiés. Sur ces courbes, on a observé une cassure qui peut signaler la transition entre l'évaporation et la fission, ce qui correspond au seuil de l'émission des fragments.

## Chapitre 6

# Comparaison des données à un modèle phénoménologique

Afin de confirmer notre hypothèse suggérant que les résidus sont formés par la désexcitation d'une source créée par la fusion incomplète du projectile avec la cible, on a utilisé le générateur d'événements HIPSE [58]. HIPSE est basé sur une approche phénoménologique, qui tient compte des effets statistiques et dynamiques. Les réactions sont décrites en trois étapes avec HIPSE. La première étape comprend l'approche du projectile et de la cible jusqu'à ce qu'ils se recouvrent, c'est la voie d'entrée de la simulation. L'étape suivante est la partition. C'est à ce moment que les nucléons sont répartis en fragments et particules. Ceci est une fonction du paramètre d'impact. Les fragments sont construits à l'aide de règles de coalescence. Pour construire ces fragments, on prend les nucléons situés dans la zone de recouvrement. On prend d'abord un nucléon au hasard qui va constituer le point de coalescence. On prend ensuite un deuxième nucléon au hasard et on teste pour savoir s'il peut former un fragment avec le premier nucléon. Pour ce faire, on vérifie d'abord si le noyau ainsi formé existerait. Ensuite, on vérifie si le nucléon est suffisamment rapproché dans l'espace des phases pour pouvoir être inclus dans le fragment. Si les conditions sont vérifiées, le fragment contient maintenant deux nucléons et on prend un autre nucléon au hasard pour lui

appliquer la même procédure et former un fragment encore plus gros. Si le nucléon ne répond pas aux conditions, il forme un nouveau point de coalescence. On répète cette procédure pour tous les nucléons. À la fin de la partition, on a donc un premier ensemble de fragments. Ces fragments passent ensuite à l'étape de réarrangement où l'on vérifie s'ils peuvent fusionner ou non. Selon l'énergie incidente, il peut y avoir une fusion complète du système pour les plus basses énergies ou encore un mécanisme participant-spectateur à haute énergie. Après ce réarrangement, seule la force coulombienne agit entre les fragments. On a maintenant l'ensemble des fragments initiaux qui vont pouvoir se désexciter. La désexcitation est ensuite effectuée à l'aide du générateur SIMON [59]. Ce sont ces fragments désexcités que l'on va comparer avec les données expérimentales. Les concepteurs du code ont comparé avec succès des données simulées avec HIPSE avec des données obtenues à l'aide du multidétecteur INDRA. Les réactions utilisées étaient Xe+Sn à 25 et 50 AMeV ainsi que Ni+Ni à 82 AMeV. Ils n'ont pas essayé pour des énergies incidentes inférieures à 25 AMeV. Ce chapitre fournira donc un premier test pour de plus faibles énergies. On doit donner trois paramètres d'entrée à HIPSE, qui dépendent de l'énergie incidente, mais non de la taille du système. Le premier (A) correspond à la dureté du potentiel nucléaire. Le deuxième paramètre (B) correspond au pourcentage d'échange de nucléons entre le projectile et la cible dans la zone de recouvrement. Le dernier (C) correspond au pourcentage de collisions nucléon-nucléon. Les concepteurs proposent des valeurs pour certaines énergies incidentes. Ces valeurs ont été ajustées en comparant les résultats du calcul aux données expérimentales pour les réactions Xe+Sn à 25, 50 et 80 AMeV [58]. On a également extrapolé une valeur pour la réaction Xe+Sn à 10 AMeV en essayant de reproduire la contribution de la fusion. Selon les données expérimentales, la dureté du potentiel ainsi que le pourcentage de collisions nucléon-nucléon augmentent avec l'énergie incidente. En effet, plus on augmente l'énergie du faisceau, plus les nucléons du projectile "voient" ceux de la cible. À basse énergie, on est plutôt en présence d'une réaction noyau-noyau. Pour sa part, le pourcentage d'échange de nucléons entre le projectile et la cible diminue en augmentant l'énergie incidente, car puisque les noyaux sont moins longtemps en contact lors des collisions à plus haute énergie, ils n'ont pas le temps d'échanger autant de nucléons qu'à basse énergie.

## 6.1 Comparaison avec l'expérience

On a comparé quelques observables concernant les résidus générées par HIPSE avec celles obtenues de l'expérience. Les réactions  $^{129}Xe + ^{120}Sn$  ont été simulées pour des énergies incidentes de 8, 15 et 25 AMeV. On a généré 200000 événements pour chaque énergie incidente. Les distributions en charge des résidus, ainsi que leur distribution angulaire seront présentées. Pour sélectionner les résidus générés, on a effectué plusieurs coupures de façon à pouvoir les comparer à l'expérience. Premièrement, un seuil en énergie de 1 AMeV a été appliqué sur les données pour tenir compte du seuil expérimental d'INDRA [30]. Les résidus générés arrivants dans les zones mortes entre les détecteurs ont aussi été éliminées. Enfin on a appliqué les mêmes coupures utilisées lors de l'analyse de l'expérience. On a donc sélectionné les résidus à l'aide de l'énergie du plus gros fragment dans le repère du laboratoire. On a aussi conservé seulement les résidus émis entre  $3^\circ$  et  $35^\circ$  pour faire comme si les résidus étaient détectés dans les couronnes 2 à 8 d'INDRA. Les paramètres d'entrée utilisés sont présentés dans le tableau 6.1 et ont été extrapolés des valeurs suggérées données sur le site de référence de HIPSE [60].

$E_{inc}$	A	B	C
8	-0.015	0.65	0.001
15	0.03	0.55	0.007
25	0.1	0.45	0.02

TAB. 6.1 – Paramètres d'entrée utilisés pour la simulation des données avec HIPSE. Le premier (A) correspond à la dureté du potentiel nucléaire. Le deuxième paramètre (B) correspond au pourcentage d'échange de nucléons entre le projectile et la cible dans la zone de recouvrement. Le dernier (C) correspond au pourcentage de collisions nucléon-nucléon.

### 6.1.1 Distributions en charge des résidus

Commençons nos comparaisons en observant la distribution en charge des résidus générés avec HIPSE présentée sur les figures 6.1, à 6.3. Les données expérimentales sont superposées à celles obtenues avec HIPSE. Sur ces figures, on constate que la charge du plus gros résidu diminue lorsqu'on passe de 8 à 25 AMeV, tout comme on l'a observé lors de l'expérience. La charge du plus gros résidu produit à 15 et 25 AMeV est comparable à celui obtenu expérimentalement et a une charge autour de 60 à 25 AMeV alors que sa charge est plutôt aux environs de 80 à 15 AMeV. Cependant, à 8 AMeV, le plus gros résidu simulé est plutôt de l'ordre de 90, ce qui est plus élevé que ce qu'on a obtenu expérimentalement pour cette énergie. De plus, la distribution présente une bosse aux alentours de  $Z_{res} = 80$ . On n'a pas fait cette observation sur les données expérimentales ; peut-être que HIPSE surestime la fusion pour de si basses énergies incidentes. Il semble également y avoir un pic aux alentours de  $Z_{res} = 50$  qui pourrait correspondre à la fission symétrique du noyau composé.

### 6.1.2 Distributions angulaires des résidus

Observons maintenant la distribution angulaire des résidus dans le repère du centre de masse sur les figure 6.4, 6.5 et 6.6. À gauche on présente la distribution générée par HIPSE et à droite celle obtenue expérimentalement. Pour les trois réactions, on peut voir que la section efficace est plus grande pour les plus petits résidus. Ceci a été observé sur les données expérimentales. Cependant, vu les barres d'erreurs obtenues pour les distributions simulées, il est difficile de se prononcer sur un éventuel changement de pente de la distribution angulaire selon la charge du résidu. En effet, sur les données expérimentales, on a vu que les distributions angulaires étaient de plus en plus étroites et concentrées vers l'avant lorsque la charge du résidu augmentait. Malgré tout, on peut dire que les données concernant les distributions angulaires du résidu obtenues avec HIPSE sont réalistes et compatibles avec les données expérimentales.

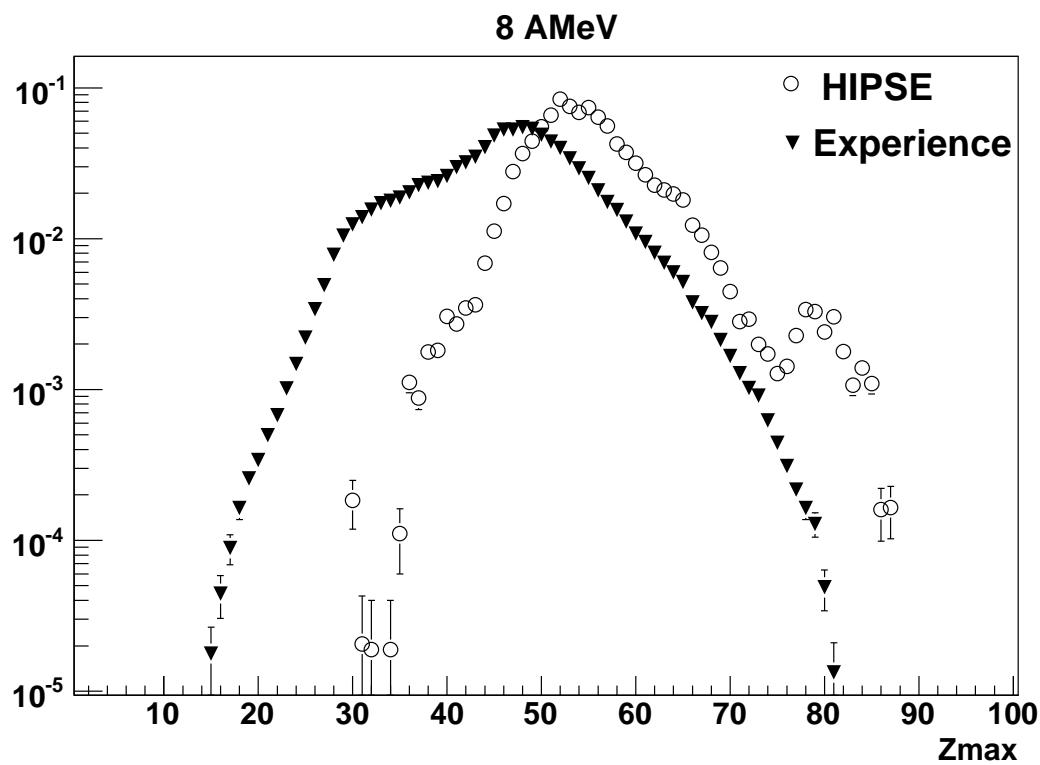


FIG. 6.1 – Distributions en charge des résidus obtenues avec le générateur d'évènements HIPSE pour la réaction  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à 8 AMeV.

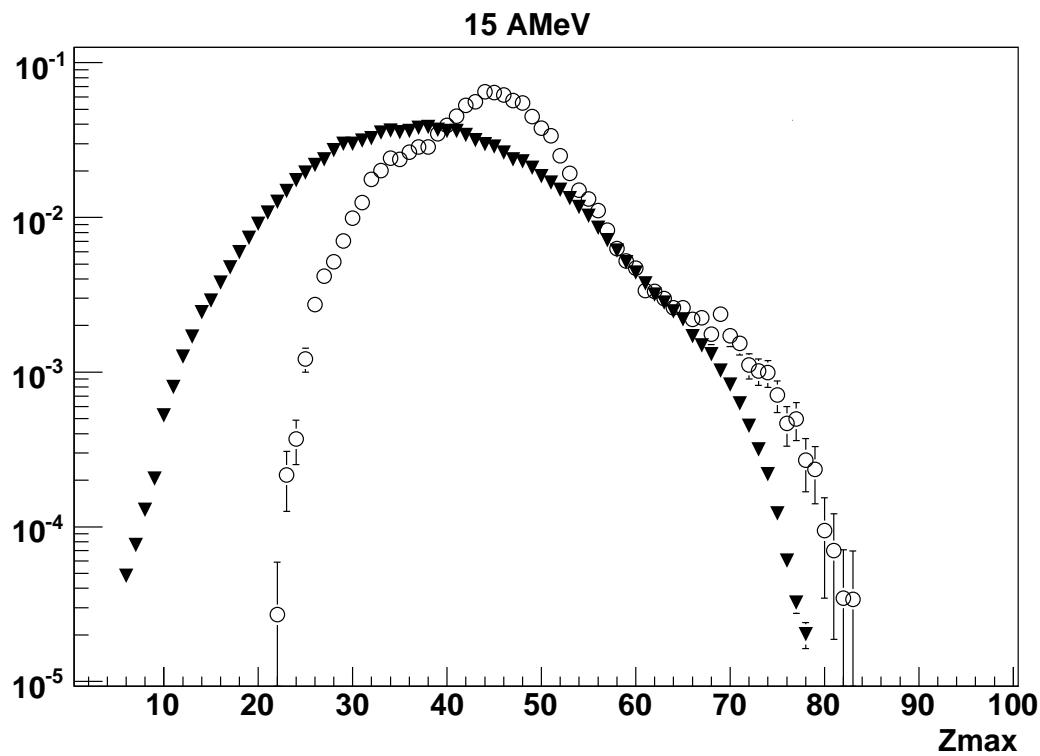


FIG. 6.2 – Distributions en charge des résidus obtenues avec le générateur d'évènements HIPSE pour la réaction  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à 15 AMeV.

