



**Etude de la multifragmentation dans les collisions
centrales pour le systèmes $(^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn})$ entre 32 et 50
MeV/A : mesure de l'énergie collective d'expansion et
du volume de freeze-out**

Stéphanie Salou

► **To cite this version:**

Stéphanie Salou. Etude de la multifragmentation dans les collisions centrales pour le systèmes $(^{129}\text{Xe}+^{nat}\text{Sn})$ entre 32 et 50 MeV/A : mesure de l'énergie collective d'expansion et du volume de freeze-out. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 1997. Français. <tel-00003688>

HAL Id: tel-00003688

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003688>

Submitted on 4 Nov 2003

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

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

Université de Caen

THESE

présentée par

Stéphanie Salou

pour obtenir

le **GRADE de DOCTEUR**
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN
Spécialité : Constituants élémentaires

Sujet :

*Etude de la multifragmentation dans
les collisions centrales pour le système
 $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A :
mesure de l'énergie collective d'expansion et
du volume de freeze-out*

soutenue le 5 Décembre 1997 devant le jury composé de :

Monsieur	A. Chbihi	
Monsieur	J.P. Coffin	Rapporteur
Monsieur	M. D'Agostino	
Monsieur	R. Dayras	Rapporteur
Monsieur	J. Galin	
Monsieur	B. Tamain	Président
Monsieur	J.P. Wieleczko	

Table des matières

Introduction	1
1 Présentation du dispositif expérimental et des données brutes	9
1.1 Caractéristiques générales du multidétecteur INDRA	9
1.2 Description et principe de fonctionnement des différents détecteurs	11
1.2.1 Les Chambres à Ionisation	11
1.2.2 Les Siliciums 300 μm	14
1.2.3 Les Scintillateurs à Iodure de Césium	15
1.2.4 Les Phoswichs	16
1.3 Identification et Étalonnage	16
1.3.1 Identification	17
1.3.2 Étalonnage	20
1.4 Les données brutes	31
1.4.1 Conditions expérimentales	31
1.4.2 Caractéristiques globales des événements enregistrés	31
1.4.3 Les événements quasi-complets	34
2 Recherche des événements ayant formé une source de fusion incomplète	39
2.1 Introduction : de quels outils de sélection disposons-nous ?	39
2.1.1 Variables liées au paramètre d'impact.	40
2.1.2 Variables mesurant la forme de l'événement.	41
2.2 Moment de Fox et Wolfram d'ordre deux	41
2.2.1 Définition	41
2.2.2 Sélection des événements centraux à l'aide du $H(2)$	42
2.3 Analyse tensorielle	49
2.3.1 Définition	49
2.3.2 Sélection des événements centraux en utilisant l'angle de flot	52
2.4 Comparaison des deux méthodes de sélection	58
3 Analyse des collisions frontales	63
3.1 Caractéristiques détaillées des événements sélectionnés	63
3.1.1 Spectres en énergie	63

3.1.2	Distributions en charge	71
3.1.3	Distributions de vitesses relatives	74
3.2	Caractéristiques de la source isolée selon l'énergie incidente	77
3.2.1	Détermination de la Charge moyenne de la source	77
3.2.2	Détermination de l'énergie d'excitation moyenne de la source	79
3.2.3	Espèces émises lors de la désexcitation de la source	83
3.3	Caractéristiques de la composante anisotrope	84
3.3.1	Estimation de la charge moyenne de la composante anisotrope	84
3.3.2	Espèces émises lors de la désexcitation de la composante anisotrope	86
3.4	Estimation de la masse moyenne de la source de quasi-fusion	87
3.5	Conclusion	88
4	Extension de la sélection et section efficace	91
4.1	Événements complets tels que $\theta_{flot} \geq 60^\circ$	91
4.2	$\theta_{flot} = 60^\circ$ est-elle la meilleure limite?	94
4.3	Que donne une sélection en angle de flot sur l'ensemble des événements?	94
4.3.1	Multiplicités de particules légères et de fragments.	98
4.3.2	Somme des énergies transverses des particules légères.	100
4.3.3	Vitesse parallèle des fragments.	100
4.3.4	Distributions en charge.	105
4.3.5	Énergies cinétiques	109
4.3.6	Conclusion	111
4.4	Estimation des valeurs de la section efficace selon l'énergie incidente.	111
5	Présentation des résultats expérimentaux	113
5.1	Les partitions de charges	114
5.1.1	Les multiplicités de fragments de $Z \geq 3$	114
5.1.2	Les distributions en charge	117
5.1.3	La charge des trois plus gros fragments	119
5.1.4	La quantité de charge détectée sous forme de fragments	120
5.2	Les Variables cinématiques	122
5.2.1	Les énergies cinétiques des fragments	122
5.2.2	Construction des corrélations en vitesse réduite.	126
5.2.3	Notations	129
5.2.4	Influences du dispositif expérimental	130
5.2.5	Choix spécifiques à l'analyse	134
5.2.6	Les Corrélations expérimentales.	137
5.3	Résumé	145
6	Confrontation de l'expérience avec le modèle de multifragmentation statistique SMM.	147
6.1	Présentation de SMM.	149

6.2	Comparaison entre l'expérience et SMM si $V = 3V_o$	152
6.2.1	Cas des événements sélectionnés à 50 MeV/A.	153
6.2.2	Cas des événements sélectionnés à 32 MeV/A.	160
6.2.3	Bilan de l'analyse des prédictions de SMM si $V = 3V_o$. . .	166
6.3	Recherche des caractéristiques optimales des sources de multifrag- mentation sans contrainte sur le volume de <i>freeze-out</i>	167
6.3.1	Cas des événements sélectionnés à 50 MeV/A.	168
6.3.2	Cas des événements sélectionnés à 32 MeV/A.	180
6.4	Recherche des caractéristiques optimales des sources de multifrag- mentation produites à 39 et 45 MeV/A.	190
6.4.1	Cas des événements sélectionnés à 39 MeV/A.	190
6.4.2	Cas des événements sélectionnés à 45 MeV/A.	192
6.5	Synthèse de l'analyse.	193
Conclusion		198
Bibliographie		205

Introduction

Les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires

L'étude de la réponse des noyaux atomiques à des perturbations permet d'accéder aux lois qui gouvernent l'organisation en noyau des constituants élémentaires de la matière nucléaire. Les collisions d'ions lourds, parce qu'elles permettent de varier la nature et l'amplitude de ces perturbations, rendent possible l'étude de plusieurs types de phénomènes. Par leur aptitude à induire des transferts de moments angulaires élevés, elles ont, par exemple, permis de mettre en évidence l'existence de noyaux dans des états superdéformés. Un autre champ d'investigation a pu être développé récemment, il s'agit de l'étude des noyaux très excités, dits chauds. Leurs limites d'existence et leurs différentes voies de désintégration font actuellement l'objet de recherches vigoureuses en fonction des divers modes de stockage de l'énergie d'excitation. Avec l'augmentation de l'énergie d'excitation emmagasinée dans le noyau, l'émergence d'un nouveau mode de désintégration a pu être mise en évidence : la multifragmentation. La question suscitée par ce changement est de savoir ce qu'il signale. S'il est la manifestation d'un passage du système par un état de basse densité, alors il permet d'explorer cette région du diagramme des phases de la matière nucléaire. Or l'obtention d'une équation d'état, reliant les paramètres qui déterminent son équilibre thermodynamique tels que la densité, la pression et la température, et qui résumerait l'ensemble de ses propriétés, constitue l'un des objectifs majeurs de la physique nucléaire. Pour l'atteindre il est nécessaire de pouvoir étudier le comportement de la matière nucléaire dans des états extrêmes de température et densité.

Il est ainsi montré que les collisions d'ions lourds sont un moyen efficace d'y parvenir dans la mesure où elles permettent de produire des noyaux de taille diverse dans des états d'excitation très variés. En effet, les mécanismes de réaction observés dépendent fortement de l'énergie du noyau incident, du paramètre d'impact et de la taille des deux partenaires de la collision.

Il n'est cependant pas inutile de rappeler que les premières données suggérant le passage d'un système nucléaire par un état de basse densité ont été obtenues à Fermilab par l'équipe de Purdue. La fragmentation est alors induite par des ions légers bombardant sur des cibles plus lourdes. Plus récemment de telles études sont rapportées dans les références [KWI 97], [POL 97] et [LED 95]. Dans cette

dernière, des faisceaux de protons et d' ${}^3\text{He}$ sont envoyés avec des énergies de 475 MeV et 2 GeV sur une cible d'Uranium. Il est montré que des projectiles légers sont très efficaces pour produire des noyaux chauds en excitant peu les modes collectifs. Le nombre de neutrons émis par le noyau chaud est utilisé comme mesure de l'énergie d'excitation. Le régime de décroissance est identifié comme étant séquentiel, la température mesurée est de l'ordre de 4.5 MeV.

Pour revenir aux collisions d'ions lourds, l'intérêt des physiciens s'est d'abord porté sur leur étude à basse énergie incidente ($\leq 20\text{MeV}/A$). Elles mènent alors à la formation de noyaux ayant emmagasiné de petites quantités d'énergie d'excitation. Formés par fusion ou transfert très inélastique, ils oscillent autour de la densité normale et se dés excitent par émission séquentielle de particules et fragments légers (évaporation) ou par fission. Le processus de dés excitation est suffisamment long pour que l'équilibre soit établi entre chaque émission. Il est donc parfaitement décrit par les théories statistiques microcanoniques standards comme la théorie de Weisskopf [WEI 37] ou la méthode de l'état transitoire.

Quand l'énergie de bombardement augmente, les processus d'évaporation et de fission décrits ci-dessus deviennent de moins en moins probables et laissent place à un autre processus : le refroidissement par émission multiple de fragments, ou multifragmentation, puis la vaporisation totale du système en un gaz de nucléons. Les modèles statistiques séquentiels standards, travaillant à densité de saturation, ne peuvent plus être utilisés pour décrire de tels phénomènes. La multifragmentation est en effet difficile à décrire théoriquement dans la mesure où elle est une transition entre les processus rencontrés à basse énergie, c'est-à-dire non loin de la barrière Coulombienne, dominés par le champ moyen nucléaire, qui sont donc collectifs, et ceux qui ont lieu à très haute énergie qui sont le résultat d'interactions nucléon-nucléon. Aux énergies intermédiaires, il n'est possible de négliger ni l'un ni l'autre de ces deux aspects qu'il n'est cependant pas aisé de traiter conjointement. Aussi, plusieurs modèles théoriques, basés sur des hypothèses différentes, ont été développés. Ils peuvent être classés en deux grandes catégories, les approches statistiques d'une part et les approches dynamiques d'autre part qui permettent de décrire la phase de collision.

Les théories microscopiques, basées sur les équations de transport, prévoient que la collision est suivie par le passage du système dans un état dense et chaud, où la compression est telle qu'elle induit une phase de dilatation et de refroidissement, à l'issue de laquelle un système nucléaire quasi équilibré est formé.

Quel scénario pour la multifragmentation?

La multifragmentation est souvent définie comme la brisure prompte d'un système nucléaire en plus de trois fragments de masse intermédiaire. Si son étude a connu un engouement certain ces dernières années, c'est que sa compréhension devrait permettre d'avancer quant à l'établissement d'une équation d'état de la matière nucléaire. En effet, la plupart des approches théoriques dont elle a suscité

le développement s'accordent sur le fait qu'elle est probablement le fait du passage du système par un état de basse densité consécutif à une expansion induite par une phase initiale de compression.

Les approches statistiques peuvent être basées sur le concept de *freeze-out* ou dépendre du temps. Elles partent de l'idée que la multifragmentation est le résultat d'une compétition entre la répulsion Coulombienne qui tend à faire éclater le noyau, et la tension de surface qui contribue à lui garder son unité en restaurant sa symétrie sphérique. Quand l'énergie d'excitation devient importante, l'agitation thermique est telle qu'elle va à l'encontre de la tension de surface ce qui provoque une expansion du noyau et le mène vers des régions de basse densité.

Les modèles de Berlin (Microcanonical Metropolis Monte Carlo) [GRO 93] et de Copenhague (Statistical Multifragmentation Model) [BON 95] se basent sur l'hypothèse que la distance (2 à 3 fm) entre les fragments est alors supérieure à la portée de l'interaction nucléaire. Ils n'interagissent plus que par répulsion Coulombienne et le système passe par une phase d'équilibre thermodynamique et chimique : c'est la configuration de *freeze-out*. Les partitions à n fragments sont déterminées en supposant un remplissage uniforme de tout l'espace des phases disponible.

C'est une approche statique de fragmentation statistique simultanée, elle ne tient pas compte de la voie d'entrée. Les fragments ainsi formés sont chauds, ils vont se désexciter par émission séquentielle de particules légères.

Le modèle EES (Expanding Emitting Source) [FRI 90] décrit quant à lui le système durant sa phase d'expansion. Il fait l'hypothèse que la pression thermique est telle que tout en induisant une dilatation du système initialement excité et équilibré, elle provoque une évaporation de particules et de fragments légers. Ces deux processus conduisent le système dans un état de basse densité et de température modérée, favorable à une production de fragments par émission de volume, c'est le *freeze-out*. Au cours de sa phase d'expansion, le système a stocké de l'énergie sous forme collective : c'est elle que nous nommerons composante d'expansion. Si l'énergie d'excitation initialement emmagasinée par le système n'est pas suffisante, avec la diminution de la pression thermique consécutive à l'évaporation, le système va passer par un état d'équilibre entre la tension de surface et la répulsion Coulombienne avant d'avoir multifragmenté. Il peut alors subir une nouvelle phase de compression au cours de laquelle il va revenir vers une densité normale. Ainsi ce modèle statistique, décrit une fragmentation évolutive.

Les approches dynamiques considèrent que la multifragmentation est consécutive au passage du système par une région de basse densité appelée zone *spinodale* où la matière est mécaniquement instable puisque la moindre fluctuation de densité n'y est pas amortie mais amplifiée. Pour traiter ce problème, les calculs de champ moyen à un corps qui donnent des résultats acceptables à basse énergie ne suffisent plus, il est nécessaire d'introduire un terme qui tienne compte de l'interaction entre les nucléons et d'inclure les fluctuations. Les modèles basés

sur ce principe sont dits de type Boltzmann-Langevin [GUA 96]. Ils prévoient la formation de fragments sous l'effet d'une amplification des instabilités mécaniques selon les modes propres du système, ce qui signifie que toutes les configurations de fragments ne sont pas équiprobables contrairement à ce qui est supposé par les théories statistiques. Les fragments primaires formés sont de tailles voisines, de l'ordre de 10 à 15 unités de charge, leur nombre dépend de la taille du système et ils prennent naissance préférentiellement à sa périphérie.