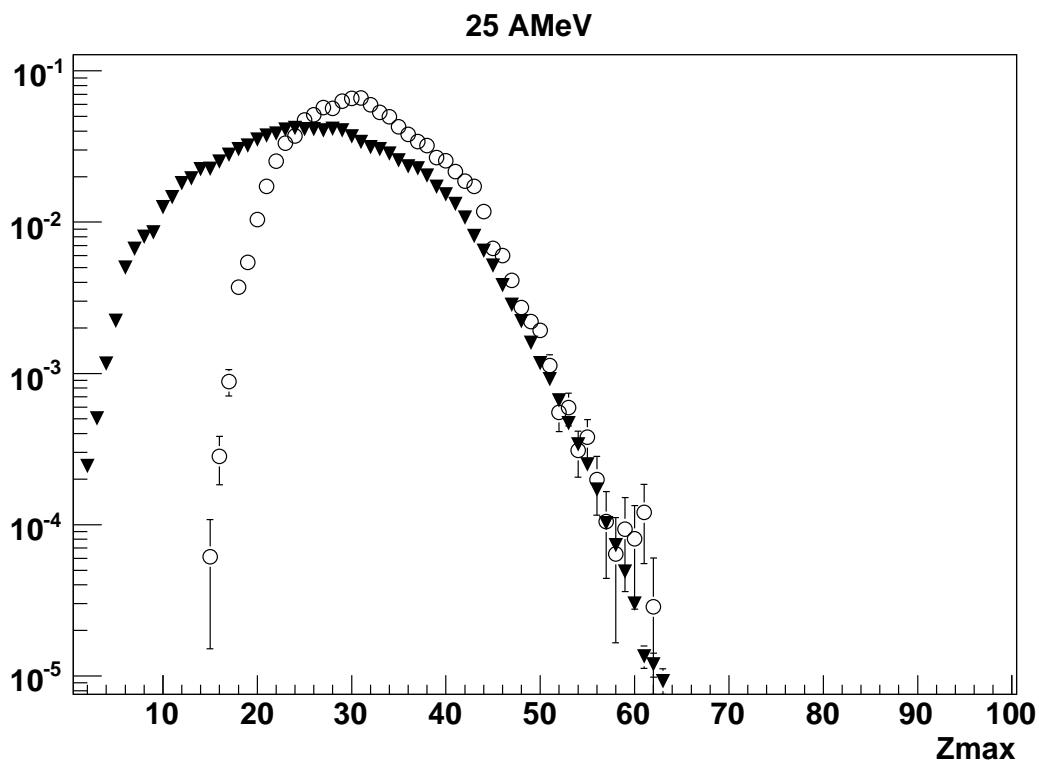


FIG. 6.3 – Distributions en charge des résidus obtenues avec le générateur d'évènements HIPSE pour la réaction Xe+Sn à 25 AMeV.

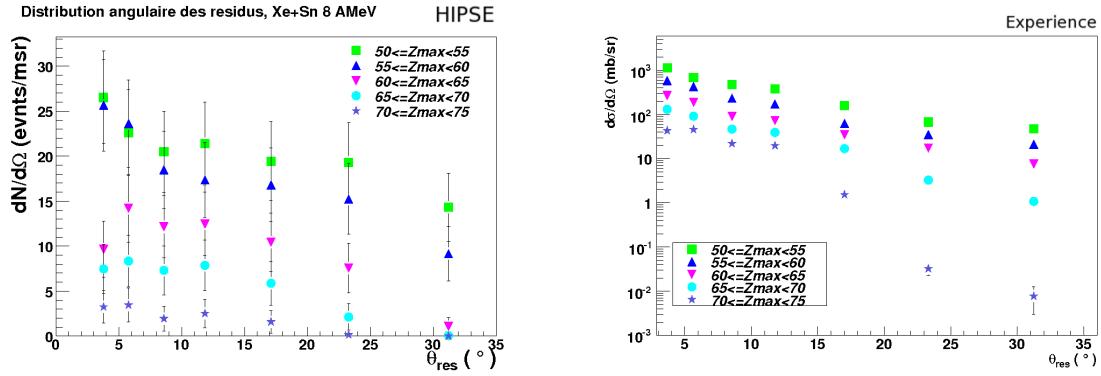


FIG. 6.4 – Distributions angulaires des résidus obtenues avec le générateur d'évènements HIPSE (à gauche) et expérimentalement (à droite) pour la réaction Xe+Sn à 8 AMeV.

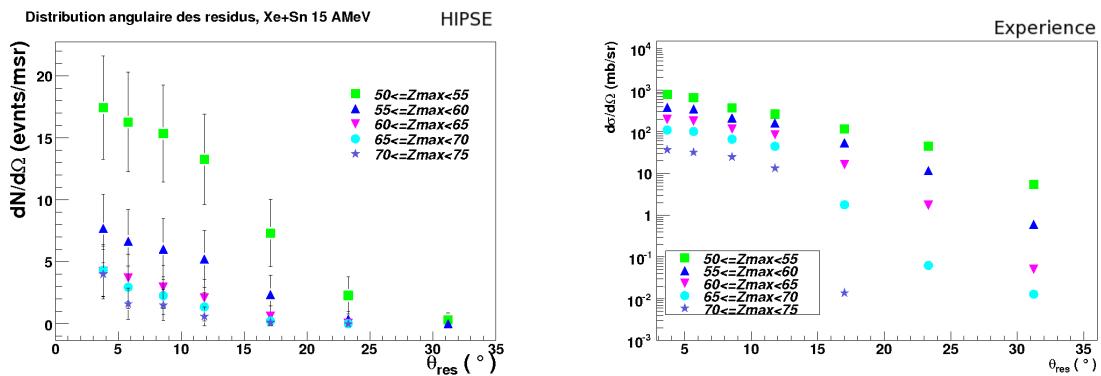


FIG. 6.5 – Distributions angulaires des résidus obtenues avec le générateur d'évènements HIPSE (à gauche) et expérimentalement (à droite) pour la réaction Xe+Sn à 15 AMeV.

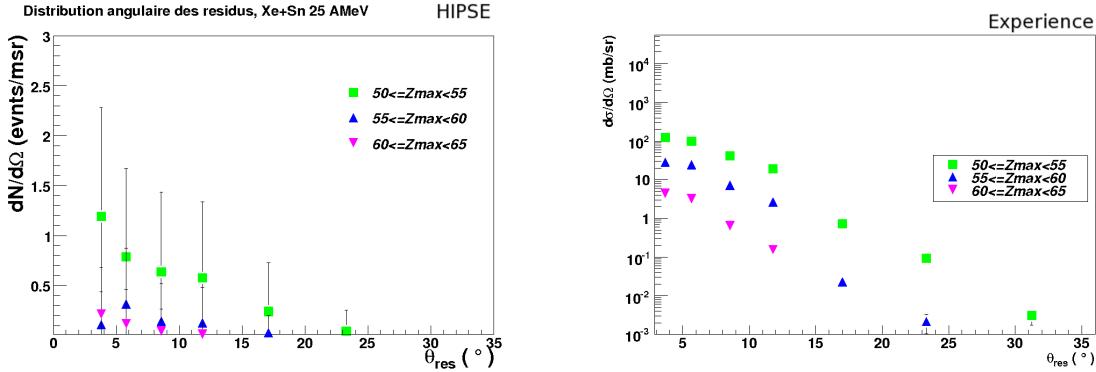


FIG. 6.6 – Distributions angulaires des résidus obtenues avec le générateur d'évènements HIPSE (à gauche) et expérimentalement (à droite) pour la réaction Xe+Sn à 25 AMeV.

On a aussi construit les distributions angulaires obtenues pour les résidus ayant une charge comprise entre 60 et 65. À gauche on présente la distribution générée par HIPSE et à droite celle obtenue expérimentalement. Tout comme pour les données expérimentales, la section efficace est plus élevée pour la réaction à 8 AMeV. De plus, sur cette figure, il semble que plus l'énergie incidente est élevée, plus la distribution angulaire est étroite. C'est aussi ce qu'on a observé sur les données expérimentales puisque plus l'énergie incidente est élevée, plus les fragments lourds sont dirigés vers l'avant.

### 6.1.3 Distributions en charge des fragments

Sur les figures 6.8, 6.9 et 6.10 on présente les distributions en charge des fragments de masse intermédiaire en coïncidence avec les résidus. On a superposé en pointillé les distribution expérimentales. À 8 AMeV, on peut d'abord comparer pour les résidus ayant une charge entre 60 et 65. On constate que dans les deux cas, la distributions présente un pic aux alentour de  $Z_{IMF} = 33$ . Comme mentionné précédemment, cette

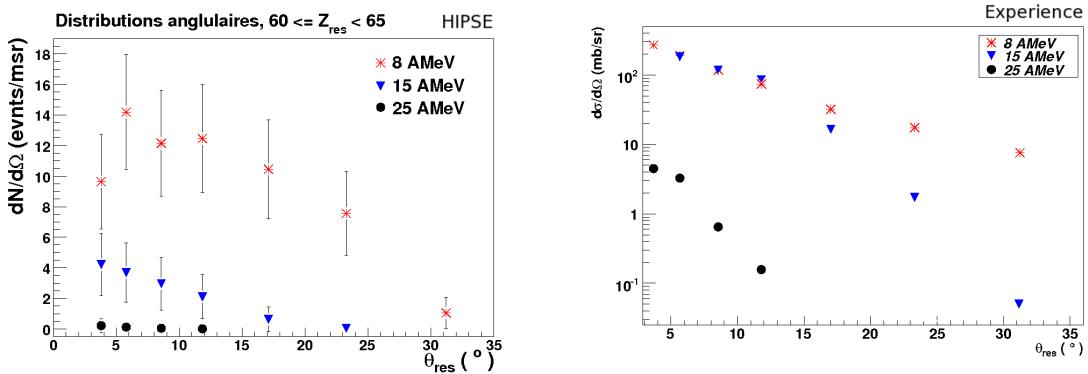


FIG. 6.7 – Distributions angulaires des résidus ayant une charge entre 60 et 65 obtenues avec le générateur d'évènements HIPSE (à gauche) et expérimentalement (à droite) pour la réaction Xe+Sn à 8, 15 et 25 AMeV.

composante correspond au deuxième plus gros fragment. Par contre, on remarque que les fragments les plus légers sont beaucoup plus nombreux dans le cas de la simulation. Pour les résidus ayant une charge entre 60 et 65, la composante des grands  $Z_{IMF}$  est encore présente dans les deux cas, ainsi que la surestimation des fragments légers dans HIPSE. Il est possible que cet écart soit causé par un filtrage des évènements qui ne serait pas suffisamment sévère. Enfin, pour les résidus les plus lourds, avec  $Z_{res}$  situé entre 70 et 75, la simulation et l'expérience ne sont pas vraiment comparables. Dans ce cas, c'est probablement les données expérimentales qui causent l'écart. En effet, comme les données à 8 AMeV sont incomplètes, il est raisonnable que les fragments soient mal détectés. À 15 AMeV, les données sont plus facilement comparables avec la simulation. Pour les résidus ayant une charge entre 55 et 65, la distribution des IMF présente les deux mêmes composantes. La composante des grands IMF est à la même valeur et se termine au même endroit. Cependant la composante des petits IMF semble encore une fois plus élevée dans les simulations. De plus, pour les résidus de charge supérieure à 65, les distributions simulées finissent au même endroit, mais elles ne présentent qu'une seule composante. Enfin, à 25 AMeV, les distributions simulées n'ont pas beaucoup de

statistique, mais ne semblent pas montrer de désaccord avec l'expérience.

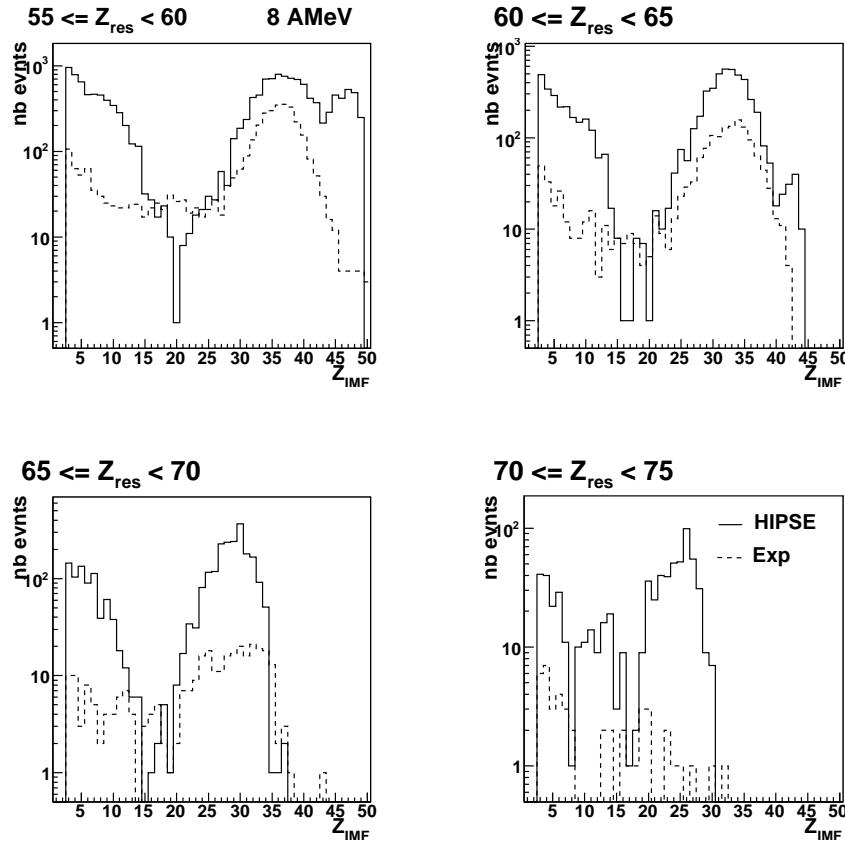


FIG. 6.8 – Distributions en charge des fragments en coïncidence avec différentes gammes de résidus obtenues avec le générateur d'évènements HIPSE pour la réaction Xe+Sn à 8 AMeV

#### 6.1.4 Températures des sources d'évaporation extraites avec HIPSE

On a tenté d'extraire le paramètre de température des sources d'évaporation avec HIPSE à l'aide des distributions en énergie des particules légères. À 15 AMeV, les paramètres de température extraits sont semblables celles obtenues expérimentalement. Cependant, l'ajustement des maxwelliennes n'est pas très réussi, comme le montre le  $\chi^2$  (voir tableau 6.2). Pour les autres énergies incidentes, l'ajustement ne donnait pas

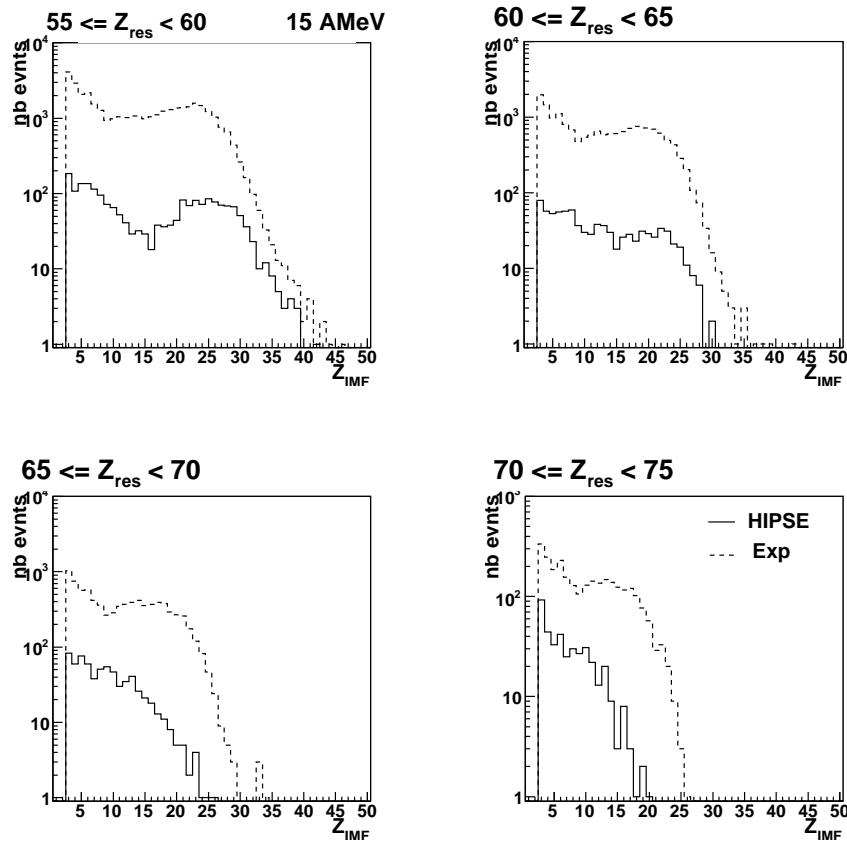


FIG. 6.9 – Distributions en charge des fragments en coïncidence avec différentes gammes de résidus obtenues avec le générateur d'évènements HIPSE pour la réaction Xe+Sn à 15 AMeV

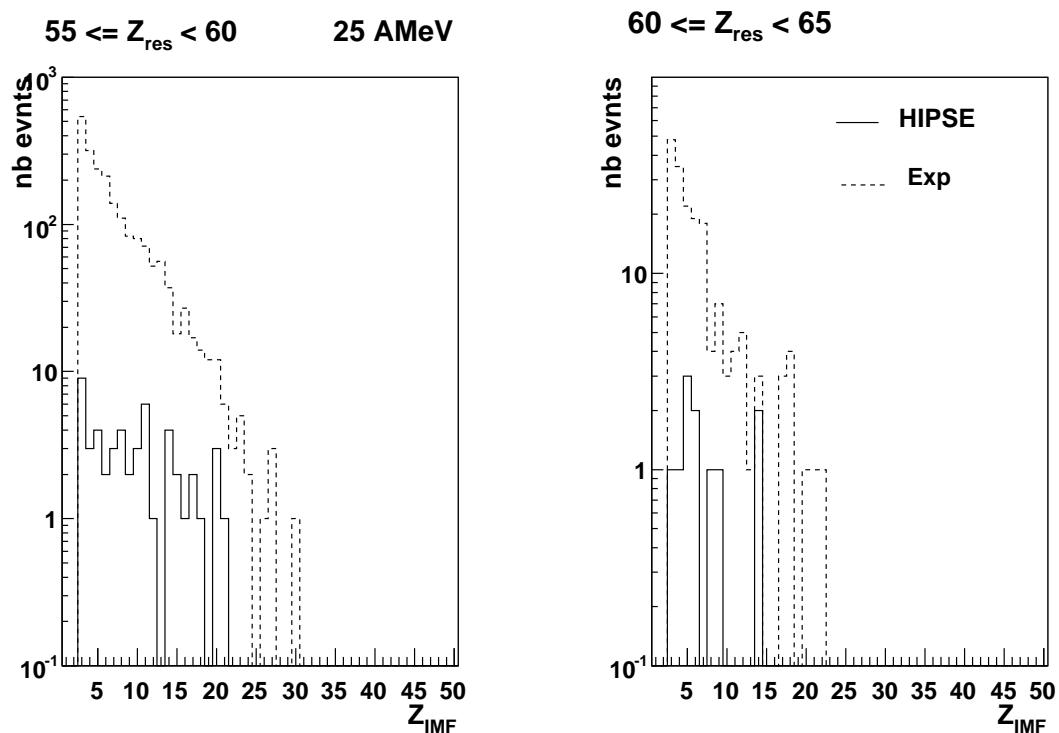


FIG. 6.10 – Distributions en charge des fragments en coïncidence avec différentes gammes de résidus obtenues avec le générateur d'évènements HIPSE pour la réaction Xe+Sn à 25 AMeV

de résultats très probants. Il est possible que le filtrage imposé aux données simulées ne soit pas suffisamment adéquat pour cette analyse. En effet, selon [61], il est possible de bien reproduire les paramètres de température du QP avec HIPSE, pour des données Xe+Sn à 50 AMeV. La figure 6.11 présente les distributions en énergie des protons en coïncidence avec les résidus utilisée pour extraire les températures présentées dans le tableau 6.2. Bien que la maxwellienne semble bien ajustée, ces distributions présentent beaucoup plus de prééquilibre que les distributions expérimentales, ce qui peut nuire à l'ajustement de la fonction.

$Z_{res}$	$T$	$\Delta T$	$\chi^2/NDF$
50 54	6.26909	0.074441	9.24136
55 59	6.39431	0.133311	4.32876
60 64	5.91301	0.201871	2.39508
65 69	4.25421	0.159883	2.33308

TAB. 6.2 – Paramètres de température extraits avec HIPSE pour différentes gammes de résidus.  $Z_{res}$  est la charge du résidu,  $T$  le paramètre de température,  $\Delta T$  l'erreur sur le paramètre de température et la dernière colonne représente le  $\chi^2$  divisé par le nombre de degrés de liberté.

### 6.1.5 Processus formant les résidus selon HIPSE

Les fragments générés par HIPSE sont caractérisés par leur charge, leur masse, leur impulsion ainsi que leur origine. On peut donc savoir, pour chacun des fragments dans leur état final, à partir de quel fragment créé lors de la partition ils ont été produits. Pour pister la provenance des fragments finaux, la génération par HIPSE leur a attribué un chiffre correspondant à leur origine. Lorsque cette variable vaut 0, le fragment provient d'une fusion du projectile et de la cible. Lorsqu'elle vaut 1 le fragment provient du quasi-projectile, 2 correspond à la quasi-cible et les autres chiffres correspondent aux autres fragments. Après la désexcitation, si un fragment vient d'un autre fragment qui a une origine "X" il aura également cette origine. Sur les figures 6.12, 6.13 et 6.14, on montre la distribution de la variable "Origine" pour différentes