Mise en évidence expérimentale de la multifragmentation

L'étude des noyaux chauds formés à basse énergie de bombardement se basait sur la détection du résidu d'évaporation ou des fragments de fission binaire produits par la désexcitation du noyau primaire. Des expériences réalisées en faisant croître l'énergie de bombardement, comme Ar+Th entre 32 et 44 MeV/A ont montré la disparition des résidus de fission. Deux interprétations étaient alors possibles : soit l'énergie d'excitation maximale supportable par un noyau était atteinte ce qui interdisait leur formation [CON 85], soit les modes de désexcitation des noyaux formés étaient différents et ne pouvaient pas être envisagés avec le dispositif expérimental utilisé [LOT 90]. Les expériences, qui ont suivis, ont montré que la deuxième interprétation est la bonne et que la disparition des modes de désexcitation attendus à basse énergie avait lieu autour de 6 MeV/A d'énergie d'excitation pour les noyaux légers, et de 3 MeV/A pour les plus lourds. Cet écart entre le comportement des noyaux légers et celui des plus lourds est attribué aux instabilités Coulombiennes plus fortes pour les noyaux lourds et manifeste le rôle du caractère fini des noyaux. Ainsi, si la matière nucléaire infinie peut présenter un comportement qui s'apparente à celui d'un liquide de Van Der Waals, les noyaux sont en plus soumis à des lois de conservation.

La conception de multidétecteurs dont les premiers furent par exemple NAUTILUS [BIZ 86], [PEG 90], AMPHORA [DRA 89], ALADIN, FOPI [GOB 93], MINIBALL [SOU 90] et ORION [GAL 94], ont permis de montrer que la nouvelle voie de désexcitation empruntée par les noyaux chauds est bien l'émission multiple de fragments et d'avancer dans la compréhension de ce mécanisme. Les expériences Ar+Au à 30 et 60 MeV/A [BAD 90] et Ar+Ag à 50 et 70 MeV/A [VIE 92] ont alors permis de mettre en évidence le passage entre une désexcitation des noyaux chauds par évaporation pour les légers ou par fission pour les plus lourds vers une désexcitation par émission multiple de fragments dont il fallait désormais comprendre si elle était simultanée ou séquentielle. Les corrélations en vitesse et en angle construites sur les événements Ne+Au [BOU 89] ont permis de montrer que les noyaux chauds formés, dotés de 3 MeV/A d'énergie d'excitation se désexcitent par émission de fragments de masse intermédiaire en des temps de l'ordre de 300 fm/c ce qui est compatible avec une émission séquentielle. Par la même méthode, on a montré qu'au cours de la réaction Ar+Au les noyaux formés ayant une énergie d'excitation de 2 à 3 MeV/A se désexcitent en

500 fm/c par deux cassures binaires successives [BIZ 92]. En revanche, ceux dont l'énergie d'excitation est de l'ordre de 5 MeV/A [LOU 92], [LOU 93] se désexcitent en 50 fm/c [LOU 94] ce qui caractérise une fragmentation simultanée. Cette décroissance des temps d'émission en fonction de l'énergie d'excitation emmagasinée a été confirmée par les résultats des expériences Kr+Au à 60 MeV/A [LOP 93] et Kr+Nb entre 35 et 75 MeV/A, qui nous ont par ailleurs montré que les tailles des fragments sont d'autant plus proches les unes des autres que la fragmentation est rapide. Ce résultat est fort intéressant si l'on recherche l'origine du phénomène de multifragmentation. Est-ce une désexcitation purement statistique, image à plus haute énergie de l'évaporation et de la fission, ou est-ce le reflet du passage du système dans une région de basse densité comme la zone *spinodale*? Rappelons que si tel est le cas, les modèles dynamiques prévoient l'émission prompte de fragments primaires de tailles voisines. Pour atteindre les basses densités, il est probable que le système ait subi au préalable une phase de compression suivie d'une phase d'expansion qui pourrait donner aux fragments une composante d'énergie collective. Aucune composante de ce type n'a pu être mise en évidence dans les réactions Ar+Au et Kr+Au, en revanche, la saturation des temps de fragmentation des noyaux chauds formés dans Kr+Nb entre 55 et 75 MeV/A [BAU 93], peut être attribuée à un phénomène de ce type. Des expériences d'émulsion [BAUE 93] ont montré la présence d'une composante collective importante pour le système Kr+AgBr entre 70 et 120 MeV/A, elle a aussi pu être mise en évidence à plus haute énergie incidente.

Tel est l'apport des multidétecteurs [HIR 94]. Ils ont permis de mettre la multifragmentation en évidence, d'en mesurer les temps caractéristiques et la taille des fragments émis et d'avoir des informations quant à la possible existence d'une composante collective d'énergie d'expansion. Ces phénomènes collectifs dans les collisions centrales ont récemment été abordés à haute énergie de bombardement dans les collisions Au+Au au delà de 150 MeV/A par la collaboration FOPI. A ces énergies, l'émission de fragments ne présente pas les caractéristiques d'un flot radial, mais il est accentué dans la direction transverse [ROY 97]. Ceci est expliqué par le fait que les énergies d'excitations sont telles que le régime est explosif. Cependant, pour étudier le mécanisme responsable de la fragmentation du noyau aux énergies intermédiaires, il est nécessaire de pouvoir isoler précisément les sources de multifragmentation, de déterminer leur taille et leur énergie d'excitation. En permettant la mesure de l'énergie d'excitation par calorimétrie neutronique, les expériences avec le détecteur ORION ont constitué une avancée en ce domaine. Mais, pour aller plus loin, il est nécessaire de connaître avec précision les caractéristiques de tous les fragments et particules émis au cours de la désexcitation des noyaux chauds. C'est dans cette optique qu'a été conçu le multidétecteur 4π de particules chargées INDRA.

Les objectifs et apports de ce travail

L'objectif de ce travail est l'étude des propriétés de la multifragmentation des systèmes nucléaires produits dans les collisions centrales $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A. Les expériences ont été réalisées au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds avec le multidétecteur INDRA qui permet une caractérisation précise des événements. Le système choisi est quasi-symétrique ce qui favorise un stockage maximum de l'énergie d'excitation. Le choix d'un projectile de Xénon, un ion lourd, est guidé par les capacités du GANIL à l'accélérer jusqu'à 50 MeV/A,. Le système composite susceptible d'être formé est ainsi attendu avec un grand nombre de constituants, ce qui permettra de limiter les effets de taille finie, et une énergie d'excitation importante. Contrairement à ce qui se passe à plus haute énergie de bombardement, concernant la fragmentation du spectateur, les modes collectifs de type compression-expansion sont ici susceptibles d'être excités.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à une présentation rapide du multidétecteur INDRA de ses caractéristiques et différents composants. Nous développons également les méthodes d'identification et d'étalonnage, en particulier celui des Scintillateurs à Iodure de Césium qui a nécessité des efforts importants et continus tout au long de l'activité de recherche ayant abouti à ce mémoire. Il se termine par une présentation des caractéristiques globales des événements enregistrés et une définition des critères de complétude permettant de sélectionner les événements pour lesquels une grande quantité d'information a été collectée, condition *sine qua non* pour une analyse précise de leur topologie. Ne sont considérés dans la suite que les événements pour lesquels plus de 80% de la charge totale du système a été collectée.

Le second chapitre est dévolu à la recherche des événements ayant formés une source de fusion incomplète. Après un bref aperçu de différents critères de sélection souvent usités dans la littérature, nous examinons le pouvoir sélectif de deux variables basées sur la forme de l'événement : le moment de Fox et de Wolfram d'ordre deux [MAR 95] et l'angle de flot [MAR 97]. La comparaison de leurs performances détermine le choix de l'angle de flot comme sélecteur des collisions frontales sur toute la gamme en énergie couverte par notre étude.

Dans le troisième chapitre, sont décrites les caractéristiques générales des collisions centrales. Il est montré qu'elles conduisent à la formation d'une source qui émet isotropiquement un nombre élevé de fragments. Sa taille et son énergie d'excitation sont estimées par dénombrement et calorimétrie. La charge de la source diminue peu alors que son énergie d'excitation augmente.

Le quatrième chapitre est consacré à la détermination de la section efficace de formation de la source de quasi-fusion et à une discussion sur une possible extension des critères de sélection. Il est montré que si des critères de complétude stricts sont nécessaires pour disposer d'une information riche sur chacun des événements étudiés, elles ne biaisent pas leurs caractéristiques.

La présentation des propriétés de la source de fragmentation produite entre 32 et 50 MeV/A est détaillée au cinquième chapitre. Ces propriétés concernant les partitions de charge (multiplicité de fragments, distributions de charge, ordonancement en taille, charge totale liée sous forme de fragments,...) sont envisagées en fonction de l'énergie d'excitation. L'évolution des distributions en énergie cinétique des fragments ainsi que celle des fonctions de corrélations en vitesse réduite entre paires de fragments sont également étudiées. L'ensemble de ces observables dépend fortement de l'énergie d'excitation stockée dans la source. Nous montrons que cette dépendance est principalement due à une forte évolution de la taille du plus gros fragment avec l'énergie d'excitation. Les distributions en énergie cinétique des fragments indiquent que le système émetteur est dilué. Bien que ces distributions évoluent avec l'énergie d'excitation, leurs valeurs moyennes diffèrent au maximum de 10 MeV. Les fonctions de corrélation en vitesse réduite présentent une dépendance marquée avec l'énergie d'excitation. Les largeurs de déplétion Coulombienne augmentent, les fronts de montée s'adoucissent, les bosses Coulombiennes s'atténuent lorsque l'énergie d'excitation augmente. Des évolutions spectaculaires sont observées lorsque l'un des fragments de la paire est le plus gros de la configuration. L'évolution de l'ensemble de ces variables indique un changement profond de la topologie au *freeze-out*. Elles indiquent une modification des degrés d'asymétrie en charge et de fragmentation, du volume de *freeze-out* et de la valeur de la composante d'expansion radiale.

Tous ces résultats expérimentaux sont riches d'informations pour la compréhension du processus de multifragmentation. L'interprétation des données nécessite la confrontation avec un modèle. C'est ce qui fait l'objet du dernier chapitre. L'interprétation des résultats est alors développée sur la base d'une confrontation avec les prédictions du modèle de multifragmentation statistique de Copenhague SMM. Nous montrons alors que le modèle, dans sa version actuelle, permet aisément d'expliquer les partitions de charge mais qu'il échoue à reproduire conjointement l'ensemble des variables cinématiques. Ceci conduit à réexaminer les valeurs d'énergie collective proposées dans des analyses récentes. Nous concluons ce mémoire par un bilan des résultats obtenus et quelques pistes à explorer dans le futur.

Chapitre 1

Présentation du dispositif expérimental et des données brutes

Dans la mesure où de nombreux articles ([PLA 93], [POU 95] et [POU 96], [STE 95]) et thèses ([COP 90], [BEN 94], [ECO 95], [OUA 95], [BEN 95], [GOU 96], [MET 95], [MAR 95], [NAL 96], [SQU 96], [BIS 96], [LEF 97] et [LEFO 97]) décrivant en détails les caractéristiques d'INDRA ont déjà été publiés, ce chapitre donnera une description brève du dispositif expérimental et du mode de fonctionnement des divers détecteurs qui le constituent. Ensuite, nous exposerons les différentes méthodes d'obtention des données physiques à partir des signaux enregistrés.

Le travail exposé dans cette thèse repose sur des données obtenues lors de la première campagne de mesures, qui a eu lieu en 1993 auprès du Grand Accélérateur National d'ions Lourds. Cependant, j'ai été chargée par la collaboration INDRA de l'étalonnage des Scintillateurs à Iodure de Césium pour la deuxième campagne de mesures, c'est pourquoi, ce travail fera l'objet d'un développement particulier. Nous montrerons ensuite les caractéristiques générales des événements collectés au cours des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A qui nous intéressent particulièrement.

1.1 Caractéristiques générales du multidétecteur INDRA

Le multidétecteur INDRA a été conçu pour l'étude des modes de formation et de désexcitation des noyaux chauds formés lors des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, et en particulier de la multifragmentation. L'expérience

acquise au cours des années avec l'utilisation des divers appareillages (NAUTILUS [BIZ 86], [PEG 90], AMPHORA [DRA 89],...), a montré que pour la compréhension de ces phénomènes, il était nécessaire de détecter avec une bonne précision tous les produits émis lors de la réaction. C'est de ce constat qu'est né INDRA (Identification de Noyau et Détection avec Résolutions Accrues), multidécteur 4π de particules chargées, dont nous allons rappeler les principales caractéristiques.

Il a été conçu pour détecter le grand nombre de particules et fragments chargés émis lors des collisions d'ions lourds, dans toutes les directions de l'espace avec des charges et des énergies très variées. C'est pourquoi il répond aux exigences suivantes :

- Sa granularité et sa couverture spatiale sont importantes, elles ont été optimisées de façon à obtenir une probabilité de comptage multiple inférieure à 5% et une couverture spatiale de l'ordre de 90% de 4π [COP 90]. Ainsi le détecteur est constitué de 336 modules de détection indépendants, organisés en 17 couronnes autour du faisceau qui forme son axe de symétrie (figure 1.1). Ceci permet d'adapter les différents modules aux caractéristiques des particules et fragments attendus en fonction du domaine angulaire, et d'éloigner de la cible les détecteurs placés aux petits angles pour augmenter leur surface de détection tout en gardant une bonne efficacité géométrique et une bonne granularité. Les détecteurs couvrent ainsi un domaine angulaire allant de 2 à 176° , et permettent de connaître la direction d'émission des particules et fragments avec une précision qui varie selon leur position (voir tableau 1.1).
- Les modules de détection sont des télescopes dont les éléments ont été choisis en fonction du type de particules attendues dans le domaine angulaire considéré. Ainsi INDRA est capable de détecter des fragments tels que $1 \leq Z \leq 54$, et dont l'énergie varie de 1 MeV à 4 GeV ce qui nécessite d'avoir des seuils de détection très bas. Ainsi, selon le type de détecteurs qui forment le module, INDRA peut-être divisé en trois zones :
 - La première couronne, située entre 2 et 3° , est constituée par 12 détecteurs "Phoswichs" NE102/NE115.
 - Les couronnes 2 à 9, qui couvrent les angles compris entre 3 et 45° , comprennent trois étages de détection. Le premier est formé par des chambres d'ionisation, le second par des détecteurs Silicium de $300\mu\text{m}$, et le troisième par des Scintillateurs à Iodure de Césium (figure 1.2).
 - Les couronnes 10 à 17 ($45^\circ < \theta < 176^\circ$), sont constituées de télescopes à seulement deux étages, comprenant chambres d'ionisations et Scintillateurs à Iodure de Césium. En effet, dans ce domaine, les ions rapides et lourds ne sont pas attendus en grand nombre, de ce fait

l'utilisation de Silicium ne s'impose plus. Pour faciliter le calibrage en énergie, chaque couronne de cette partie comprend un télescope dit étalon.

Cet ensemble fonctionne sous vide, dans une enceinte prévue à cet effet.

- Le grand nombre de détecteurs ainsi que la nécessité de coder l'amplitude des signaux sur une grande gamme, a conduit à la conception d'une électronique de haute qualité. Pour minimiser les seuils de détection, il était impératif de limiter le bruit, le grand nombre de voies pouvait induire des problèmes de diaphonie, aussi était-il primordial que l'électronique soit placée le plus près possible des différents détecteurs. Ceci a conduit à la concevoir très intégrée, contrôlable et réglable à distance par ordinateur, puisque située dans la salle d'expérience et donc hors de portée des utilisateurs pendant les périodes d'irradiation de la cible. Le choix s'est porté sur le standard VXI pour une grande partie du matériel, dans la mesure où il a permis de satisfaire ces exigences.
- Le déclencheur, ensemble de modules de décision logique permettant une sélection des événements à coder, fonctionne en mode asynchrone. En effet un fonctionnement en mode synchrone obligerait à retarder les signaux analogiques en attendant la décision d'acceptation de l'événement pour qu'ils soient codés. Ceci peut être réalisé à l'aide de câbles coaxiaux de 50Ω , mais étant donné le nombre important de voies, cette solution n'était pas envisageable avec INDRA. En mode asynchrone, l'intégration commence pendant que le déclencheur prend la décision d'acceptation ou de rejet de l'événement. Si l'événement doit être codé, l'intégration se poursuit, sinon les codeurs sont remis à zéro.

1.2 Description et principe de fonctionnement des différents détecteurs

Nous allons maintenant décrire plus précisément chaque type de détecteur en expliquant brièvement ses principes de fonctionnement, ainsi que l'électronique qui lui est associée.

1.2.1 Les Chambres à Ionisation

Elles sont au nombre de 96 et forment le premier étage de détection dans un domaine angulaire allant de 3 à 176° . Pour chaque couronne de chambre, une cellule de gaz (pouvant être remplie de C_3F_8 ou de CF_4) de 5cm d'épaisseur (qui couvre 2 couronnes effectives) est séparée en 12 chambres indépendantes

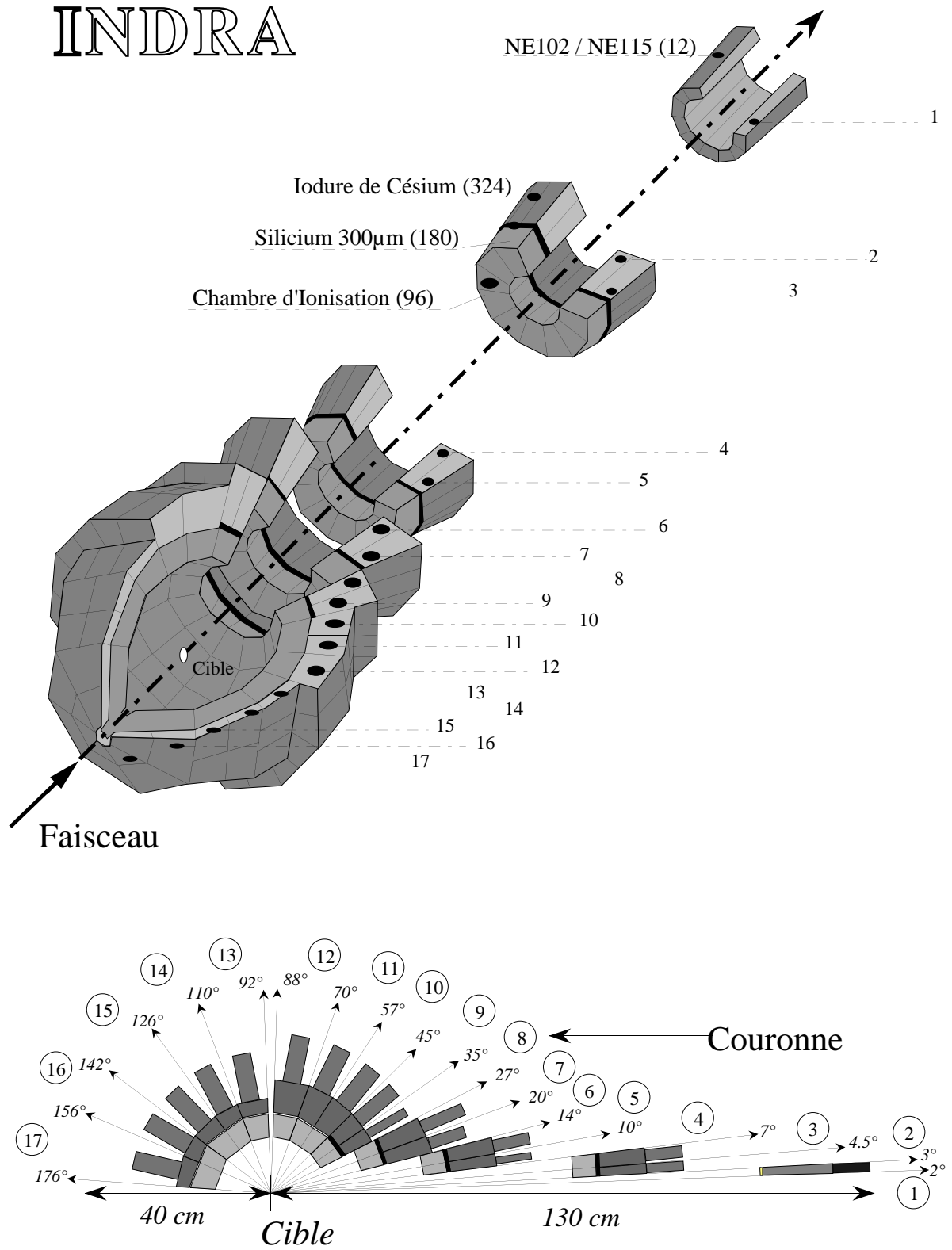


Figure 1.1: Vue d'ensemble et coupe longitudinale du multidétecteur INDRA.

n° de couronne	θ°	$\Delta\theta^\circ$	$\Delta\phi^\circ$	$\Delta\Omega(msr)$
1	2.5	1.0	30	0.37
2	3.8	1.5	30	0.74
3	5.6	2.5	15	1.01
4	8.4	3.0	15	1.70
5	11.7	4.0	15	3.21
6	16.9	6.0	15	7.01
7	23.0	7.0	15	11.17
8	30.9	8.0	15	15.79
9	39.4	10.0	15	26.43
10	50.6	12.0	15	39.60
11	63.0	13.0	15	50.31
12	79.3	18.0	15	77.50
13	101.0	18.0	15	80.07
14	119.1	16.0	22.5	93.50
15	135.0	16.0	22.5	73.06
16	149.8	15.0	45	91.19
17	166.4	19.0	45	50.89

Tableau 1.1: *Granularité du multidétecteur INDRA.*

(seulement 8 dans la partie arrière du détecteur). Au delà de 27° , les couronnes sont regroupées en deux ensembles. La circulation de gaz, ainsi que la cathode sont communes à toute la couronne (ou à l'ensemble de couronnes) mais chaque cellule possède sa propre anode et sa chaîne de détection.

Lorsqu'une particule chargée traverse la chambre, le gaz est ionisé sur son passage. Le champ électrique, qui est ici orienté axialement, permet la collection des charges par l'anode.

Ces détecteurs ont été choisis pour constituer le premier étage parce qu'ils permettent de détecter des fragments lourds et lents avec des seuils très bas (de l'ordre de 1MeV/A), dans la mesure où ils sont utilisés à basse pression . Ces seuils peuvent être dégradés par le bruit dû aux électrons qui sont arrachés de la cible au cours de l'interaction. Pour s'affranchir de ce problème la cible est portée à une tension de l'ordre de 30 kV qui permet de piéger ces électrons.

A quelques centimètres des chambres d'ionisation se trouvent les préamplificateurs. A cause de cette position, et parce qu'ils consomment une forte puissance, ils sont refroidis par une circulation d'eau qui permet de garder une température constante de l'ordre de 18°C . Les amplificateurs sont situés hors de la chambre à vide mais dans la salle d'expérience. De façon à augmenter le rapport signal sur bruit, le codage traditionnel de l'amplitude a été remplacé par un codage en

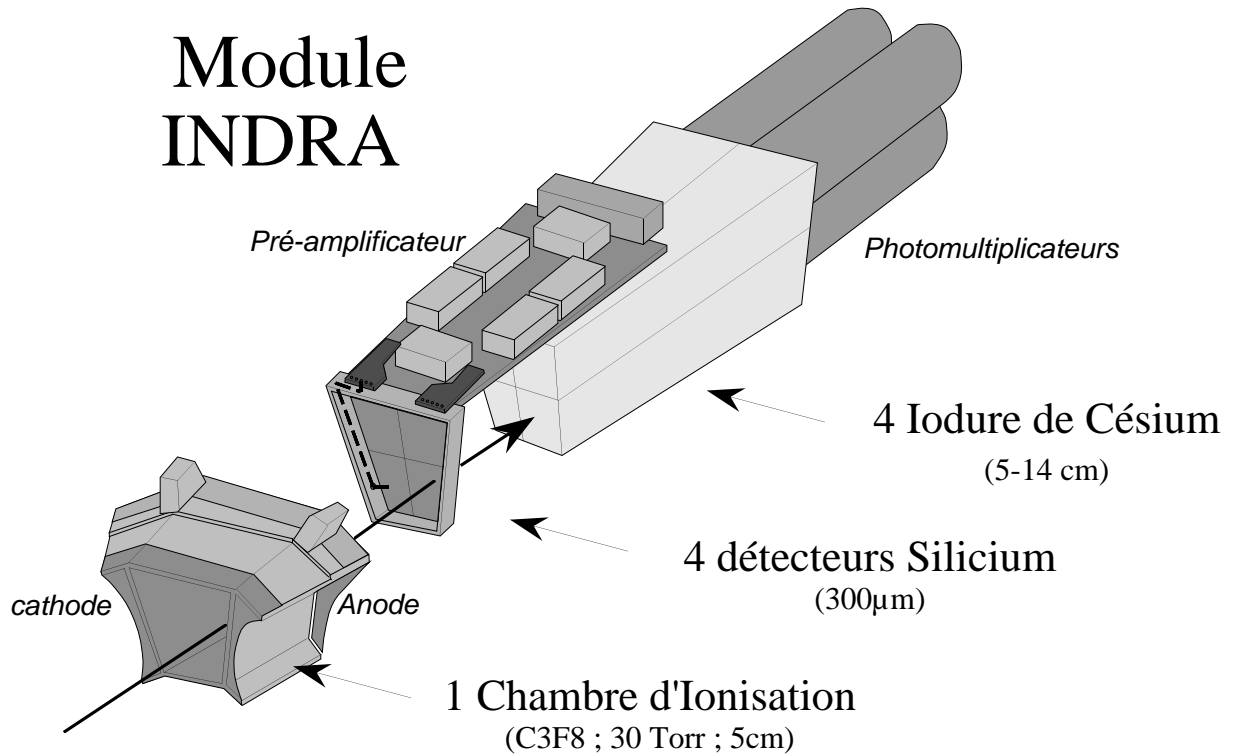


Figure 1.2: Vue d'ensemble d'un télescope d'INDRA à trois étages.

charge. Il est opéré deux fois : la première permet de coder les signaux associés à des énergies allant jusqu'à 4 GeV, avec une résolution de 1 MeV par canal (petit gain); la seconde ne code que les signaux associés à une énergie maximale de 250 MeV mais la résolution est de 60 KeV par canal (grand gain). Cette méthode permet d'allier grande dynamique en énergie et bonne résolution.

1.2.2 Les Siliciums 300 µm

180 détecteurs Silicium constituent le deuxième étage des télescopes installés dans la région pour laquelle $3 < \theta < 45^\circ$ parce que c'est dans ce domaine qu'un grand nombre d'ions lourds est attendu. A ce niveau, il était nécessaire d'accroître la granularité, aussi 4 (seulement 3 pour les couronnes 2-3) détecteurs Silicium suivent une même chambre d'ionisation. Ils sont regroupés sur une seule pastille de Silicium, ce qui permet de diminuer les zones mortes, qui sont seulement de 0.7mm autour de chaque détecteur, et d'améliorer l'efficacité géométrique. Ils ont été construits avec la technologie PLANAR qui permet de connaître leur épaisseur avec une bonne précision [ECO 95]. Ceci est un élément important pour l'étape de calibrage.

L'interaction d'une particule chargée avec le Silicium induit la création locale de porteurs de charges libres, qui sous l'effet d'un champ électrique externe migrent vers les électrodes où le signal sera collecté. En association avec le signal détecté dans les chambres d'ionisation il va permettre d'obtenir le numéro atomique et l'énergie des ions de faible vitesse. Combiné avec celui qui est collecté par les Scintillateurs à Iodure de Césium, il donne les caractéristiques des plus rapides et des particules légères.

L'électronique associée aux détecteurs au Silicium a des caractéristiques générales semblables à celle qui suit les chambres d'ionisation.

1.2.3 Les Scintillateurs à Iodure de Césium

Ils forment le dernier étage des télescopes d'INDRA dans un domaine angulaire allant de 3° à 176° , ils sont au nombre de 324. Dans la partie avant ils suivent les détecteurs au Silicium, au delà de 45° , 4 scintillateurs occupent le même angle solide que la chambre d'ionisation qui les précèdent.

Ils sont destinés à détecter les fragments et particules les plus énergétiques, aussi leur longueur a-t-elle été calculée angle par angle, en fonction de l'énergie maximale attendue pour les protons (tableau 1.2). En outre, ils permettent une identification isotopique des particules et fragments légers ($Z \leq 4$).

n° de couronne	Épaisseur totale ICs (cm)	E_{max} proton (MeV)	E_{max} alpha (MeV)
2 à 5	13.8	237	948
6 à 7	9.7	192	766
8 à 9	9.0	183	733
10 à 11	7.6	166	664
12	4.8	126	504
13	6.0	144	577
14 à 17	5.0	129	517

Tableau 1.2: *Longueur des détecteurs à Iodure de Césium (ICs).*

Dans la mesure où leur réponse est très sensible au moindre défaut cristallin, une attention particulière a été portée à leur fabrication. De plus, tout au long de la prise des données, la stabilité de leur réponse, qui s'est avérée très bonne, était contrôlée à intervalles réguliers par un générateur d'impulsions laser. Cependant, il faut noter que les Scintillateurs à Iodure de Césium présentent l'inconvénient de n'être linéaire ni en fonction de l'énergie, ni en fonction de charge de la particule, ce qui rend l'étalonnage de ces détecteurs d'autant plus fastidieux.

Lorsqu'une particule pénètre dans le scintillateur, elle excite les atomes du réseau cristallin qui retournent dans leur état fondamental en émettant de la lumière. Celle-ci sera collectée par le photomultiplicateur qui suit chaque cristal et transformera le signal lumineux en un signal électrique. De façon à limiter les

perdes, il n'a pas été interposé de guide de lumière entre ces deux parties qui se trouvent toutes deux dans la chambre à vide.

La lumière émise par les Scintillateurs à Iodure de Césium comprend deux composantes, une rapide et une lente. En conséquence, le signal est intégré deux fois : d'abord par une porte rapide de 400 ns, puis par une lente de $1.2\mu s$ qui est ouverte avec un retard de $1.6\mu s$ par rapport à la première. C'est le rapport entre ces deux composantes qui permet l'identification isotopique.