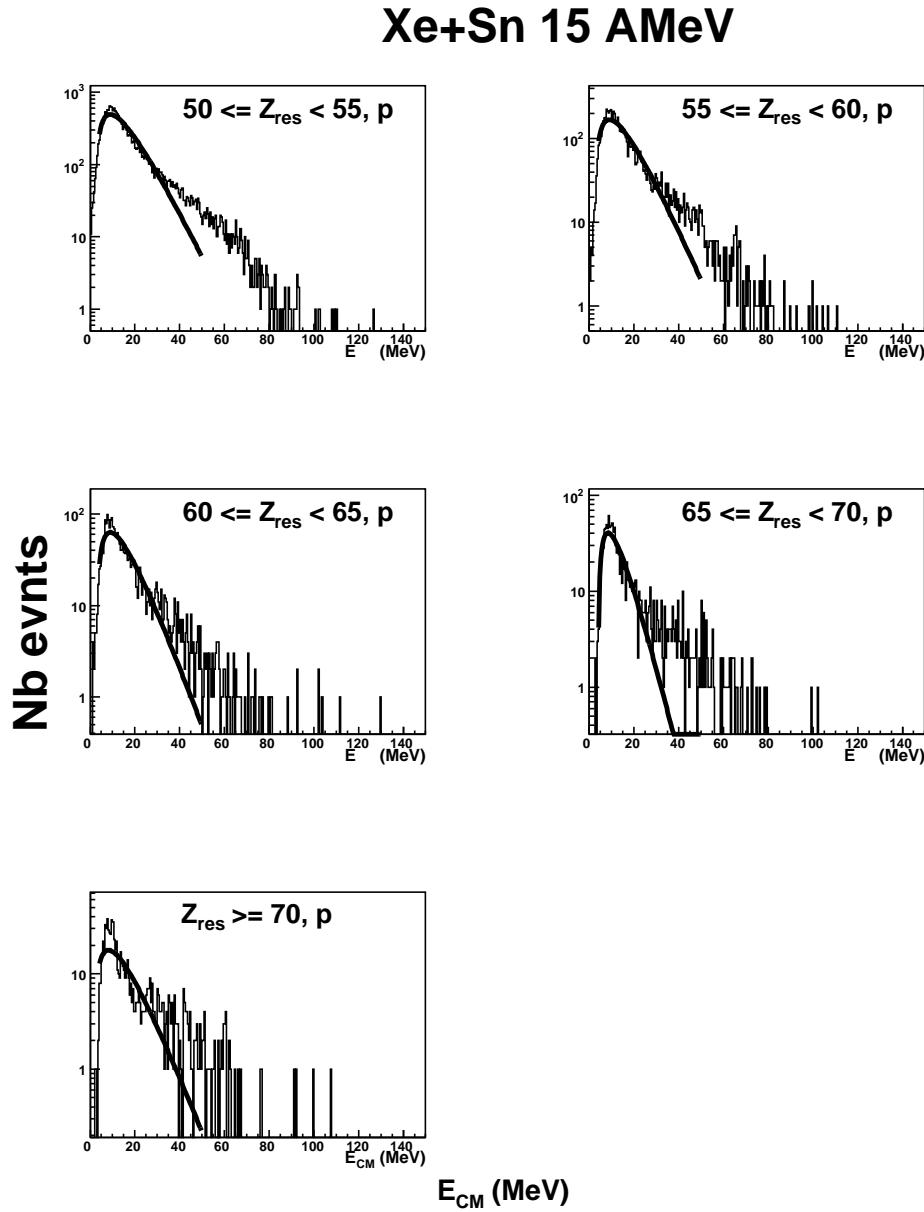


FIG. 6.11 – Distributions en énergie des protons en coïncidence avec des résidus de différentes charges. La ligne pleine représente la maxwellienne utilisée pour extraire un paramètre de température.

gammes de résidus générés avec HIPSE, pour les réactions Xe+Sn à 8, 15 et 25 AMeV. Pour les deux énergies les plus faibles, on voit que plus la charge du résidu augmente, plus grande est la proportion de ces résidus qui proviennent d'une fusion. Il y a tout de même une proportion non négligeable de résidus qui proviennent d'un quasi-projectile ou d'une quasi-cible, ils peuvent donc avoir été créés par un transfert de nucléons lors d'une collision profondément inélastique. Certains résidus semblent provenir d'un autre fragment que la cible ou le projectile. Cependant ces évènements sont rares, ils sont inférieurs à 10. Enfin, la faible statistique obtenue pour la réaction à 25 AMeV rend difficile l'attribution d'une source au résidu.

## 6.2 Concordance des résultats

Les observables concernant les résidus présentées dans ce chapitre concordaient avec les résultats expérimentaux obtenus dans les chapitres précédents. On a reproduit les distributions en charge du résidu à 8, 15 et 25 AMeV. Pour leur part, les distributions angulaires ressemblaient à celles trouvées expérimentalement. On peut donc considérer que HIPSE est applicable à ces énergies, tout en gardant une certaine réserve pour 8 AMeV, où il semblait y avoir un excès de fusion. C'est d'ailleurs la première fois que HIPSE est utilisé à de telles énergies et des tests supplémentaires devraient confirmer sa capacité à reproduire les données expérimentales à 8 AMeV. Cependant, la faible statistique a causé de grandes incertitudes et il était difficile de voir si les distributions étaient plus ou moins concentrées vers l'avant pour les plus lourds des résidus. Des simulations plus longues, avec une plus grande statistique, permettraient peut-être de lever ce doute. Les distributions en charges des fragments sont globalement bien reproduites avec HIPSE, et un filtre plus sévère pourrait améliorer encore plus l'accord entre les simulations et l'expérience. Une étude plus fine devrait être faite pour la détermination de l'énergie des particules légères pour les données étudiées, car il est possible d'extraire le paramètre de température avec HIPSE [61] pour les réactions Xe+Sn. Enfin l'origine des fragments a permis de montrer que les résidus provenaient majoritairement

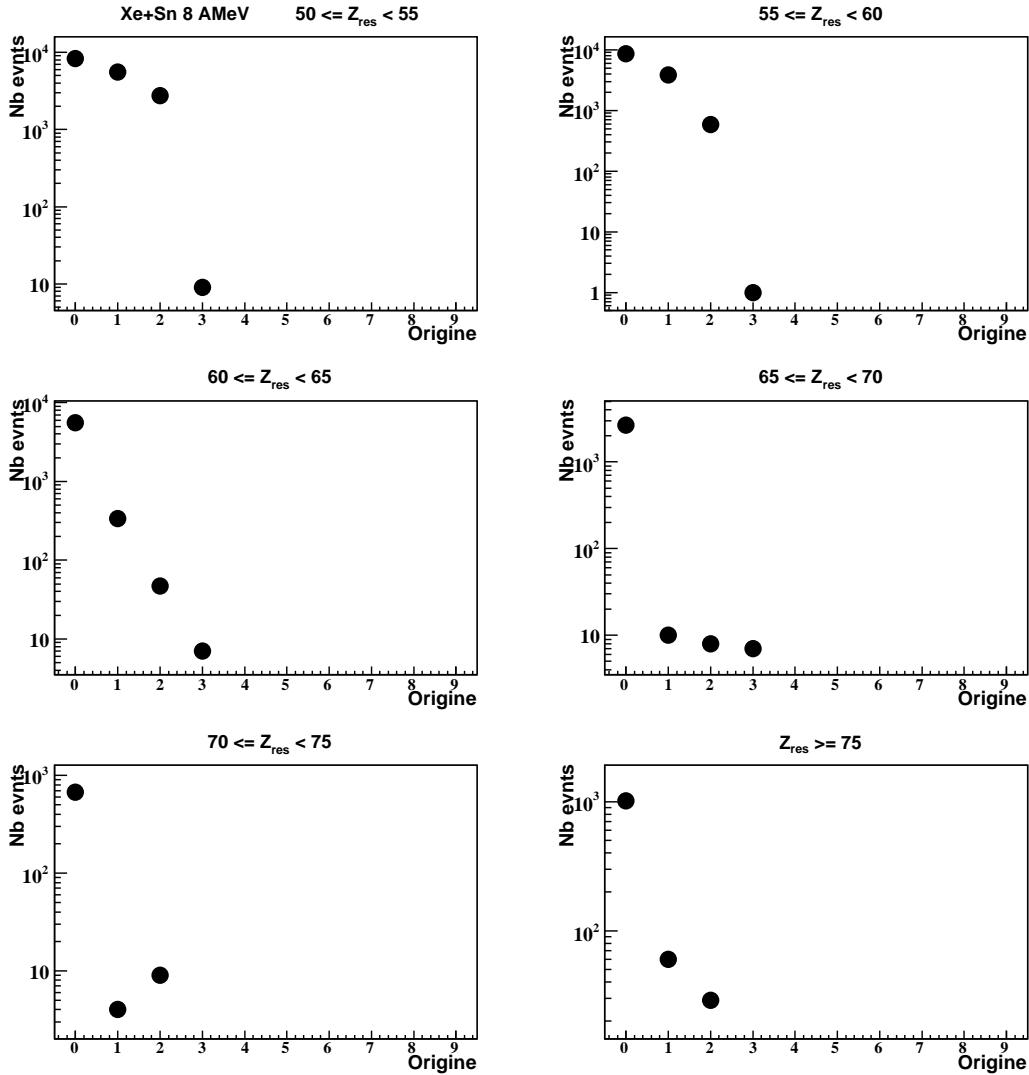


FIG. 6.12 – Noyau qui a donné le résidu selon HIPSE pour la réaction Xe+Sn à 8 AMeV. Lorsque «Origine» vaut 0, le résidu provient de la fusion du projectile et de la cible, lorsqu'il vaut 1, le résidu provient du quasi-projectile, lorsqu'il vaut 2, le résidu provient de la quasi-cible. Les nombres supérieurs représentent les autres fragments.

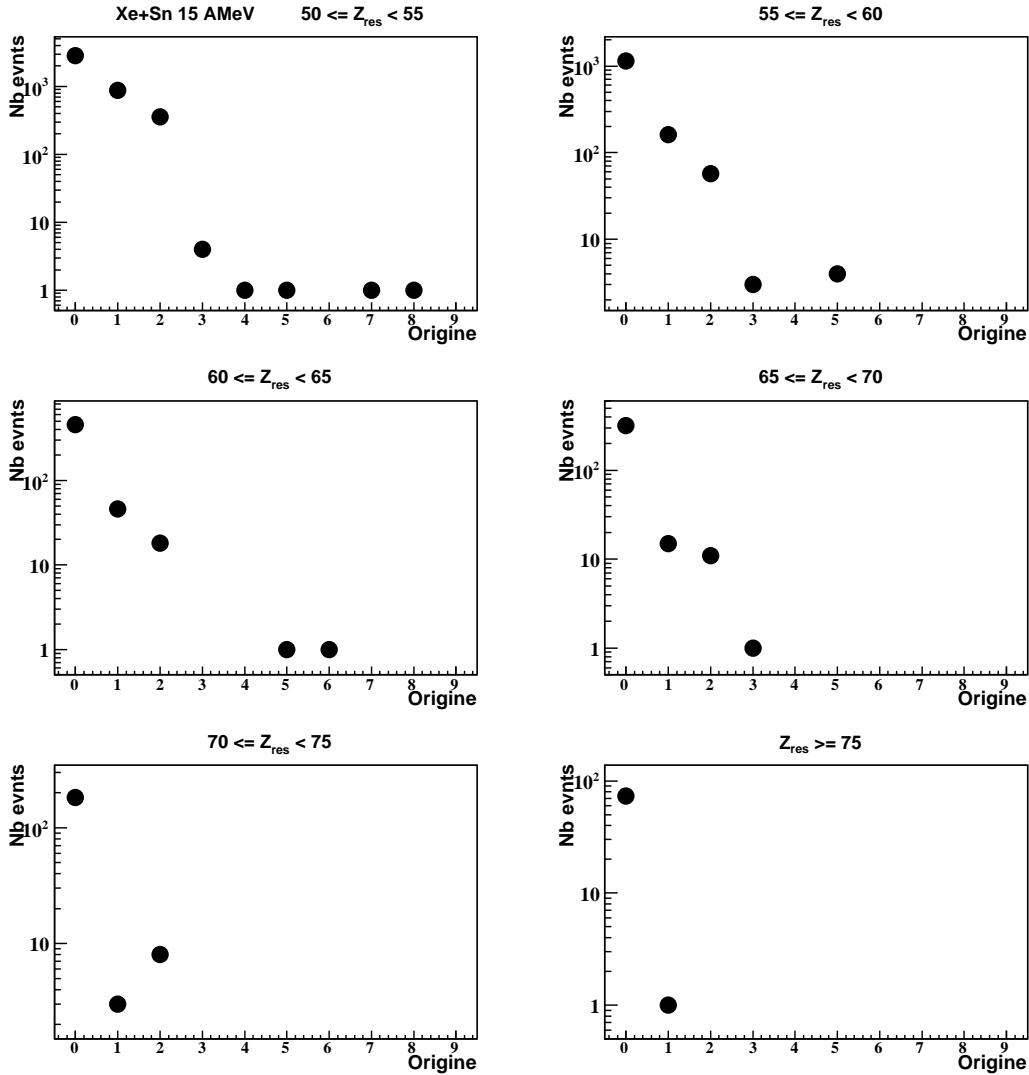


FIG. 6.13 – Noyau qui a donné le résidu selon HIPSE pour la réaction Xe+Sn à 15 AMeV. Lorsque «Origine» vaut 0, le résidu provient de la fusion du projectile et de la cible, lorsqu'il vaut 1, le résidu provient du quasi-projectile, lorsqu'il vaut 2, le résidu provient de la quasi-cible. Les nombres supérieurs représentent les autres fragments.

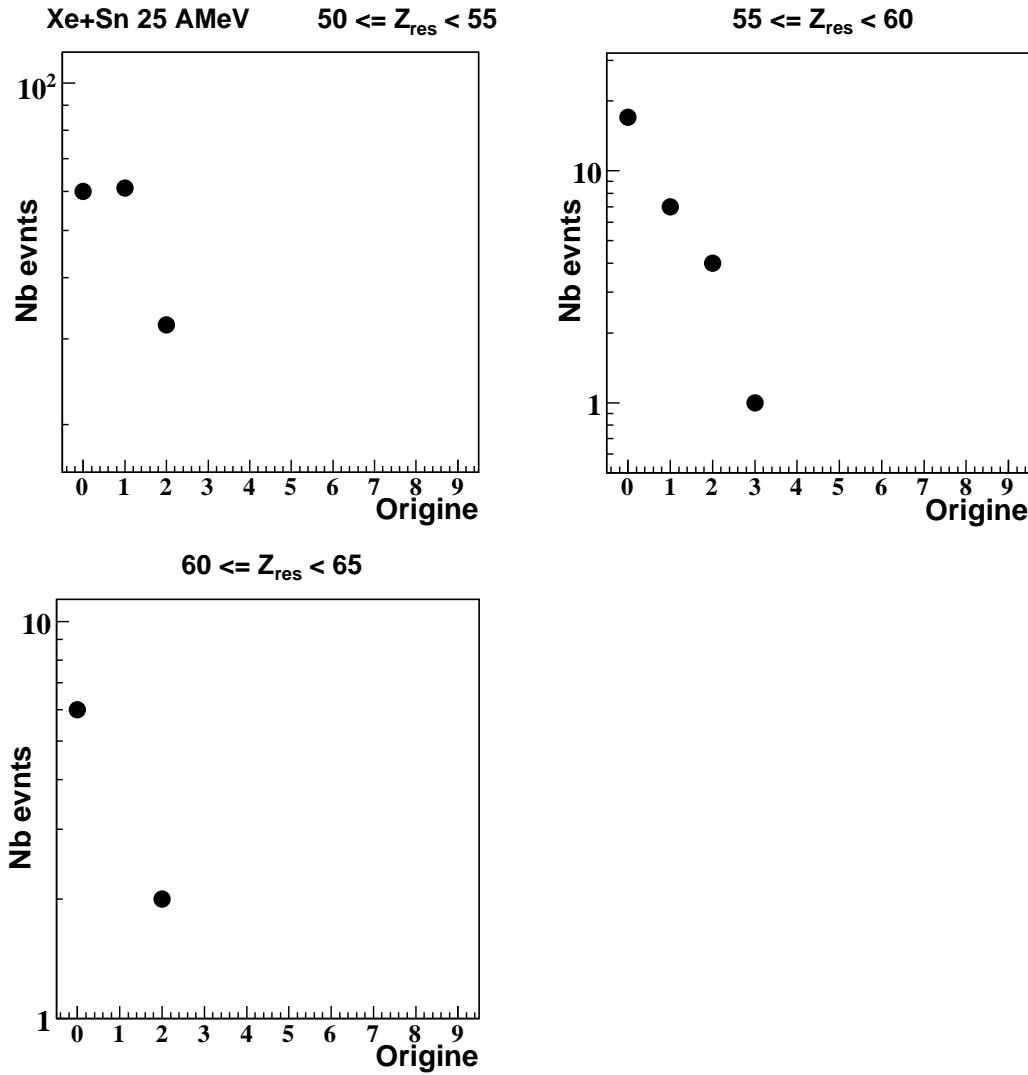


FIG. 6.14 – Noyau qui a donné le résidu selon HIPSE pour la réaction Xe+Sn à 25 AMeV. Lorsque «Origine» vaut 0, le résidu provient de la fusion du projectile et de la cible, lorsqu'il vaut 1, le résidu provient du quasi-projectile, lorsqu'il vaut 2, le résidu provient de la quasi-cible. Les nombres supérieurs représentent les autres fragments.

d'un noyau de fusion. Cependant les données expérimentales ont montré que le mécanisme était plutôt dominé par un transfert de masse entre le projectile et la cible. De plus les spectres en énergie des particules évaporées suggèrent que le scénario trouvé par HIPSE, avec les paramètres utilisés, n'est pas celui observé expérimentalement. Ce désaccord renforce l'affirmation que le mécanisme de production des résidus n'est pas la fusion, mais bien un transfert massif, car dans le cas d'une fusion, les spectres en énergie des particules légères expérimentaux auraient été comme ceux générés par HIPSE. Par contre le résultat obtenu par HIPSE ne signifie pas nécessairement que les résidus sont le fruit de l'évaporation d'un noyau composé formé par la fusion complète. Il est possible que le noyau composé ait fissonné entre le résidu et un deuxième fragment comme les distributions d'angle relatif l'ont suggéré dans le chapitre précédent. Dans ce cas, non seulement le résidu, mais aussi ce deuxième plus gros fragment aurait une "*Origine = 0*". Comme on l'a mentionné dans le dernier chapitre, il est aussi possible que le projectile et la cible aient suffisamment interagi pour former un système composite qui s'est séparé. Ce système composite n'est pas nécessairement une noyau composé équilibré, mais il a quand même été suffisamment lié pour perdre la mémoire de la voie d'entrée. En effet, on a détecté des résidus avec des charges largement supérieures à celle du projectile. On ne doit cependant pas négliger le fait qu'une certaine partie des résidus était créée par le quasi-projectile ou la quasi-cible, ce qui confirme qu'une partie des résidus peut être formés par des transferts de nucléons lors de collisions profondément inélastiques [5]. Cela est aussi cohérent avec l'hypothèse que le deuxième plus gros fragment provient du projectile. Une analyse plus fine des données expérimentales, en utilisant par exemple des fonctions de corrélation pour déterminer la provenance de toutes les particules légères et fragments émis [23], permettrait une reconstruction de la source plus précise. Ceci permettrait de confirmer de façon plus certaine le mécanisme de production des résidus.

# Chapitre 7

## Conclusion

Des données provenant de la première campagne INDRA concernant la réaction Xe+Sn à 25 AMeV ont montré l'existence de fragments lourds se déplaçant à la vitesse du centre de masse [27]. Ces fragments avaient une charge qui pouvait atteindre  $Z=70$ , ce qui est beaucoup plus élevé que les charges du projectile et de la cible qui sont de  $Z=54$  et  $Z=50$  respectivement. Les résultats provenant de cette étude suggéraient que ces résidus lourds étaient formés par l'évaporation d'un noyau chaud formé par la fusion incomplète du projectile et de la cible. Pour mieux comprendre la synthèse de ces résidus, la collaboration INDRA a refait l'expérience avec la réaction Xe+Sn à 25 AMeV, mais aussi à de plus basses énergies, soit à 8, 12, 15 et 20 AMeV, ce qui constitue le coeur de ce travail. Avec ces données, il était alors possible de mieux comprendre le mécanisme qui a produit les résidus lourds. On voulait également construire la fonction d'excitation des résidus, en déterminant leur section efficace de production en fonction de l'énergie incidente. Ceci permettrait alors de déterminer jusqu'à quel point de gros fragments peuvent survivre lors de collisions impliquant des noyaux ayant une charge autour de  $Z=50$ . En effet, les collisions entre de tels noyaux sont dominées par des processus binaires : les collisions profondément inélastiques.

Pour faire cette expérience, on avait besoin d'un appareil de détection performant.

Le multidéTECTeur INDRA répondait à nos attentes. C'est une matrice de détection couvrant près de 90% de  $4\pi$  stéradians, composée de 17 couronnes de détection. La disposition et la composition des détecteurs d'INDRA permet une collection efficace des particules légères chargées et des fragments sur une large gamme de charges. Les détecteurs sont conçus en deux ou trois étages. Les couronnes à l'avant comprennent dans l'ordre une chambre d'ionisation, un silicium et un scintillateur CsI. Pour leur part, les détecteurs des couronnes arrières sont composés d'une chambre d'ionisation et d'un CsI. La calibration des détecteurs a été effectuée à l'aide de la méthode des faisceaux secondaires. L'identification des fragments est possible grâce à la méthode de perte d'énergie dans les chambres d'ionisation, les siliciums ainsi que les scintillateurs CsI. On peut ainsi identifier les fragments produits jusqu'à des charges au-delà de  $Z=80$ . Enfin les faisceaux utilisés pour cette expérience étaient ralentis dans un dégradeur, pour éviter de perdre du temps avec le réglage. Ceci a causé quelques problèmes lors de l'analyse car le ralentissement des faisceaux aux plus basses énergies a produits différents états de charge et donc différentes énergies incidentes pour une même réaction.

La suite de ce document présente le cadre informatique utilisé pour traiter et analyser les données : KaliVeda. Cet environnement de travail est basé sur le logiciel ROOT et est écrit en C++, un langage orienté objet.

On a ensuite présenté la méthode utilisée pour sélectionner les résidus. Après un bref rappel sur les mécanismes de réaction en fonction du paramètre d'impact, on présente diverses techniques utilisées pour la sélection des événements. On présente ensuite les sélections en complétude, les détecteurs retenus pour l'analyse ainsi que les variables utilisées pour conserver les collisions centrales qui produisent un résidu. Pour ce faire, on a utilisé une coupure sur l'énergie du plus gros fragment dans le repère du laboratoire.

La suite de ce document présentait les résultats expérimentaux obtenus. Tout d'abord, les caractéristiques des résidus sont présentées. Leur charge, leur section efficace de production ainsi que leur distribution angulaire sont étudiées. On constate que des résidus lourds, d'une charge de l'ordre de 70 et plus sont produits avec une section efficace non

négligeable, de  $10^{-2}$  mb. On a ainsi pu construire la fonction d'excitation des résidus, ainsi que quantifier leur taux de production. On montre que des résidus sont produits de manière significative pour des énergies incidentes jusqu'à 20 AMeV. À 25 AMeV, il n'y a plus vraiment de résidus et ceux-ci ont une taille davantage comparable à celle du projectile. On commence par ailleurs à voir la multifragmentation à cette énergie pour le système Xe+Sn [23]. De plus, on a confirmé les observations faites lors de la première campagne [27]. Les distributions angulaires montrent que les résidus sont émis principalement vers l'avant, ce qui est cohérent avec l'hypothèse d'une fusion incomplète qui a donné les résidus. Aussi on a vu que les résidus étaient de plus en plus concentrés vers l'avant lorsque leur taille, ainsi que l'énergie incidente, augmentait.

Pour confirmer que les résidus provenaient principalement d'un transfert de matière du projectile à la cible, on a étudié les propriétés des particules et des fragments émis en coïncidence avec le résidu. On a d'abord présenté les distributions en charge du deuxième plus gros fragment. La valeur moyenne de leur charge diminuait lorsque la charge du résidu augmentait. Les fragments de masse intermédiaire présentaient le même comportement. Leur distribution en vitesse se rapprochait de celle du projectile lorsque la charge du résidu augmentait, ce qui suggérait que ce fragment était le reste d'un projectile qui n'a pas fusionné. Cependant les distributions de l'angle relatif entre le résidu et le deuxième plus gros fragment dans le repère du centre de masse étaient concentrées vers  $180^\circ$ , ce qui montrait que les deux plus gros fragments ont pu former un système composite qui a suffisamment interagi avant de se séparer par fission. Les corrélations entre la vitesse du deuxième plus gros fragment et l'angle relatif, ainsi que les distributions angulaires du deuxième plus gros fragment ont toutefois montré que le fragment  $Z_{max2}$  est produit par les deux mécanismes : soit il est un spectateur ayant les propriétés du projectile, soit il provient d'un système composite qui s'est séparé. La majorité des événements suivaient le deuxième scénario. Dans ce cas, le résidu est formé par un transfert massif du projectile à la cible lors du contact. On a également montré qu'un petite contribution concordait avec la systématique de Viola, et que dans ce cas,  $Z_{max2}$  est produit par fission.