Le nombre de détecteur étant important, l'électronique associée est très intégrée grâce au standard VXI, ainsi, toutes les fonctions à réaliser pour un détecteur sont regroupées et 24 voies sont rassemblées dans un même module. La dynamique obtenue est supérieure à 250, et permet d'identifier protons, deutons et tritons jusqu'à des énergies minimum de l'ordre de 1 MeV.

1.2.4 Les Phoswichs

La première couronne ($2^\circ < \theta < 3^\circ$) du multidétecteur INDRA est constituée de 12 Phoswichs [STE 95], c'est-à-dire de 12 télescopes de scintillateurs plastiques, NE102 et NE115, de respectivement $500\mu m$ et 25 cm d'épaisseur. Ces épaisseurs ont été calculées de façon à allier bonne identification en charge, seuils de détection bas, et pour permettre d'identifier des protons jusqu'à 200 MeV.

Comme dans les Scintillateurs à Iodure de Césium, quand une particule chargée traverse le détecteur, les niveaux moléculaires sont excités ce qui se traduit par une émission lumineuse caractérisée par une constante de temps propre au matériau utilisé. La lumière est alors collectée par un photomultiplicateur unique situé derrière le NE115. Étant donné que les constantes de temps sont très différentes pour les deux scintillateurs, (2.4 ns pour le NE102 et 240 ns pour le NE115), l'intégration réalisée sur deux portes en temps adaptées va permettre de distinguer les deux signaux qui pourront être utilisés l'un en ΔE , l'autre en E (voir le paragraphe 2.3.1).

Les Phoswichs permettent une bonne identification en charge avec des seuils de l'ordre de 6 MeV/A pour les particules légères et de 23 MeV/A si Z est proche de 40. Ils ont été choisis parce qu'ils sont rapides et capables de supporter les forts taux de comptage attendus dans ce domaine angulaire.

1.3 Identification et Étalonnage

Nous venons de voir que lorsque les particules chargées traversent les différents détecteurs, elles induisent des signaux qui sont stockés sur bande après leur codage. Il faut ensuite les interpréter et constituer des données dites physiques qui pourront ensuite être analysées. Dans un premier temps il faut identifier les particules et fragments collectés, c'est-à-dire leur associer une charge et une masse quand cela est possible, puis leur associer une énergie par le biais de l'étalonnage.

1.3.1 Identification

INDRA est formé de télescopes eux-même constitués de différents détecteurs. Aussi, deux techniques d'identifications sont utilisées.

Identification des particules à partir de l'énergie qu'elles laissent dans un milieu donné

Cette méthode est basée sur le fait que lorsqu'une particule traverse un matériau donné, elle y dépose une certaine quantité d'énergie qui est fonction de ce matériau, ainsi que de la nature et de l'énergie de la particule. Ceci est exprimé par la formule de Bethe [BET 30] dont la forme est la suivante :

$$\frac{dE}{dx} = \alpha \frac{Z^2}{E} A \quad (1.1)$$

Où $\frac{dE}{dx}$ est la perte d'énergie par unité de longueur, Z et A sont la charge et la masse de la particule, et E son énergie.

Ainsi, si nous sommes capables de mesurer l'énergie (ΔE) laissée par une particule dans un détecteur suffisamment mince pour qu'elle ne s'y arrête pas, et l'énergie qu'elle laisse ensuite dans le détecteur situé juste derrière le premier où elle dépose toute celle qu'il lui reste (E_{res}), nous connaissons l'énergie qu'elle avait au départ ($E = \Delta E + E_{res}$) et sommes donc en mesure de connaître $Z^2 A$. En construisant alors des matrices $E - \Delta E$, les particules peuplent des lignes en fonction de la valeur du produit $Z^2 A$ ce qui nous permet de le connaître. Si la résolution du détecteur est suffisamment bonne, nous sommes alors en mesure d'évaluer les valeurs de la charge et de la masse de la particule.

Avec INDRA il est possible de construire plusieurs types de matrices $E - \Delta E$ selon l'angle d'émission des particules, leur nature et leur énergie :

- Entre 3° et 45° , les télescopes ont trois étages, aussi est-il possible de construire les matrices $E - \Delta E$ suivantes :
 - Silicium - Chambre d'ionisation : les fragments lourds les moins énergétiques seront arrêtés dans les Siliciums et identifiés grâce à ces matrices (1.3 a).
 - Scintillateur à Iodure de Césium - Silicium : les particules les plus énergétiques seront arrêtées dans les scintillateurs et ces matrices nous donneront leur charge (1.3 c et 1.4 a) .
- Entre 45° et 176° , les télescopes ont deux étages et les particules seront identifiées dans les matrices Scintillateur à Iodure de Césium - Chambre d'ionisation.

Souvenons nous que les matrices faisant intervenir les chambres d'ionisation ou les Siliciums existent en version grand gain ou petit gain que nous choisirons d'utiliser selon la charge et l'énergie des particules à identifier.

Xe+Sn

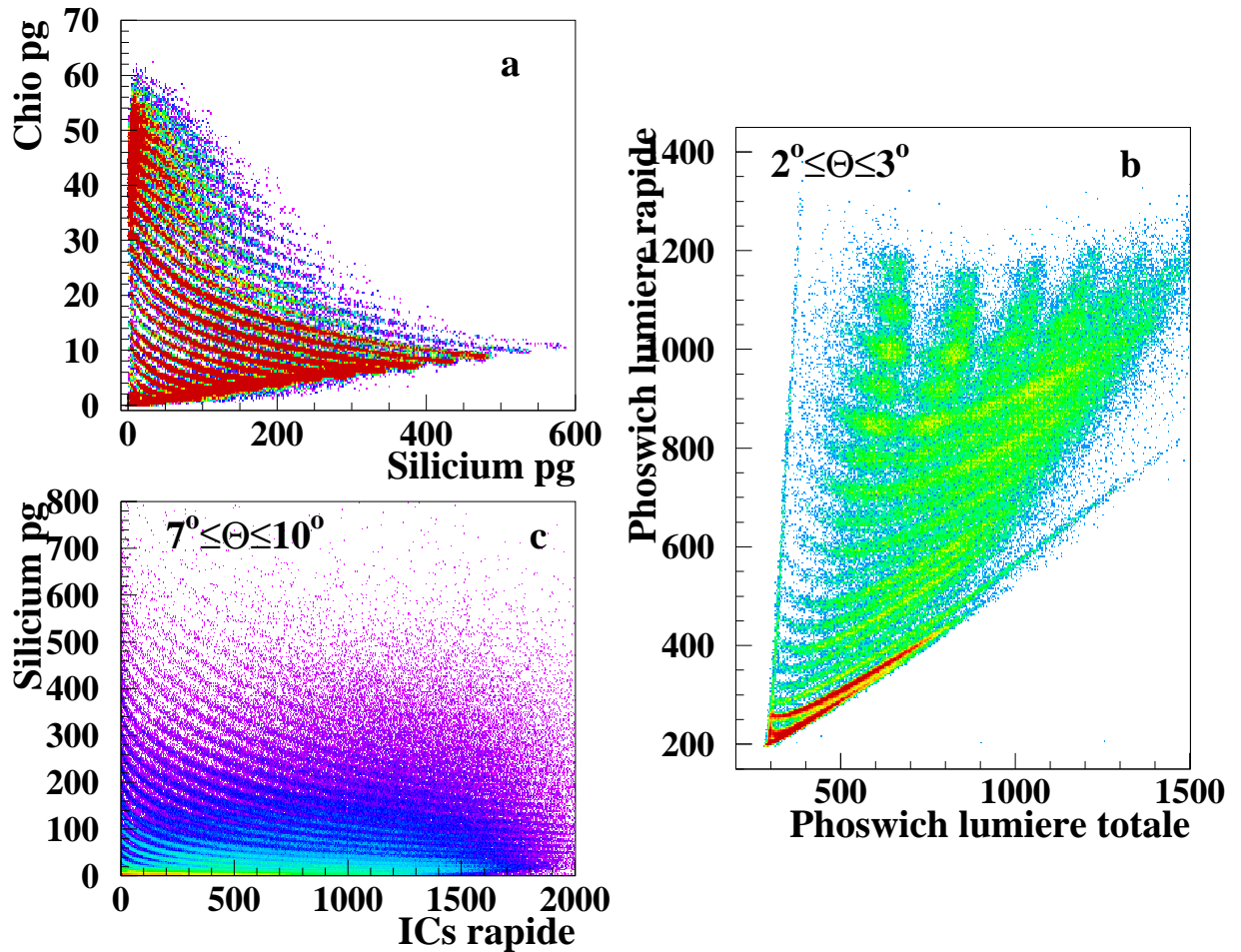


Figure 1.3: Exemples de matrices d'identifications construites à partir de différentes cellules de détection d'INDRA : a) matrice Silicium - Chambre d'ionisation petit gain, b) matrice d'identification dans un Phoswich, c) matrice Scintillateur à Iodure de Césium - Silicium petit gain.

Xe+Sn 50 MeV/A

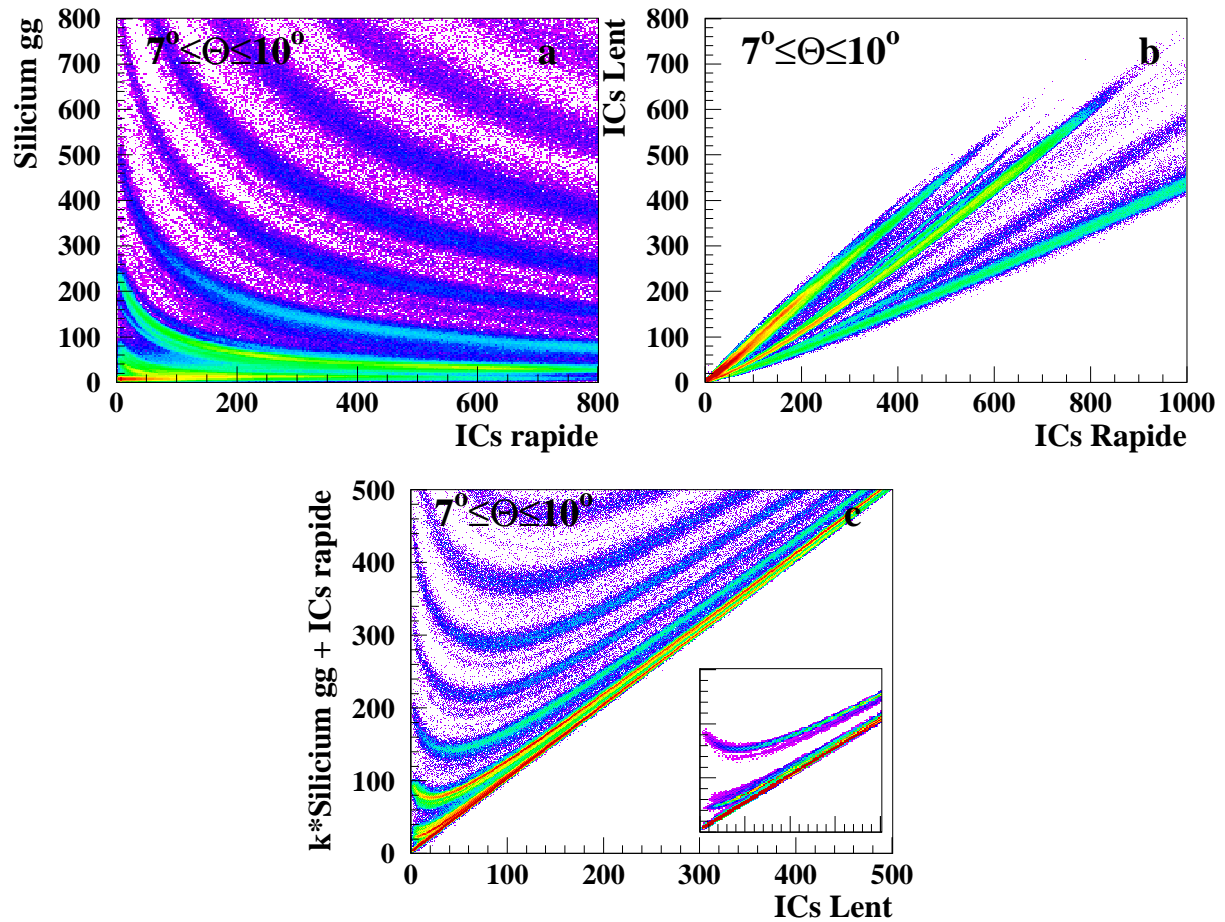


Figure 1.4: Exemples de matrices utilisées pour l'identification des particules dans INDRA : a) matrice Scintillateur à Iodure de Césium - Silicium grand gain, b) matrice d'identification rapide - lent dans les Scintillateurs à Iodure de Césium, c) matrices utilisées pour l'identification isotopique des particules et fragments légers.

Identification des particules à partir de l'émission de lumière qu'elles induisent dans un scintillateur

Nous avons vu plus haut que lorsqu'une particule chargée traverse un scintillateur elle excite ses niveaux d'énergie moléculaires, et que le retour vers l'état fondamental se fait par émission d'un rayonnement lumineux dont l'intensité s'exprime de la façon suivante :

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.2)$$

Elle est liée à la nature et l'énergie de la particule (I_0), et à la durée de vie du niveau excité (τ).

Dans le cas des Phoswichs, nous avons vu que NE102 et NE115 ont des constantes de temps très différentes, ce qui permet de collecter un premier signal correspondant à l'énergie perdue par la particule dans le premier étage du télescope (ΔE), et un second correspondant à l'énergie laissée par la particule dans le deuxième étage avant de s'y arrêter (E_{res}). Nous pouvons ainsi travailler en E - ΔE et construire des matrices du type de celle de la figure (1.3 b), qui permettent une identification en charge jusqu'à des Z élevés.

Les Scintillateurs à Iodure de Césium (ICs) présentent la particularité d'émettre de la lumière selon deux constantes de temps très différentes (τ_R et τ_L), correspondant à des mécanismes différents. L'intensité lumineuse s'exprime alors de la façon suivante :

$$I = I_R e^{-\frac{t}{\tau_R}} + I_L e^{-\frac{t}{\tau_L}} \quad (1.3)$$

I_R et I_L dépendent de l'énergie déposée par la particule et de sa nature, leur rapport est très sensible à sa charge et à sa masse et va permettre d'obtenir une identification isotopique des particules et fragments légers par l'intermédiaire de la matrice ICs rapide - ICs lent (figure 1.4 b). Remarquons que cette séparation en charge et en masse est très bonne à condition que l'énergie laissée par la particule dans le scintillateur soit suffisamment grande. Au contraire, la figure (1.4 a), qui présente le signal Silicium amplifié par le grand gain en fonction du signal ICs rapide montre que cette matrice permet une meilleure identification pour les particules les moins énergétiques. Aussi, un nouveau type de matrice a-t-il été mis en oeuvre, qui combine les avantages des deux précédentes : la matrice représentant le signal ICs rapide auquel on ajoute k fois le signal Silicium grand gain, en fonction du signal ICs lent (figure 1.4 c) [BEN 92]. Elle permet l'identification isotopique des particules et fragments légers jusqu'à Z=4.