La fin du chapitre portait sur les particules légères émises en coïncidence avec le résidu. Après avoir montré l'évolution de la multiplicité des particules avec la taille du résidu et l'énergie incidente, il a été possible de reconstruire la source d'évaporation qui s'est désexcité pour produire le résidu. Par la méthode de la calorimétrie, on calculé l'énergie d'excitation de la source. On montre ainsi que l'on forme une source de plus en plus excitée au fur et à mesure que l'on augmente l'énergie du faisceau. Les spectres en énergie des protons ont permis d'extraire un paramètre de température. Avec ces deux quantités, on a construit les courbes caloriques pour différents résidus. On ne dispose pas de données suffisantes à haute énergie pour constater une transition de phase telle qu'observée dans la compilation de Natowitz [55]. Cependant, les courbes semblaient présenter une anomalie autour d'une énergie d'excitation de 2.5 AMeV. Ceci peut être le signe de la transition entre l'évaporation et la fission asymétrique, c'est-à-dire le début de l'émission de fragments [57].

On a utilisé le générateur d'événements HIPSE [58] pour comparer les résultats expérimentaux et confirmer nos hypothèses de départ. HIPSE reproduit plutôt bien les distributions en charge des résidus, sauf peut-être pour la réaction à 8 AMeV où il semble y avoir un excès de fusion. Les distributions en charge des IMF en coïncidence avec les résidus étaient elles aussi globalement bien reproduites. Les distributions angulaires simulées ressemblent à celles obtenues expérimentalement, mais les barres d'erreur sont grandes et il est difficile de dégager une tendance. Enfin, l'origine des résidus a été obtenue par HIPSE. D'après les simulations, la majorité des résidus sont émis par un noyau de fusion, ce qui pourrait confirmer l'hypothèse que les résidus sont formés par la fusion incomplète du projectile et de la cible. Cependant, une part non négligeable des résidus a pour origine le quasi-projectile ou la quasi-cible, ce qui est cohérent avec un gros transfert de masse lors d'une collision très inélastique. Expérimentalement, c'est plutôt ce dernier mécanisme qui est dominant, ce qui suggère qu'il faudrait faire d'autres tests pour mieux ajuster les paramètres utilisés dans HIPSE à des énergies inférieures à 25 AMeV.

On pourrait pousser plus loin cette analyse en utilisant des données déjà disponibles

produites lors de la cinquième campagne. En effet, la réaction Xe+Au a aussi été effectuée à 15 AMeV. On pourrait ainsi savoir si on peut produire des résidus lourds avec cette réaction. Puisque la cible est plus lourde, est-ce que les résidus seraient plus lourds aussi, ou bien ils seraient du même ordre que ceux obtenus lors des réactions Xe+Sn ? S'ils sont du même ordre, cela voudrait dire qu'une limite est atteinte pour la survie des résidus. Il se pourrait bien également qu'on ne puisse pas du tout produire de résidus lourds avec la réaction Xe+Au, car la barrière coulombienne serait trop importante. Cette question reste ouverte et mérite d'être débattue. On pourrait aussi utiliser les données Xe+Sn à des énergies supérieures à 25 AMeV pour faire une étude complète de la calorimétrie des noyaux formés lors des collisions centrales. Cette analyse permettrait de voir si les courbes caloriques présentent une anomalie aux valeurs déterminées par la compilation de Natowitz [55]. Il serait intéressant également d'étudier un éventuel effet de l'isospin sur la section efficace de production des résidus, un peu de la même manière que [20]. On pourrait utiliser différents isotopes de xénon et d'étain et vérifier si l'isospin a de l'importance sur la section efficace de fusion à ces énergies. Ça serait une voie à explorer pour contribuer à la synthèse des éléments superlourds.

# Bibliographie

- [1] D. Durand, E. Suraud, and B. Tamain, *Nuclear Dynamics In The Nucleonic Regime* (Institute Of Physics Publishing, Bristol, 1999).
- [2] W. Schroder *et al.*, Phys. Rep. **45**, 301 (1978).
- [3] W. U. Schröder and J. R. Huizenga, in *Treatise on Heavy-Ion Science*, edited by Bromley (Plenum Press, New York, 1984), Vol. 2.
- [4] W. Schroder *et al.*, Phys. Rev. Lett. **36**, 514 (1976).
- [5] A. Stefanini *et al.*, Z. Phys. A **351**, 167 (1995).
- [6] H. Fuchs and K. Möhring, Rep. Prog. Phys. **57**, 231 (1994).
- [7] B. Tamain, *Notes de cours, Master Physique de la Matière et du Rayonnement ; Collisions noyau-noyau : des basses énergies aux énergies intermédiaires* (Université de Caen, Basse-Normandie, Caen, 2005).
- [8] D. Thériault, Thèse de doctorat, Université Laval (2005).
- [9] J. P. Alard *et al.*, Phys. Rev. Lett **69**, 889 (1992).
- [10] S. Salou, Thèse de doctorat, Université de Caen, Basse-Normandie (1997).
- [11] L. Gingras, Thèse de doctorat, Université Laval (2001).
- [12] L. Beaulieu *et al.*, Phys. Rev. C **54**, R973, (1996).
- [13] D. Durand, Nucl. Phys. A **630**, 52c (1998).
- [14] C. A. Ogilvie, Phys. Rev. Lett **67**, 1214 (1991).
- [15] D. J. Hinde, M., DasGupta, and A. Mukherjee, Phys. Rev. Lett. **89**, 282701 (2002).

- [16] J. M. Blatt and V. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1952), p. 369.
- [17] K.-H. Schmidt and W. Morawek, Rep. Prog. Phys. **54**, 949 (1991).
- [18] P. Möller and A. J. Sierk, Nature **422**, 485 (2003).
- [19] W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. A **376**, 275 (1982).
- [20] K. Satou, Phys. Rev. C **73**, 034609 (2006).
- [21] W. Greiner and J. A. Maruhn, *Nuclear Models* (Springer, New York, 1995).
- [22] M. DasGupta and D. J. Hinde, Nucl. Phys. A **734**, 148 (2004).
- [23] S. Hudan, Thèse de doctorat, Université de Caen, Basse-Normandie (2001).
- [24] S. Hudan, Phys. Rev. C **67**, 064613 (2003).
- [25] A. Chbihi and J. D. Frankland, GANIL PROPOSAL FOR EXPERIMENT **E363**, (2000).
- [26] N. Marie, Thèse de doctorat, Université de Caen, Basse-Normandie (1995).
- [27] J. D. Frankland *et al.*, en preparation .
- [28] M. F. Rivet *et al.*, Phys. Rev. C **25**, 2430 (1982).
- [29] J. M. Alexander *et al.*, Z. Phys. A **305**, 313 (1982).
- [30] J. Pouthas *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **357**, 418 (1995).
- [31] J. Pouthas *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **369**, 222 (1996).
- [32] Acquisition GANIL Manuel Utilisateur [En ligne], <http://www.ganil.fr/acquisition/doc/sommairemanuel.html> .
- [33] F. Lavaud, Thèse de doctorat, Université de Caen, Basse-Normandie 52 (2001).
- [34] M. Parlog *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **482**, 674 (2002).
- [35] J. B. Moulton *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **157**, 325 (1978).
- [36] G. Tabacaru *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **428**, 378 (1999).
- [37] H. A. Bethe, Ann. Phys.(Leipzig) **5**, 325 (1930).
- [38] L. Tassan-Got, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **194**, 503 (2002).
- [39] J. D. Frankland, KaliVeda home page [En ligne], <http://intra.in2p3.fr/doc/kaliveda/KaliVeda.html> .

- [40] B. Tamain *et al.*, Nucl. Phys. A **252**, 187 (1975).
- [41] B. Borderie *et al.*, Z. Phys. A. **299**, 263 (1981).
- [42] J. Hubele *et al.*, Z. Phys. A **340**, 263 (1991).
- [43] A.-M. Maskay-Wallez, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon-1 (1992).
- [44] A. M. Zebleman, Phys. Rev. Lett. **30**, 27 (1973).
- [45] J. Toke *et al.*, Nucl. Phys. A. **440**, 327 (1985).
- [46] S. Gralla *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54**, 1898 (1985).
- [47] V. Viola *et al.*, Phys. Rev. C **31**, 1550 (1985).
- [48] D. Cussol *et al.*, Nucl. Phys. A. **561**, 298 (1993).
- [49] R. J. Charity, Phys. Rev. C **58**, 1073 (1998).
- [50] W. E. Parker *et al.*, Phys. Rev. C **44**, 774 (1991).
- [51] S. Albergo *et al.*, Nuevo Cimento A **89**, 1 (1985).
- [52] P. Chomaz and F. Gulminelli, Nucl. Phys. A **647**, 153 (1999).
- [53] M. Pichon *et al.*, Nucl. Phys. A **779**, 267 (2006).
- [54] J. Pochodzalla *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1040 (1995).
- [55] J. Natowitz *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 034618 (2002).
- [56] S. Shlomo and J. Natowitz, Phys. Rev. C **44**, 2878 (1991).
- [57] A. Chbihi *et al.*, Eur. Phys. J. A **5**, 251 (1999).
- [58] D. Lacroix, A. Van Lauwe, and D. Durand, Phys. Rev. C **69**, 054604 (2004).
- [59] D. Durand, Nucl. Phys. A **451**, 266 (1992).
- [60] D. Lacroix, Denis Lacroix personal page [En ligne], <http://caeinfo.in2p3.fr/theorie/theorylacroix.html>.
- [61] E. Vient, HDR, Université de Caen, Basse-Normandie (2006).

## Annexe A

### Figures supplémentaires

Les pages suivantes présentent les distributions angulaires qui n'ont pas été montrées dans le chapitre 4 dans le but d'alléger le texte. On présentera donc les figures suivantes :

- [A.1](#) : Distribution angulaire des résidus à 8 AMeV.
- [A.2](#) : Distribution angulaire des résidus à 12 AMeV.
- [A.3](#) : Distribution angulaire des résidus à 20 AMeV.
- [A.4](#) : Distribution angulaire des résidus à 25 AMeV.
- [A.5](#) : Distribution angulaire des résidus ayant une charge comprise entre 50 et 55.
- [A.6](#) : Distribution angulaire des résidus ayant une charge comprise entre 55 et 60.
- [A.7](#) : Distribution angulaire des résidus ayant une charge comprise entre 65 et 70.
- [A.8](#) : Distribution angulaire des résidus ayant une charge comprise entre 70 et 75.

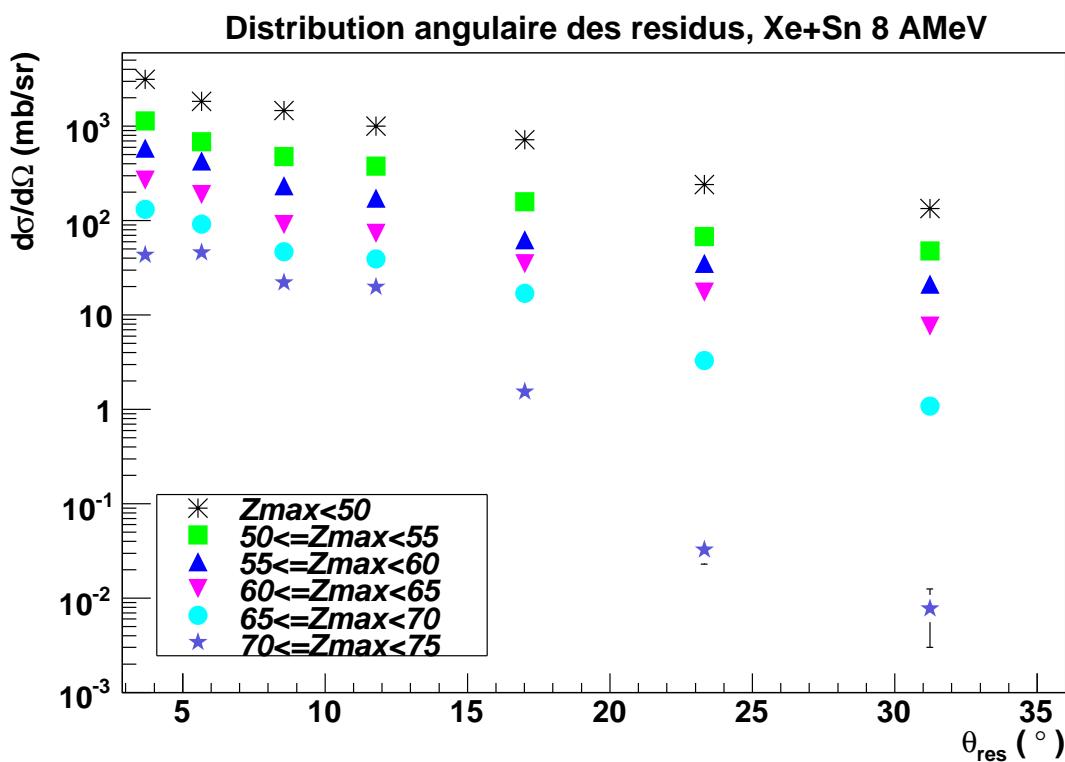


FIG. A.1 – Distribution angulaire des résidus pour la réaction Xe+Sn à 8 AMeV.  $d\sigma / d\Omega$  est la section efficace pondérée par l'angle solide et  $\theta_{res}$  est l'angle de détection du résidu en degrés.