1.3.2 Étalonnage

Étant donné le grand nombre de détecteurs de type différent, le calibrage d'INDRA fait appel à plusieurs méthodes pour lesquelles le détecteur est utilisé

dans la même configuration que durant l'expérience. Nous allons maintenant exposer rapidement chacune d'elles en développant plus particulièrement celle qui concerne l'étalonnage des Scintillateurs à Iodure de Césium.

Chambres d'ionisation et détecteurs au Silicium

Dans de tels détecteurs, la relation qui lie l'énergie au signal recueilli à la sortie de la chaîne de détection, c'est-à-dire au n^o de canal, est indépendante de la charge et de la masse de la particule considérée.

Cependant, lorsque des fragments de $Z \geq 10$ entrent dans le Silicium, un défaut de collection est observé [ECO 95],[OUA 95]. Ainsi, pour réaliser un étalonnage précis de ce type de détecteur il est nécessaire d'avoir des points de référence en particules légères mais aussi en ions lourds. C'est une source de thoron ($^{212}Bi/^{212}Po$) émettrice de particules alpha de 6.062MeV et 8.785MeV qui fournit la référence pour les particules légères et permet d'obtenir une courbe pour étalonner les fragments de $Z < 10$. Un générateur d'impulsion situé à l'entrée des préamplificateurs permet de compléter cet étalonnage en vérifiant la stabilité et en corrigeant toute non linéarité éventuelle de la chaîne d'électronique. Des faisceaux d'Ar, Ni et Xe de respectivement 9, 9, et 7.5 MeV/A, délivrés par le premier cyclotron du GANIL (CSS1 voir la figure 1.5) , permettent d'obtenir des points pour l'étalonnage en ions lourds par diffusion élastique. En effet, les angles d'effleurement correspondant à ces énergies (respectivement 47.8, 46.6, et 53.3°) permettent de couvrir tout le domaine où se trouvent les détecteurs. Les points de diffusion élastique obtenus au cours des expériences, ont permis de corriger le défaut d'ionisation qui est faible, mais cependant non nul pour les ions qui s'arrêtent dans les détecteurs au Silicium.

Ces opérations sont réalisées une première fois avec les chambres d'ionisation remplies de gaz à des pressions égales à celles qui sont utilisées au cours des expériences, et une seconde fois avec les chambres vides. La différence entre les énergies mesurées dans les silicium donne celle qui a été perdue dans le gaz des chambres d'ionisation.

Les Phoswichs

Ce sont des scintillateurs, leur réponse dépend donc de la charge et de l'énergie de la particule. Leur étalonnage a été obtenu par diffusion élastique des faisceaux d'ions lourds utilisés pour les expériences et grâce aux faisceaux secondaires de particules légères produits pour le calibrage des Scintillateurs à Iodure de Césium. La référence [MET 95] développe la procédure d'étalonnage.

Les Scintillateurs à Iodure de Césium situés au delà de 45°

Dans ce domaine angulaire, les méthodes utilisées pour étalonner les détecteurs à Iodure de Césium de la partie avant, que nous allons détailler par la suite per-

mettent d'obtenir un nombre de points très insuffisant pour réaliser un calibrage précis. En effet, elles sont basées sur la diffusion de particules légères qui fournit très peu de particules d'énergie suffisante à de tels angles, et sur l'information recueillie dans les Silicium $300\mu m$ qui ne sont pas présents dans ce domaine. C'est pourquoi, il a été introduit un télescope étalon par couronne au delà de la 9^{ième}. Il est composé d'un Silicium de $80\mu m$ et d'un autre de $2mm$ dopé au Lithium.

Dans un premier temps, il est nécessaire d'étalonner ces télescopes. Leur premier étage est étalonné de la même façon que les Silicium de $300\mu m$. Pour calibrer le second, les faisceaux secondaires de particules légères produits pour le calibrage des Scintillateurs à Iodure de Césium à l'avant du détecteur sont utilisés.

De l'énergie laissée dans les télescopes étalons, il est possible à partir de tables de perte d'énergie, de déduire l'énergie laissée dans le scintillateur situé juste derrière, ce qui permet d'obtenir des courbes d'étalonnage pour ce détecteur. Au cours de l'expérience nous sommes capables de construire, pour chaque fragment d'une charge donnée, les spectres en canaux bruts. Pour les scintillateurs situés juste derrière les étalons, nous pouvons aussi construire les spectres en énergie Z par Z . INDRA étant de symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau, nous nous attendons à obtenir les mêmes spectres en énergie pour tous les détecteurs d'une même couronne, ainsi, la méthode dite "d'étirement" qui sera mentionnée au paragraphe suivant nous permet de trouver la fonctionnelle capable de faire correspondre Z par Z , les spectres en énergie du module étalonné aux spectres en canaux bruts des modules à étalonner. Le calibrage est ainsi réalisé.

Les Scintillateurs à Iodure de Césium situés à l'avant du détecteur

Nous avons vu qu'une nouvelle matrice d'identification présentant une combinaison linéaire entre le signal ICs rapide et le signal Silicium grand gain en fonction du signal ICs lent, permet une identification isotopique des fragments jusqu'au Béryllium, et une bonne identification en charge au-delà [BEN 94]. En outre, la réponse des scintillateurs n'est linéaire ni en charge, ni en énergie, aussi de façon à réaliser un bon étalonnage en énergie, nous allons devoir obtenir des points expérimentaux reliant le numéro de canal à l'énergie de la particule, sur une grande gamme en énergie et pour chaque type de fragment.

En ce qui concerne les fragments de charge supérieure ou égale à trois, leur étalonnage pourra être réalisé à partir de l'énergie qu'ils ont déposée dans les détecteurs Silicium, dont nous connaissons l'épaisseur, qui ont été étalonnés par la méthode précédemment décrite.

Cette technique ne pourra pas être utilisée pour les particules légères dans la mesure où elles ne déposent pas suffisamment d'énergie dans les détecteurs Silicium. Il faut aussi noter que pour les fragments très légers ($Z=3$ et 4), elle devient peu précise étant donné que les mesures expérimentales n'ont pu être effectuées à haute énergie de diffusion. Une autre technique a donc du être utilisée :

il s'agit de diffusion élastique et inélastique d'un faisceau secondaire de particules légères sur une cible située à l'intérieur d'INDRA.

L'étalonnage du détecteur doit être répété lors de chaque campagne de mesures pour prévenir toute dérive éventuelle, susceptible d'intervenir du fait d'un changement des conditions expérimentales ou du temps souvent relativement long qui sépare deux expériences. Bien que les données utilisées dans ce mémoire soient issues de la première campagne de mesures, j'ai été chargée de l'étalonnage des Scintillateurs à Iodure de Césium situés à l'avant du détecteur pour les particules légères détectées lors de la deuxième. C'est ce travail qui est décrit ici. La procédure est très proche de celle qui avait été mise au point pour étalonner les premières données et qui est présentée dans la référence [MAR 95]. Néanmoins nous avons étendu cette méthode à l'étalonnage des fragments légers et en avons tiré parti pour avoir des informations utiles au calibrage des détecteurs au Silicium.

Un faisceau primaire d' ^{16}O à $95\text{MeV}/A$, d'une intensité de 1.6 à $2\mu A$, est envoyé sur une cible épaisse de ^{12}C située à la sortie du deuxième cyclotron du GANIL (figure 1.5). Les réactions nucléaires qui se produisent alors entraînent la formation d'un ensemble de particules chargées et de fragments légers. Ils sont alors dirigés vers le spectromètre " α " du GANIL qui permet, par réglage de sa rigidité magnétique, de sélectionner une énergie cinétique en fonction de la masse et la charge de la particule. Elles sont en effet liées par la relation :

$$B\rho = \frac{A v}{Z} \quad (1.4)$$

$B\rho$ produit du champ magnétique par le rayon de courbure du spectromètre est la rigidité magnétique, Z et A sont la charge et la masse de la particule, et v est sa vitesse.

Les fragments ainsi sélectionnés, arrivent avec une fréquence de l'ordre de 10^5 à 10^6 particules par seconde sur la cible de diffusion à l'intérieur du multidétecteur. Trois types de cibles ont été utilisées, une cible de carbone de 20mg.cm^{-2} , et deux cibles de Tantale, l'une de 4.15mg.cm^{-2} , l'autre de 8.5mg.cm^{-2} . L'énergie des particules avant la diffusion étant bien connue, des calculs cinématiques tenant compte de l'angle de diffusion, de l'épaisseur et de la nature de la cible et des détecteurs traversés, permettent de connaître avec précision l'énergie laissée par chaque particule dans les Scintillateurs à Iodure de Césium [CHA 93]. Les spectres expérimentaux (figure 1.6) nous permettent alors d'y associer le numéro de canal correspondant et ainsi, en utilisant sept $B\rho$ différents, d'obtenir des points de calibrage sur une gamme d'énergie satisfaisante, pour un nombre de particules plus ou moins important selon le domaine angulaire où se trouvent les détecteurs. En effet, pour les détecteurs situés à des angles inférieurs à 10° , la section efficace de diffusion étant importante, nous avons pu obtenir suffisamment de points pour établir cette correspondance jusqu'aux ions Béryllium, entre 10° et 14° nous

Le GANIL et les aires expérimentales

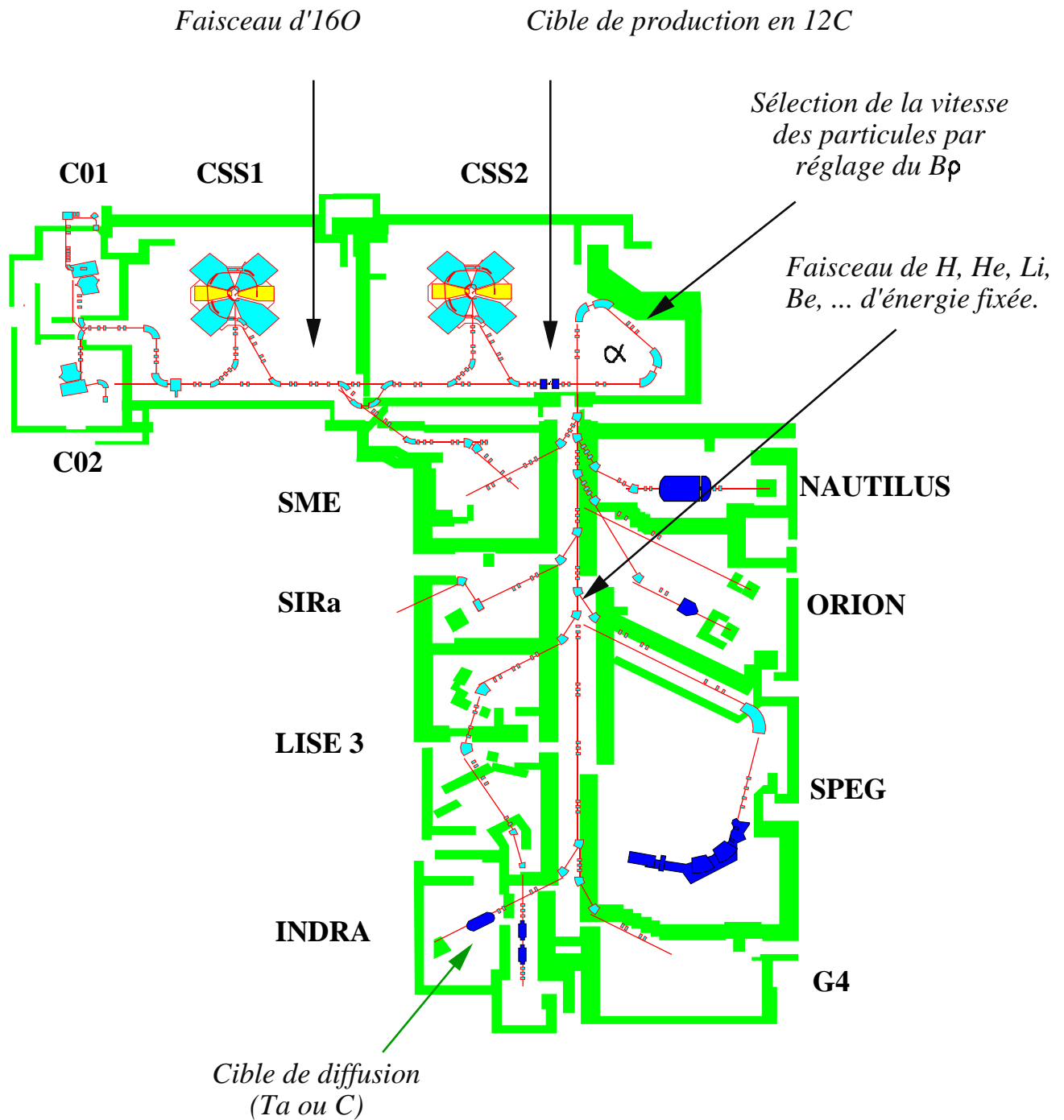


Figure 1.5: Description schématique de la procédure expérimentale d'étalonnage des Scintillateurs à Iodure de Césium d'INDRA.

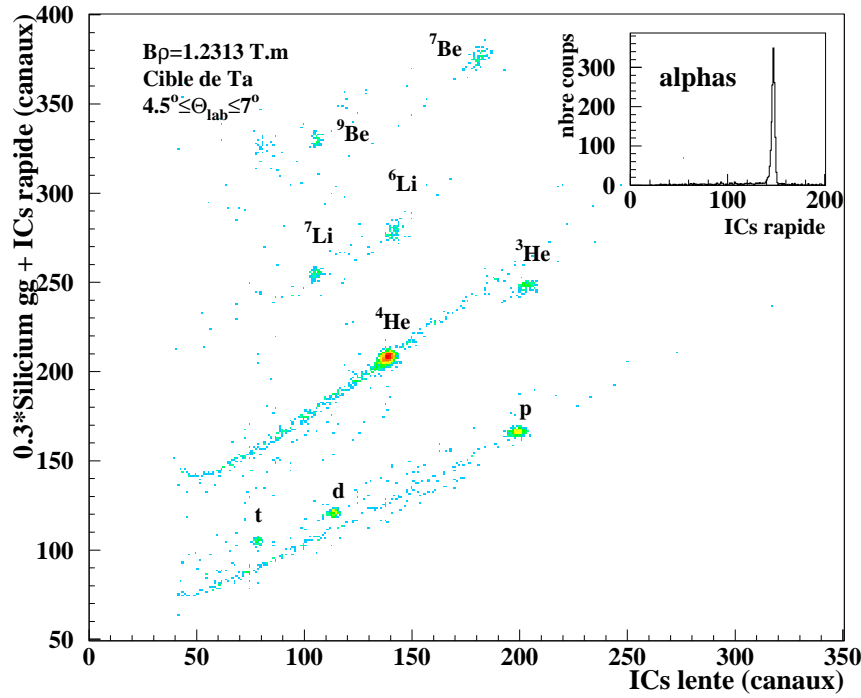


Figure 1.6: *Matrice d'identification construite par combinaison linéaire entre le signal Silicium et le signal ICs rapide en fonction du signal ICs lent. Elle permet une bonne identification isotopique des fragments légers. Les pics correspondant à la diffusion du faisceau secondaire de particules légères sur une cible de Tantale ressortent correctement, et d'autant mieux en regardant la composante rapide du signal après identification.*

avons pu l'obtenir jusqu'aux ions Lithium et entre 14° et 45° pour les protons, les deutons et les particules de $Z=2$.

A ce stade, il restait à trouver une paramétrisation correcte des points expérimentaux de façon à pouvoir associer une énergie à la quantité de lumière émise par le scintillateur après le passage d'une particule. Nous avons d'abord cherché à utiliser une fonctionnelle directement liée au phénomène physique responsable de l'émission lumineuse dans les Scintillateurs à Iodure de Césium. La référence [LAF 91] montre que la quantité de lumière émise par le scintillateur est reliée à l'énergie déposée par la particule selon la relation suivante :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (1.5)$$

où S est l'efficacité de scintillation, kB le facteur de *quenching*, $\frac{dE}{dx}$ la perte

d'énergie de la particule par unité de longueur dans le scintillateur, et $\frac{dL}{dx}$ la quantité de lumière émise par le scintillateur.

Pour des énergies plus grandes que quelques MeV/A, $\frac{dE}{dx}$ varie comme $\frac{Z^2}{E}$, aussi nous en déduisons que

$$L = g_s \left(E - c kB AZ^2 \ln \left| \frac{E + c kB AZ^2}{c kB AZ^2} \right| \right) + a_0 \quad (1.6)$$

Cette équation relie la masse, la charge et l'énergie de la particule à la quantité de lumière émise par le scintillateur, g_s , le gain électronique, $c kB$ qui est proportionnel au facteur de *quenching*, et a_0 , sont les paramètres que nous aurions à ajuster si nous utilisions cette fonctionnelle pour rendre compte des points expérimentaux. Son avantage premier est de présenter une dépendance en AZ^2 , et de ce fait d'admettre le même jeu de paramètres quelque soit le type de la particule. Cependant nous n'avons pas été en mesure d'ajuster nos points expérimentaux à l'aide de cette fonctionnelle. En effet la relation 1.6 relie la lumière totale émise par le scintillateur à l'énergie de la particule. Or pour le multidétecteur INDRA, il a été choisi d'intégrer le signal issu des photomultiplicateurs sur deux portes l'une courte, l'autre longue, décalées dans le temps. Par conséquent, nous ne disposons pas d'information liée à la collection totale de lumière.

Notre choix s'est alors tourné vers la fonctionnelle suivante :

$$E = \begin{cases} ax^2 + bx + c & \text{si } x \leq x_0 \\ (2ax_0 + b)x - (ax_0^2 - c) & \text{si } x > x_0 \end{cases} \quad (1.7)$$

E est l'énergie en MeV, x est le numéro de canal corrigé du pedestal. Cela signifie que le canal correspondant à l'énergie 0 doit être nul. a , b et c sont les paramètres que nous obtenons en ajustant la fonctionnelle sur les points expérimentaux. Ils sont fonction du numéro du module et du type de la particule. Le pedestal est obtenu expérimentalement aussi sa mesure présente une incertitude. Le rôle du paramètre c est d'en tenir compte. Il est en général très petit. La relation 1.7 présente l'avantage de suivre la courbure des points expérimentaux à basse énergie, et d'être linéaire à haute énergie, au-delà du canal x_0 qui a été fixé pour chaque détecteur et chaque type de particule. Elle est dérivable et continue en x_0 .

La figure 1.7 présente le résultat obtenu pour l'un des modules de la couronne située entre 4.5° et 7° . Notons que pour les ions Hélium, Lithium et Béryllium, la correspondance canal - énergie présente une dépendance en fonction de la charge des fragments alors qu'aucune dépendance selon leur masse n'est observable, aussi les points correspondants aux différents isotopes ont pu être ajustés par les mêmes paramètres. Les protons, deutons et tritons ont été ajustés de façon indépendante. Cette méthode nous a permis d'établir une correspondance entre le numéro de canal et l'énergie pour :

- Tous les modules situés entre 3° et 10° pour les protons, deutons, tritons, $Z=2$, $Z=3$ et $Z=4$.

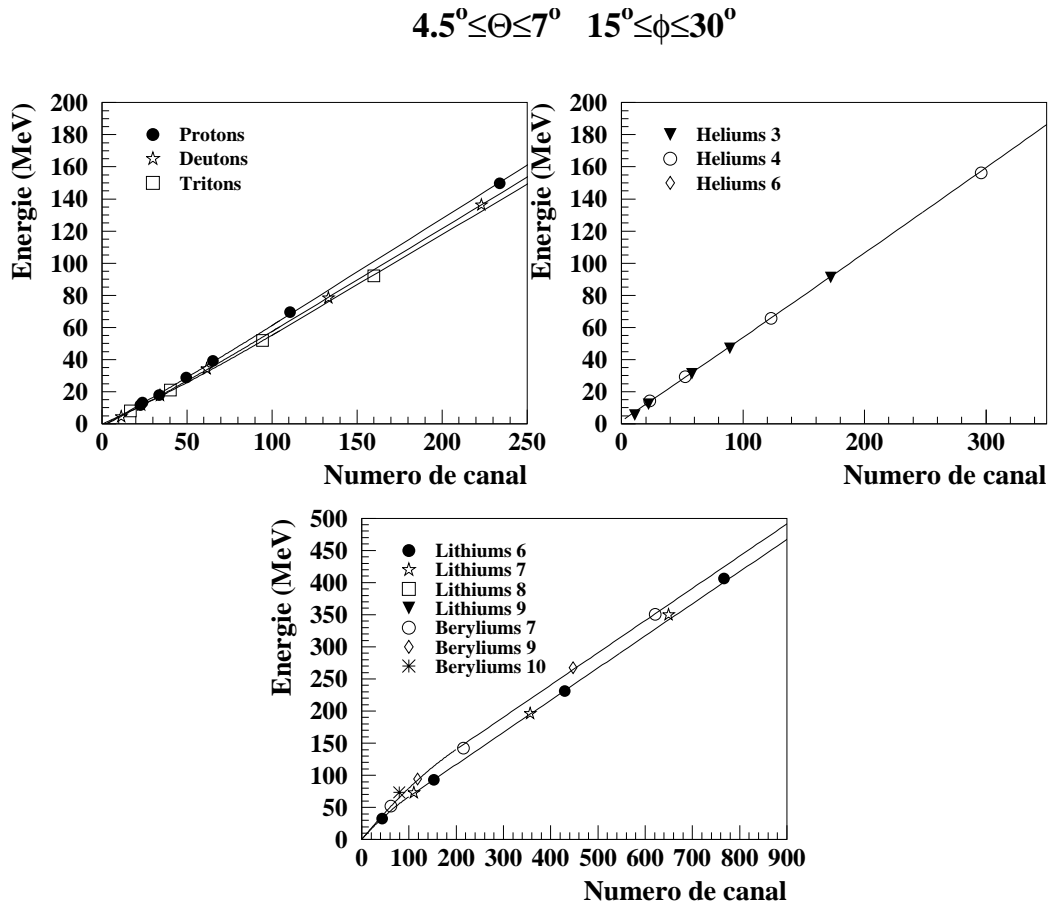


Figure 1.7: *Points expérimentaux établissant la correspondance canal - énergie, ajustés par la fonctionnelle 1.7 pour le premier module de la couronne 3.*

- Tous les modules situés entre 10° et 14° pour les protons, deutons, tritons, $Z=2$ et $Z=3$.
- Tous les modules situés entre 14° et 35° pour les protons, deutons, $Z=2$.
- Tous les modules situés entre 35° et 45° pour les protons, $Z=2$.

Les fragments légers (Li et Be) qui n'ont pu être étalonnés par cette méthode l'ont été à partir de l'énergie qu'ils ont déposée dans les Silicium selon la méthode précédemment évoquée. La précision ainsi obtenue sur leur étalonnage est moindre mais reste acceptable. En revanche, au delà de la couronne 5, nous n'avons pas pu obtenir suffisamment de points expérimentaux pour réaliser un calibrage satisfaisant pour les tritons et parfois pour les deutons.

Nous avons donc dû mettre au point une autre méthode. Elle est une adaptation de celle qui a été développée pour les mêmes raisons dans la référence

[MAR 95], et est basée sur le fait que si tous les Scintillateurs à Iodure de Césium ont été réalisés à partir de la même souche, ils doivent tous avoir un comportement équivalent si on s'affranchit de leur gain électronique. Pour le vérifier, nous avons normalisé la lumière émise par chaque détecteur à celle qu'il émet lorsqu'il détecte un proton de 130 MeV, en ayant soin d'avoir préalablement corrigé de la valeur du piedestal (c'est-à-dire la valeur du numéro de canal d'énergie nulle). Cette valeur d'énergie de 130 MeV a été choisie comme référence parce qu'elle se trouve dans la zone où la réponse du détecteur varie linéairement avec l'énergie. Les courbes présentant l'énergie en fonction du numéro de canal normalisé au signal collecté pour un proton de 130 MeV sont présentées sur la figure 1.8, nous constatons qu'elles se superposent correctement pour tous les détecteurs de toutes les couronnes.

Tous les scintillateurs tels que $2^{\circ} \leq \Theta \leq 45^{\circ}$

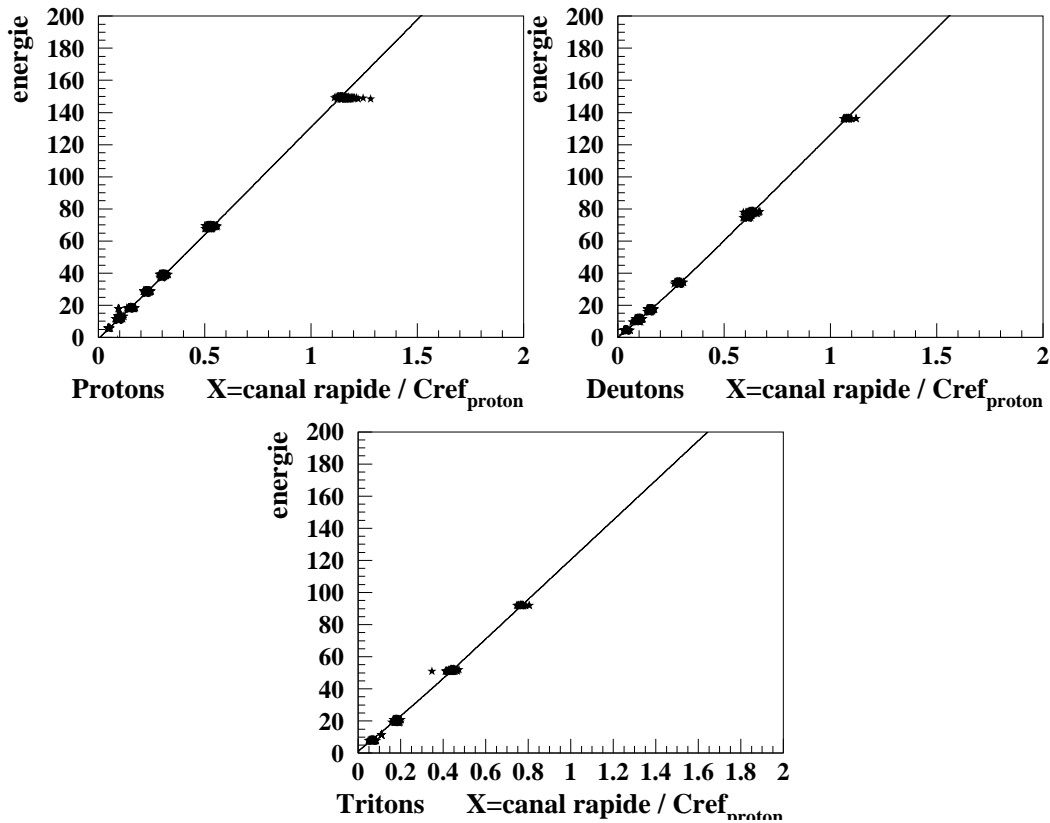


Figure 1.8: Correspondance énergie - numéro de canal normalisé par rapport au numéro de canal associé à la détection d'un proton de 130 MeV dans le détecteur considéré. Les points expérimentaux sont ajustés par la fonctionnelle 1.8.

Cela signifie que l'hypothèse, déjà vérifiée à l'occasion de la première campagne de mesures, selon laquelle les réponses de tous les détecteurs sont équivalentes lorsqu'ils sont affranchis du gain de leur électronique reste vraie pour la prise de données qui nous intéresse. Aussi, il va être possible d'utiliser le comportement général des scintillateurs pour compléter l'étalonnage des détecteurs lorsque les points proton ou deuton manquent. La procédure sera la suivante : les points obtenus seront ajustés pour l'ensemble des scintillateurs de la partie avant du détecteur par la fonctionnelle 1.8, avec un jeu de paramètres unique.

$$E = \begin{cases} A \left(\frac{x}{C_{refp}}\right)^2 + B \frac{x}{C_{refp}} + C & \text{si } \frac{x}{C_{refp}} \leq X_0 \\ (2AX_0 + B) \frac{x}{C_{refp}} - (AX_0^2 - C) & \text{si } \frac{x}{C_{refp}} > X_0 \end{cases} \quad (1.8)$$

où A , B , C et X_0 valent pour tous les scintillateurs de la partie avant du détecteur.

Ainsi, si nous sommes en mesure, pour chaque détecteur, de calculer le numéro de canal correspondant à la détection d'un proton de 130 MeV (C_{refp}), il devient possible d'associer une énergie à chaque numéro de canal pour toutes les particules de $Z=1$. C'est de cette manière que nous avons réalisé l'étalonnage pour les tritons des détecteurs situés dans le domaine angulaire $14^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$, et pour les deutons détectés entre 35° et 45° (voir schéma 1.9).

L'étalonnage obtenu est moins précis que celui que nous avons établi par la méthode directe. Ainsi, celle-ci donne un calibrage des particules légères à mieux que 2%, alors que la précision sur l'étalonnage triton déduit des caractéristiques générales des Scintillateurs à Iodure de Césium d'INDRA et de l'étalonnage proton, est de l'ordre de 10%. Ceci reste d'autant plus acceptable que le nombre de particules dont l'énergie est déduite par cette méthode est relativement faible.