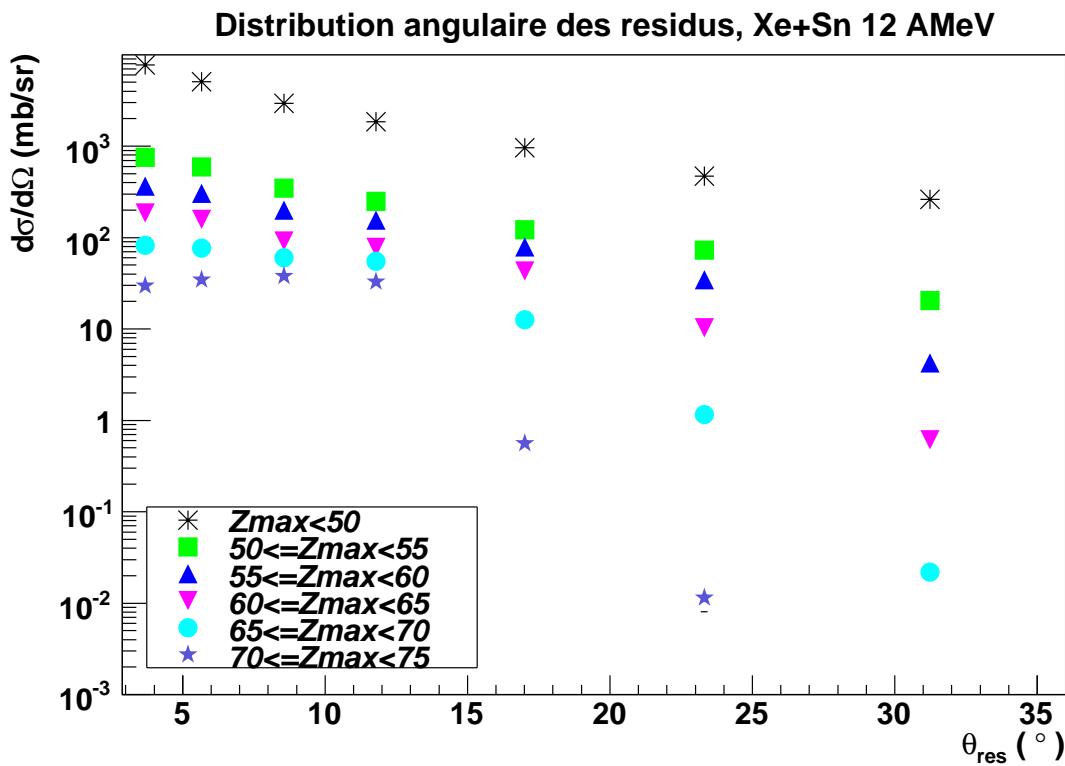


FIG. A.2 – Distribution angulaire des résidus pour la réaction Xe+Sn à 12 AMeV.  $d\sigma / d\Omega$  est la section efficace pondérée par l'angle solide et  $\theta_{\text{res}}$  est l'angle de détection du résidu en degrés.

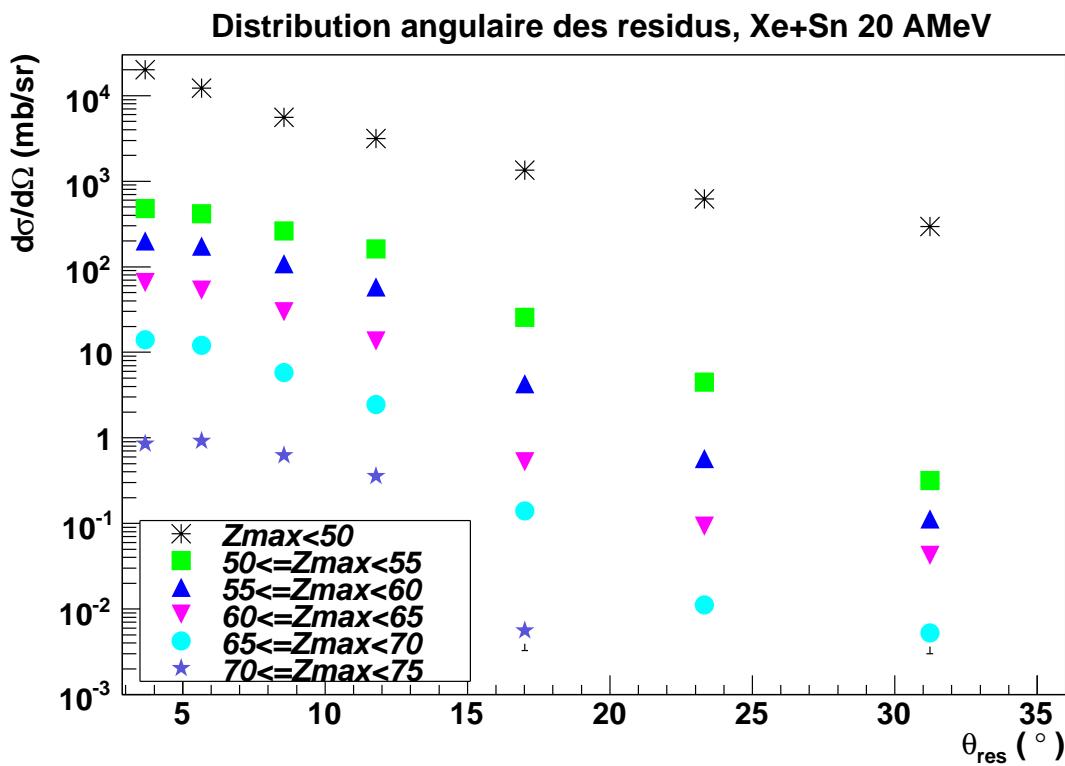


FIG. A.3 – Distribution angulaire des résidus pour la réaction Xe+Sn à 20 AMeV.  $d\sigma / d\Omega$  est la section efficace pondérée par l'angle solide et  $\theta_{res}$  est l'angle de détection du résidu en degrés.

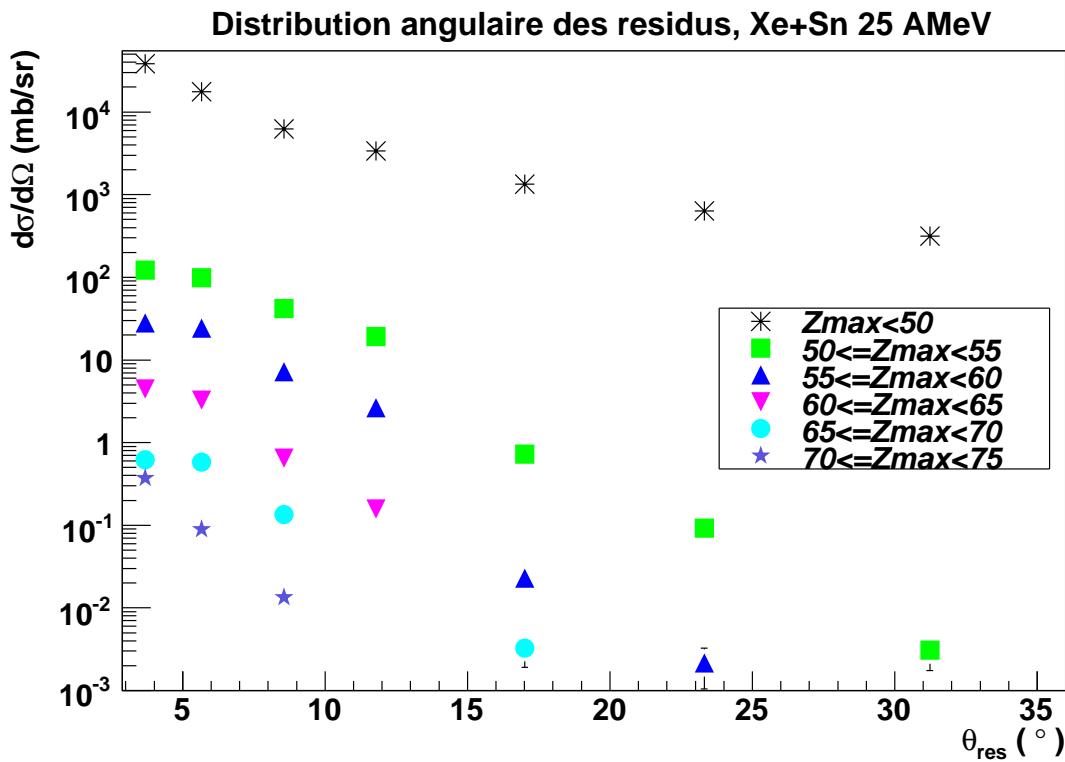


FIG. A.4 – Distribution angulaire des résidus pour la réaction Xe+Sn à 25 AMeV.  $d\sigma / d\Omega$  est la section efficace pondérée par l'angle solide et  $\theta_{res}$  est l'angle de détection du résidu en degrés.

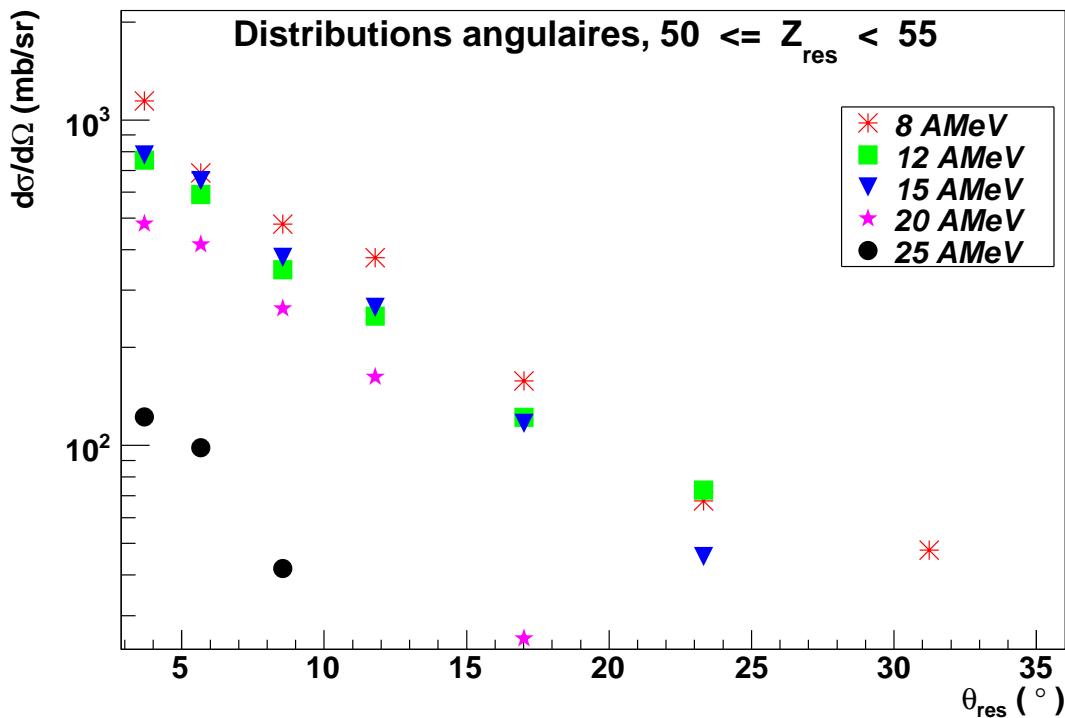


FIG. A.5 – Distributions angulaires des résidus ayant une charge comprise entre 50 et 55 produits lors des réaction Xe+Sn aux cinq énergies incidentes étudiées.  $d\sigma / d\Omega$  est la section efficace pondérée par l'angle solide et  $\theta_{\text{res}}$  est l'angle de détection du résidu en degrés.