Afin de nous assurer de la qualité effective de notre étalonnage des Scintillateurs à Iodure de Césium situés entre 3° et 45° , nous avons utilisé le fait qu'INDRA est de symétrie de révolution autour de la direction du faisceau, ce qui implique que les spectres construits à partir des détecteurs appartenant à la même couronne doivent avoir la même forme. Cette vérification a été effectuée pour toutes les particules et nous a montré que la plupart des détecteurs étaient bien calibrés. Nous avons cependant remarqué que certains détecteurs se distinguaient du reste de leur couronne. Pour ceux-là le calibrage a été repris par la méthode dite d'étirement, c'est-à-dire que nous avons cherché quels paramètres nous permettraient d'obtenir pour chaque type de particules, le spectre en énergie caractéristique de la couronne à laquelle appartient le détecteur à partir du spectre en canaux obtenu pour le détecteur mal calibré. Des tests nous ont montré que l'erreur moyenne réalisée en utilisant cette méthode est d'environ 3% sur toute la gamme en énergie. Onze détecteurs ont dû être traités de cette façon, le plus souvent pour rectifier leur étalonnage pour les ions Lithium ou Béryllium.

L'étalonnage d'INDRA est une opération complexe qui fait appel à plusieurs procédures expérimentales adaptées aux différents détecteurs ainsi qu'à la nature

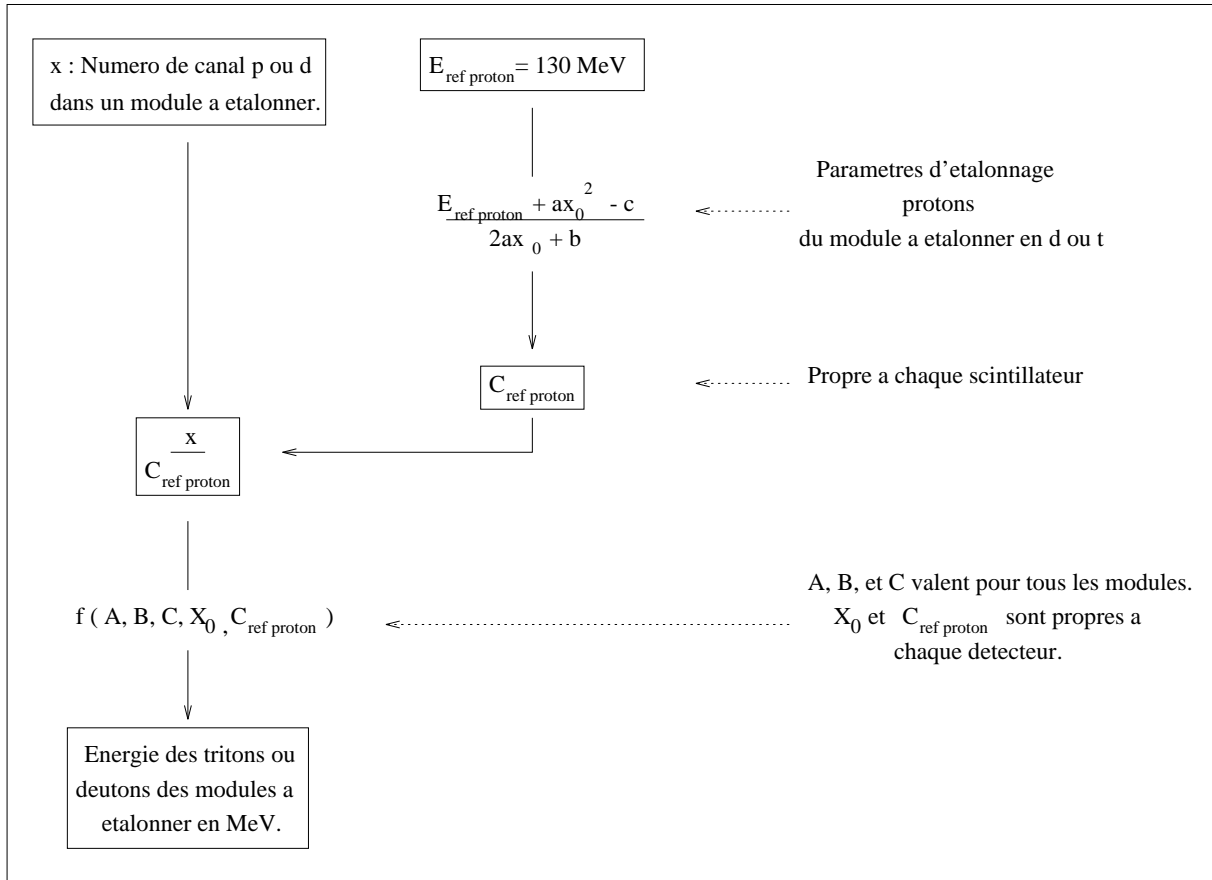


Figure 1.9: Schéma de principe de l'étalonnage des tritons entre 14° et 45° (et des deutons entre 35° et 45°) à partir de l'étalonnage des protons et de la caractéristique générale de tous les Scintillateurs à Iodure de Césium d'INDRA.

et à l'énergie des fragments.

Nous n'avons pas mentionné les contrôles de cohérences qui sont effectués entre les identifications et les étalonnages obtenus dans les différents étages du détecteur. Ils constituent un travail important dans la mesure où ils permettent, par la confrontation des différentes informations obtenues sur un même événement, d'éliminer ceux qui sont mal identifiés, et de lever certaines ambiguïtés dans les cas de détection multiple. Davantage de détails peuvent être obtenus sur ce sujet en consultant la référence [BEN 95].

1.4 Les données brutes

1.4.1 Conditions expérimentales

Les données que nous allons étudier font partie de la première campagne d'expériences réalisées avec le multidétecteur INDRA, elles ont été collectées lors de la réaction $^{129}\text{Xe} + {}^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32, 39, 45 et 50 MeV/A. Le faisceau de $^{129}_{54}\text{Xe}$, issu du deuxième cyclotron du GANIL avec une énergie de 50 MeV/A, a été envoyé sur une cible de ${}^{\text{nat}}\text{Sn}$ de $350\mu\text{g.cm}^{-2}$ située à l'intérieur du multidétecteur INDRA. Pour obtenir des projectiles à plus basse énergie, ce faisceau a été ralenti par interaction avec une cible située à la sortie du deuxième cyclotron, son énergie a alors été obtenue par réglage de la rigidité magnétique du spectromètre "α" du GANIL (voir figure 1.5). Une description plus détaillée des conditions expérimentales figure dans les thèses déjà parues, consacrées à l'étude de ce système ([MET 95], [MAR 95]). Rappelons simplement que les données ont été enregistrées si plus de quatre modules de détection étaient touchés. Quelques mesures ont cependant été effectuées en exigeant une multiplicité supérieure ou égale à un. Ceci mène à la collection d'un grand nombre d'événements aux caractéristiques très diverses. Ainsi, pour une énergie incidente de 32 MeV/A, nous avons collecté $7.4 \cdot 10^6$ événements, $8.5 \cdot 10^6$ pour un faisceau de 39 MeV/A, $9.7 \cdot 10^6$ à 45 MeV/A, et $8.5 \cdot 10^6$ à 50 MeV/A. Nous allons, dans un premier temps, regarder les caractéristiques globales des événements enregistrés, avant d'envisager une méthode pour éliminer ceux qui n'entrent pas dans le cadre de notre étude.

1.4.2 Caractéristiques globales des événements enregistrés

Le multidétecteur INDRA a été conçu et optimisé pour l'étude de la multifragmentation, des choix ont donc été faits dans ce sens. Aussi, son efficacité est maximale pour les collisions au cours desquelles le projectile interagit fortement avec la cible, soit en lui transférant une partie de son énergie, soit en y mêlant ses nucléons pour former une nouvelle source. INDRA est donc d'autant plus performant que la collision sera centrale.

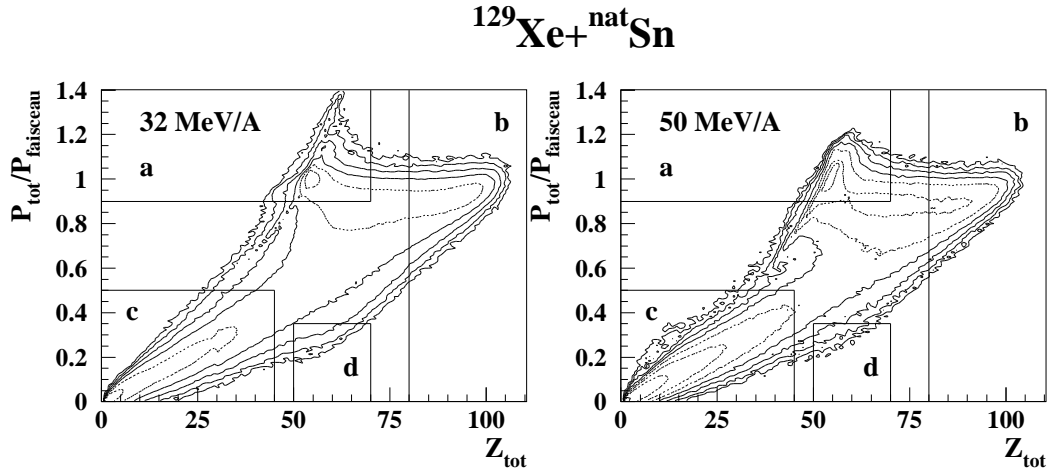


Figure 1.10: *Proportion de l'impulsion mesurée par rapport à l'impulsion du projectile, en fonction de la somme des charges collectées.*

Pour estimer expérimentalement l'efficacité du détecteur au cours d'une collision donnée, il est intéressant de comparer la somme des charges que l'on a collectées, avec la charge du système initial, ainsi que l'impulsion totale mesurée avec l'impulsion du projectile. INDRA ne mesurant les masses que pour les particules et fragments légers, et ne détectant pas les neutrons, nous ne pouvons calculer qu'une approximation de l'impulsion correspondant aux charges détectées. Aussi, nous avons choisi de regarder la variation de la grandeur $\sum_{i=1}^{M_{tot}} Z_i V_{i||}^{lab}$, où M_{tot} est le nombre de particules détectées dans l'événement, Z_i la charge de la particule i , et $V_{i||}^{lab}$ sa vitesse parallèle dans le référentiel du laboratoire, par rapport à $Z_{proj} V_{proj}$, la pseudo-impulsion du projectile. La figure 1.10 présente le rapport entre ces deux observables, que nous nommerons, par abus de langage, impulsion, en fonction de la somme des charges collectées au cours d'une collision à 32 et 50 MeV/A.

Nous constatons que quelque soit l'énergie incidente, seule une faible partie des événements est détectée avec un taux de collection élevé. Il s'agit de ceux qui se situent dans la portion b des cartes, et pour lesquels plus de 80% de la charge initiale a été collectée. Or l'analyse que nous allons mener nécessite l'utilisation de variables cinématiques globales, aussi les événements que nous allons étudier devront être le mieux détectés possible de façon à ne pas introduire de biais par l'exploitation d'une information trop partielle. Nous souhaitons donc travailler avec des événements quasi-complets. Mais avant cela nous devons nous assurer que le fait d'éliminer les autres n'est pas susceptible d'altérer les conclusions que nous pourrions tirer de cette étude. Pour ce faire, nous allons chercher à préciser la nature des événements localisés dans les différentes régions de la figure 1.10.

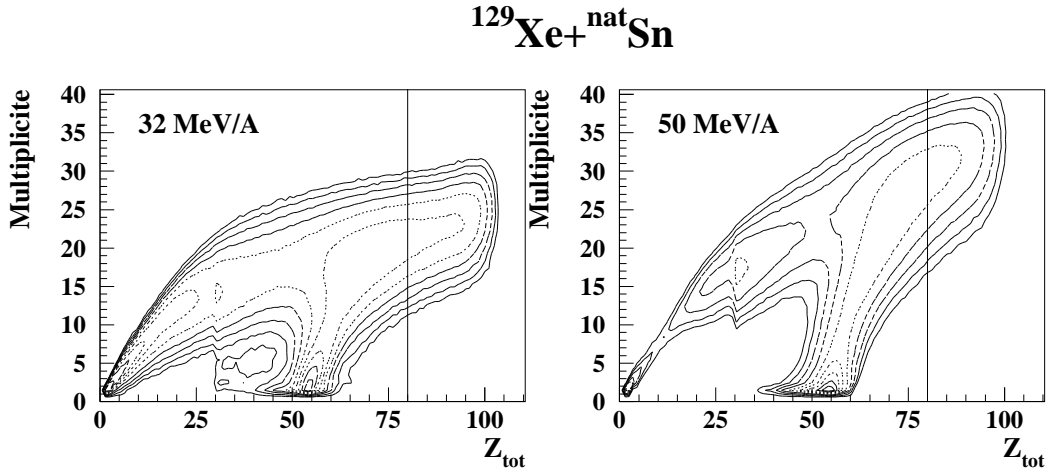


Figure 1.11: *Nombre de particules et fragments détectés dans un événement, en fonction de la somme des charges collectées.*

Un premier renseignement quant à la centralité des événements peut être obtenu en construisant les cartes de la figure 1.11 qui présentent la multiplicité totale des particules et fragments détectés dans les événements en fonction de la charge totale collectée. En effet, la multiplicité constitue une bonne indication de la centralité de la collision puisque plus le système est excité, plus il a tendance à se fragmenter en particules de plus en plus petites pour évacuer son énergie.

Nous constatons que quelque soit l'énergie incidente, la carte peut être divisée en plusieurs zones.

La première zone où une très faible part de la charge totale du système a été détectée, et où les multiplicités de particules et fragments sont faibles, correspond à la zone (c) de la figure 1.10. Dans ce cas seules sont détectées les particules ou fragments légers émis par le quasi-projectile ou la quasi-cible qui ont été très peu déviés de leur trajectoire initiale si bien qu'ils n'ont pas pu être détectés en raison de l'absence de détecteur très près de la direction du faisceau. Ce sont des collisions très périphériques au cours desquelles le projectile et la cible ont peu interagi.

La deuxième zone correspondant à de faibles multiplicités et à une charge totale détectée de l'ordre de 50, est associée à des événements pour lesquels l'un ou l'autre de la quasi-cible ou du quasi-projectile a été perdu, soit respectivement à la zone (a) ou (d) de la figure 1.10 (le premier cas est beaucoup plus fréquent). Ces événements ont gardé la mémoire de la voie d'entrée.

La zone pour laquelle plus de 80% de la charge totale du système a été collectée, correspond aux multiplicités les plus élevées, donc aux événements les moins périphériques. C'est la région (b) de la figure 1.10 dans laquelle une grande

partie de l'impulsion initiale a été collectée, c'est à priori celle qu'il sera intéressant d'étudier dans notre cas.

Ainsi nous venons de voir que les zones (a), (c) et (d) correspondent à des collisions binaires et très périphériques, nous pouvons donc les éliminer sans craindre de perdre une part importante des collisions centrales que nous souhaitons étudier.

1.4.3 Les événements quasi-complets

De façon à introduire un biais minimum dans l'étude des collisions centrales, nous étudierons celles pour lesquelles plus de 80% de la charge totale du système a été collectée. Notons que seules les particules bien identifiées sont considérées comme collectées. Au vu de la figure 1.10, nous pouvons dire que quelque soit l'énergie incidente une grande fraction de l'impulsion initiale a été collectée pour ces événements.