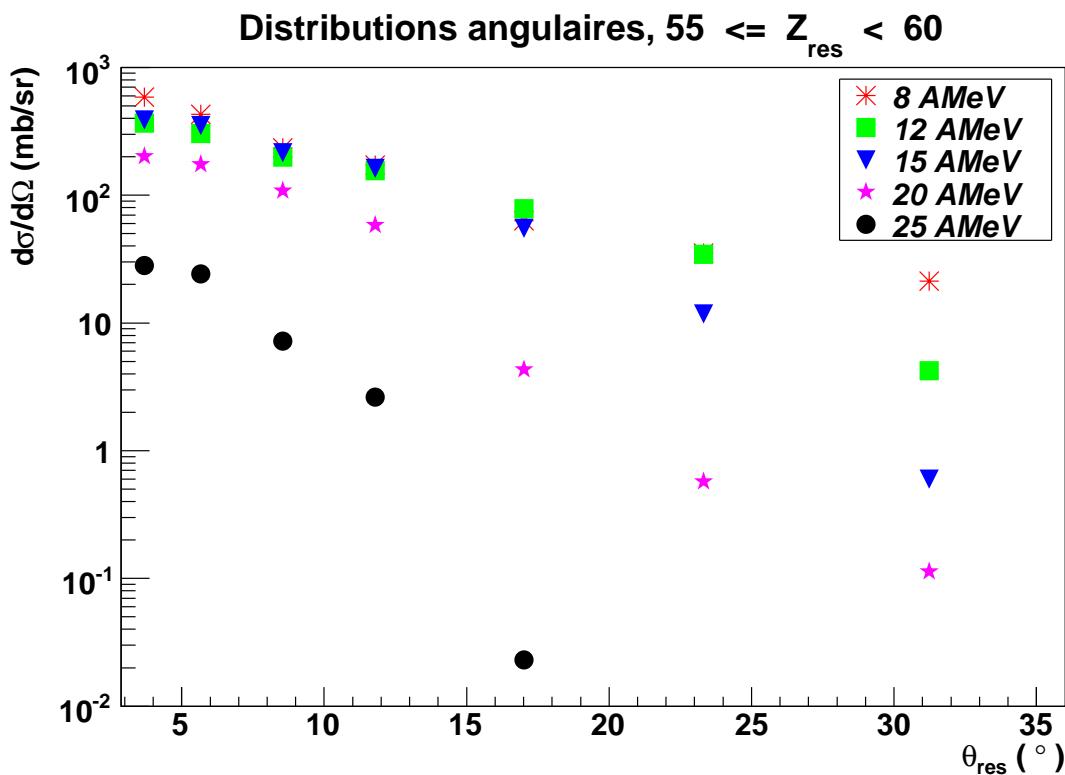


FIG. A.6 – Distributions angulaires des résidus ayant une charge comprise entre 55 et 60 produits lors des réaction Xe+Sn aux cinq énergies incidentes étudiées.  $d\sigma / d\Omega$  est la section efficace pondérée par l'angle solide et  $\theta_{\text{res}}$  est l'angle de détection du résidu en degrés.

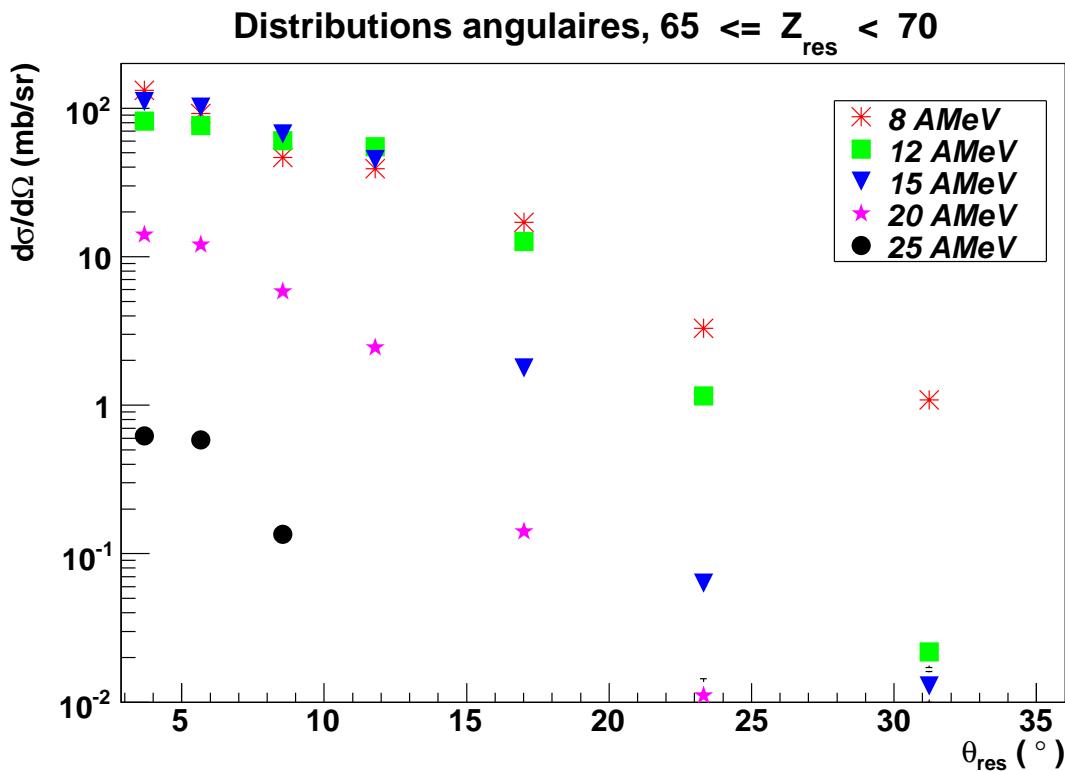


FIG. A.7 – Distributions angulaires des résidus ayant une charge comprise entre 65 et 70 produits lors des réaction Xe+Sn aux cinq énergies incidentes étudiées.  $d\sigma / d\Omega$  est la section efficace pondérée par l'angle solide et  $\theta_{\text{res}}$  est l'angle de détection du résidu en degrés.

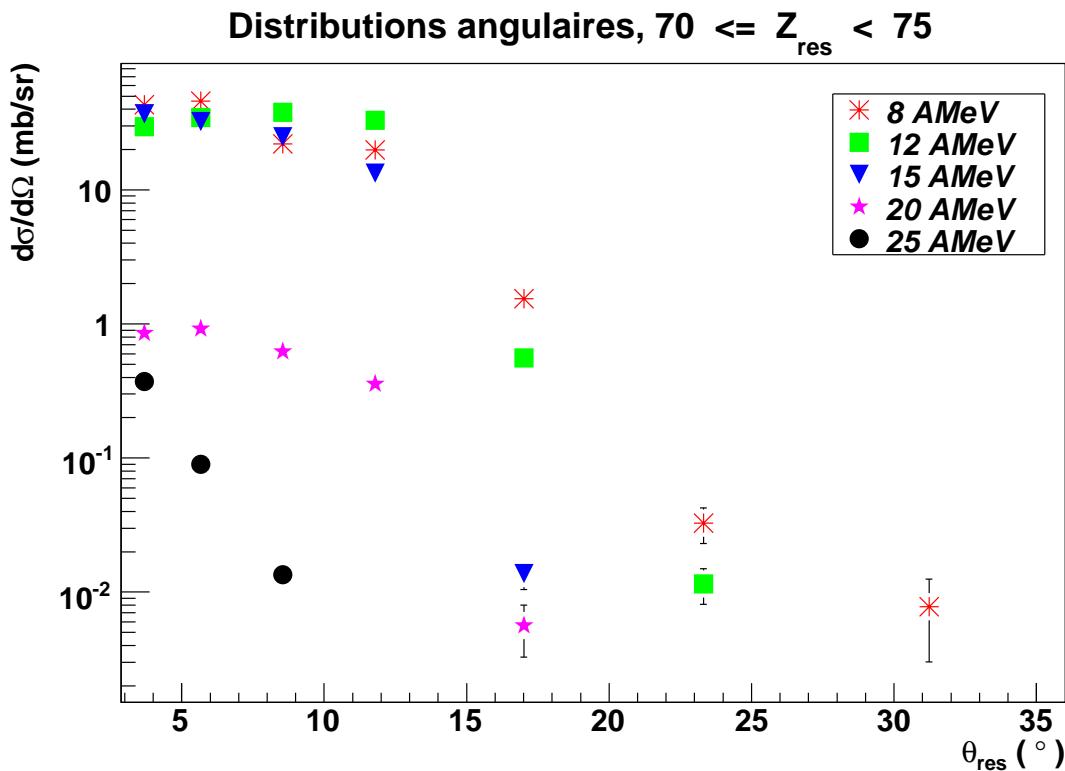


FIG. A.8 – Distributions angulaires des résidus ayant une charge comprise entre 70 et 75 produits lors des réaction Xe+Sn aux cinq énergies incidentes étudiées.  $d\sigma / d\Omega$  est la section efficace pondérée par l'angle solide et  $\theta_{\text{res}}$  est l'angle de détection du résidu en degrés.

**Résumé:**

Des données obtenues avec le multidétecteur INDRA portant sur des réactions  $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$  à 25 AMeV ont montré la présence inattendue de fragments ayant une charge largement supérieure (autour de Z=70) à celles du projectile ou de la cible, qui sont de Z=54 et Z=50 respectivement. Les collisions impliquant des noyaux dont le produit des charges est supérieur à 2700 sont dominées par les transferts très inélastiques. Pour Xe+Sn, ce produit est 2700. Suite à ces observations, une série d'expériences a été effectuée en utilisant les réactions  $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$  à 8, 12, 15, 20 et 25 AMeV. Il sera alors possible de déterminer si ces résidus sont produits par fusion incomplète, par d'importants transferts de masse lors de collisions profondément inélastiques ou encore par la fission très asymétrique d'un système composite. Le présent travail présentera les résultats expérimentaux obtenus lors de l'analyse de ces expériences. On montrera que des résidus lourds ayant une charge supérieure à 70 sont produits avec une section efficace de production de  $10^{-2}$  mb. Les distributions angulaires montrent que ces résidus peuvent être produits par la fusion incomplète du projectile et de la cible. L'étude des produits en coïncidence avec les résidus montrent qu'un système composite s'est formé pour ensuite subir une fission qui mène au résidu et à un fragment plus petit. Enfin, la comparaison des résultats avec un modèle phénoménologique, HIPSE, confirme la validité du modèle pour ce régime énergétique.

**Analysis and characterization of heavy residues produced in  $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$  reactions between 8 and 25 AmeV.****Abstract:**

Studies with the INDRA multidetector of the  $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$  reactions showed the unexpected existence of heavy fragments with a charge as large as Z=70. The charges of Xe and Sn are 54 and 50 respectively. Reactions between nuclei with a charge product greater than 2700 are dominated by deep inelastic collisions. For Xe+Sn the product is exactly 2700. After these observations,  $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$  reactions at 8, 12, 15, 20 and 25 AMeV have been done. It will then be possible to clarify if the heavy residues are formed by an incomplete fusion, massive transfers occurring in deep inelastic collisions or a very asymmetric fission of a compound system. This work will present experimental results obtained by the analysis of these experiments. We will show that heavy residues are formed with a production cross-section of  $10^{-2}$  mb. Angular distributions show that the residues can be produced by an incomplete fusion of the projectile and the target. The study of the products in coincidence with the residues shows that a compound system was formed, followed by a fission producing the residue and a lighter fragment. The comparison with a phenomenological model, HIPSE, confirms that the model is valid at these energies.

**Mots clés :** Physique nucléaire, ions lourds, INDRA, résidus lourds

**Discipline :** Constituants élémentaires

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds  
BP 55027  
14076 CAEN Cedex 05