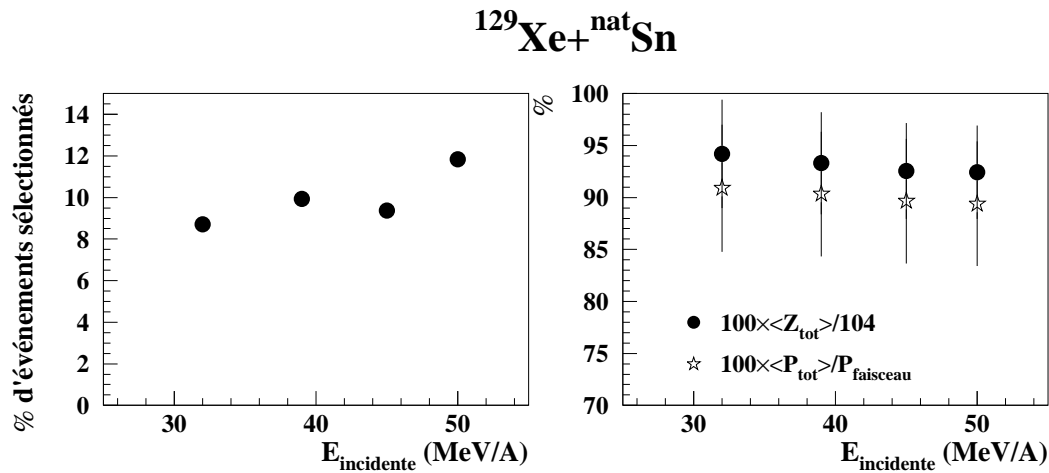


Figure 1.12: La partie gauche de la figure présente les pourcentages d'événements complets par rapport à l'ensemble de ceux qui ont été collectés en fonction de l'énergie incidente, la partie droite le pourcentage de la charge et l'impulsion totales moyennes collectées lors de ces événements par rapport à celles du système initial.

Les événements satisfaisant à ce critère de complétude représentent environ 10% du nombre d'événements enregistrés pour lesquels au moins quatre cellules indépendantes de détection ont été touchées. La figure 1.12 donne les pourcentages en fonction de l'énergie incidente, ainsi que le pourcentage de la charge et l'impulsion totales moyennes collectées lors des collisions quasi-complètes par rapport à celles du système initial. Les barres représentent la largeur à mi-hauteur

des distributions. Les événements sélectionnés présentent en moyenne une charge totale détectée qui varie entre 94 et 92% de la charge du système initial, alors que l'impulsion totale détectée est de l'ordre de 90% de l'impulsion initiale. Les largeurs des distributions associées mettent en évidence le fait qu'elles ne sont pas coupées de façon abrupte par la sélection opérée qui ne semble donc pas induire de biais important.

La figure 1.13 donne une bonne idée de l'effet de cette sélection sur les événements, elle présente la charge des fragments de $Z \geq 3$ en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse de la réaction, sans et avec la sélection par le critère de complétude pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 et 50 MeV/A.

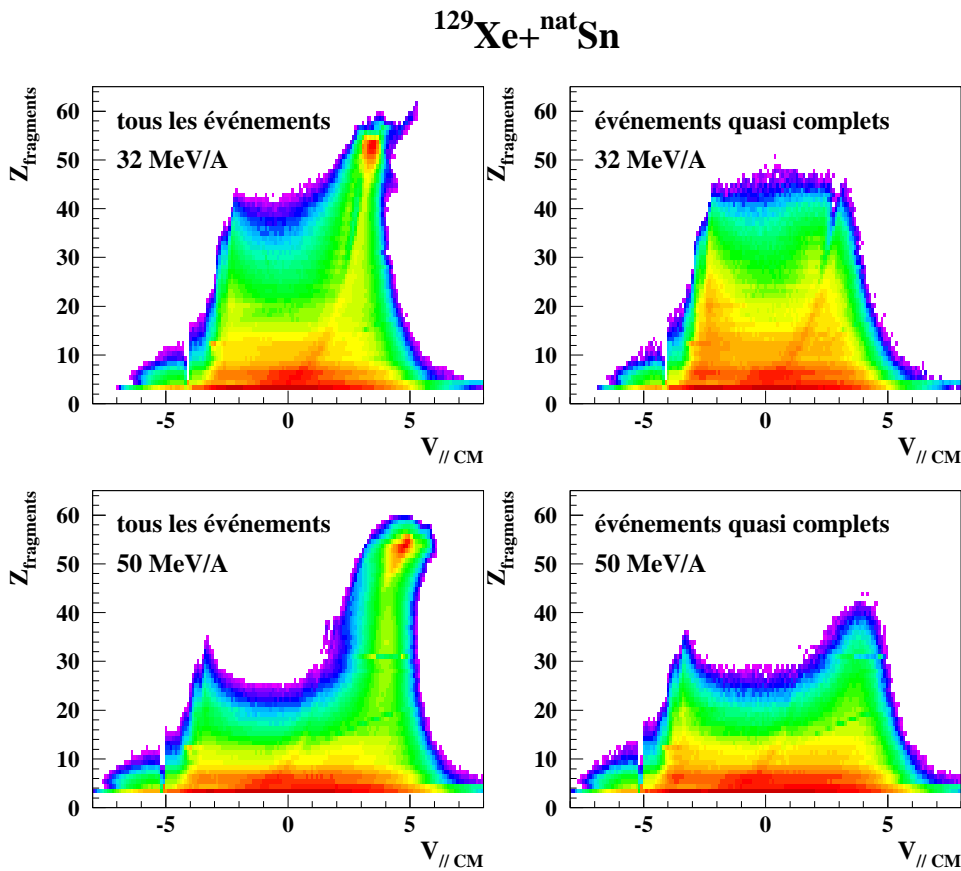


Figure 1.13: Cartes présentant la charge des fragments de $Z \geq 3$ en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse de la réaction, pour tous les événements à gauche, pour les événements quasi-complets à droite, pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A en haut, et à 50 MeV/A en bas.

En regardant les cartes correspondant à l'ensemble des collisions, nous distinguons deux composantes à des vitesses proches de celles du projectile et de

la cible (soit $\pm 3.77 \text{ cm.n.s}^{-1}$ dans le repère du centre de masse de la réaction à 32 MeV/A et $\pm 4.72 \text{ cm.n.s}^{-1}$ à 50 MeV/A). Celle qui correspond au projectile présente un pic dans la région des charges 54, ce qui signifie que lors d'un grand nombre de collisions, très périphériques, le projectile a très peu interagit avec la cible et s'est trouvé peu excité. En deçà de ce pic, une ligne de crête allant des charges de l'ordre de 50 vers des charges plus petites en se courbant vers des vitesses qui se rapprochent de celles du centre de masse de la réaction, est associée à des collisions de plus en plus dissipatives. Bien que la réaction soit quasi-symétrique, l'autre branche, qui correspond à la quasi-cible, ne présente pas de coups dans la région des charges 50. Ceci est du au fait que pour les réactions très périphériques, le projectile donne à la cible une vitesse beaucoup trop faible pour qu'elle passe les seuils, pourtant faibles, de détection d'INDRA. Ainsi, aussi bien à 32 qu'à 50 MeV/A, cette carte est dominée par des réactions très périphériques, à mi-périphériques. Les collisions centrales sont minoritaires.

Étudions maintenant la carte associée aux événements satisfaisants aux critères de complétude, soit quasi-complets. Les collisions très périphériques ont été éliminées, en effet il n'apparaît plus de fragment de charge proche de 54, les deux branches se sont rapprochées, se distinguent moins bien mais sont toujours présentes.

En ce qui concerne l'évolution en fonction de l'énergie incidente, la seule perceptible au vu de ces cartes, réside dans le fait que la vitesse relative entre le projectile et la cible décroît évidemment quand l'énergie incidente décroît, ce qui rend les deux branches des cartes moins distinctes à 32 qu'à 50 MeV/A. Notons aussi que les charges des fragments collectés pour les événements complets sont plus faibles à 50 MeV/A qu'à 32 MeV/A. Ceci tient au fait que l'énergie disponible qu'ils peuvent emmagasiner croît avec l'énergie incidente. La situation que nous trouvons à 39 et 45 MeV/A est intermédiaire entre celles qui sont présentées ici.

Ainsi la sélection des collisions au cours desquelles plus de 80% de la charge totale du système a été collectée, a permis d'éliminer les collisions très périphériques, mais le caractère binaire d'une majorité des collisions reste évident.

Nous avons vu précédemment que les multiplicités de particules et de fragments détectés au cours d'une collision sont riches en informations quant à sa nature. La figure 1.14 permet une comparaison entre celles correspondant à l'ensemble des événements, et celles qui sont associées à des événements complets.

La première information que nous pouvons extraire est que les courbes ont des allures similaires quelque soit l'énergie incidente. Notons simplement que pour les raisons évoquées précédemment, les multiplicités moyennes détectées sont plus faibles quand l'énergie incidente diminue.

En étudiant dans un premier temps l'allure des distributions en multiplicité pour l'ensemble des événements, nous remarquons un pic correspondant à une grande probabilité de trouver des collisions pour lesquelles les nombres de particules légères et de fragments émis sont faibles. Ce sont des événements très

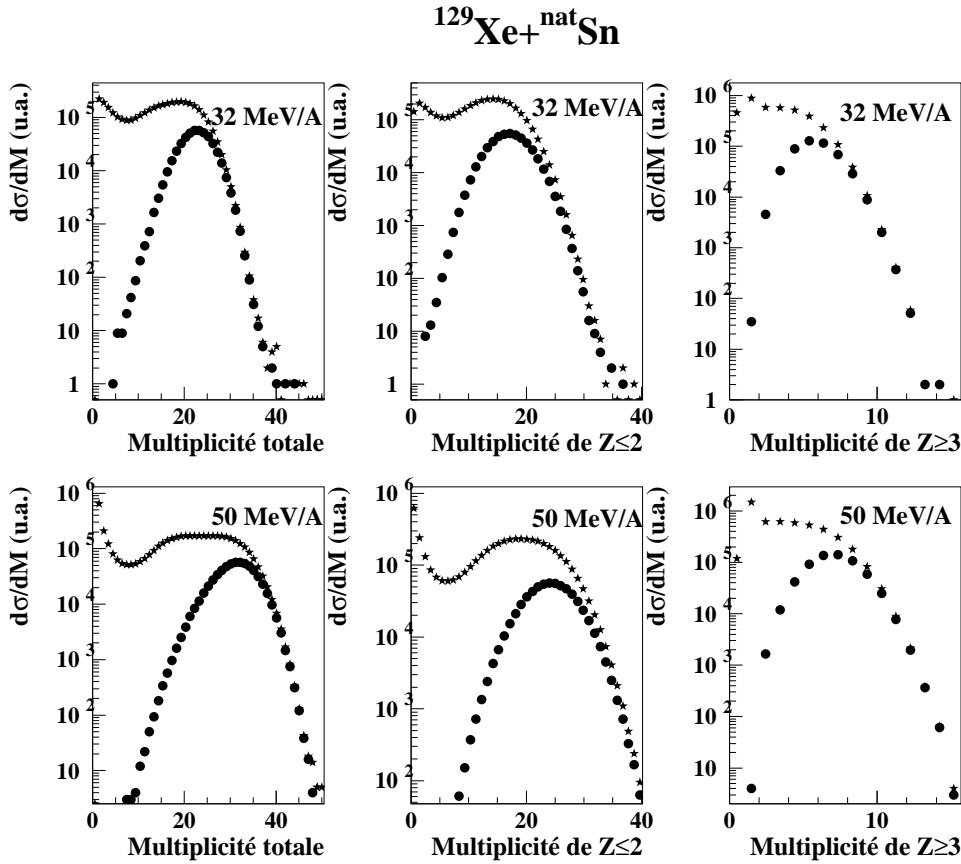


Figure 1.14: Comparaisons entre les multiplicités de particules légères et de fragments émis au cours de l'ensemble des collisions (étoiles), et pour les événements bien détectés (points), à 32 et 50 MeV/A.

périphériques et mal reconstitués. Ensuite, vient un large pic associé à des multiplicités plus élevées, soit à des collisions plus dissipatives. Les multiplicités maximales de particules et fragments émis sont élevées puisqu'elles peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de 40 à 50 de 32 à 50 MeV/A, avec des nombres de fragments de charge supérieure ou égale à trois dépassant souvent dix.

Comparons les maintenant aux distributions obtenues pour les événements complets. Les événements associés à de basses multiplicités, donc les collisions les plus périphériques, ont été éliminés. Les événements de multiplicités intermédiaires sont aussi en grande partie rejetés, alors que les événements de très haute multiplicité sont conservés. La multiplicité totale moyenne est de l'ordre de 25 à 32 MeV/A, et de 35 à 50 MeV/A, alors que le nombre moyen d'IMF est voisin de 6 à 32 MeV/A et de 7 à 50 MeV/A, ceci montre que la dissipation moyenne atteinte au cours de ces collisions est importante. Les distributions

obtenues sont cependant très larges ce qui témoignent du fait que la gamme en paramètre d'impact associée aux événements complets est probablement large. Nous allons donc devoir trouver un moyen de classer les événements sélectionnés selon leur violence et de ne garder que ceux qui ont perdu la mémoire de la voie d'entrée. C'est l'objet du chapitre prochain.

Chapitre 2

Recherche des événements ayant formé une source de fusion incomplète

2.1 Introduction : de quels outils de sélection disposons-nous ?

Si la sélection des événements quasi complets a pour effet d'éliminer les collisions les plus périphériques, les distributions en multiplicités (figure 1.14) ainsi que les cartes représentant la charge des fragments de masse intermédiaire en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse de la réaction (figure 1.13), montrent que quelque soit l'énergie incidente, les événements retenus couvrent une large gamme en violence de la collision. Dans la mesure où nous souhaitons étudier les événements ayant formé une source unique, qui figurent parmi les événements les plus centraux, nous allons devoir utiliser une méthode de sélection supplémentaire pour isoler les collisions correspondant à un faible paramètre d'impact.

L'utilisation d'un multidétecteur tel qu'INDRA, mène à la collection d'une grande quantité d'information pour chacun des événements. Il devient alors primordial de trouver une technique de gestion des données capable de rendre possible un tri suffisamment aisé et efficace permettant de distinguer les collisions de natures différentes. Elle pourra être basée soit sur une estimation du paramètre d'impact qui n'est pas directement accessible expérimentalement, soit sur une mesure de la forme de l'événement. La littérature présente bon nombre de variables construites dans cette optique.

2.1.1 Variables liées au paramètre d'impact.

Étant donné que le paramètre d'impact mesure la distance entre les centres du projectile et de la cible à l'infini, plus il sera faible, plus la collision sera violente, pour une énergie incidente fixée.

Le nombre de particules et fragments émis au cours de la collision ainsi que la quantité d'énergie qu'ils emportent dans la direction perpendiculaire au faisceau constituent une bonne indication quant à la violence de la collision, et sont souvent utilisés pour l'estimer [BOW 92], [LUK 97]. En effet, plus la collision est violente, plus le système se fragmente en pièces de petite taille et plus l'émission perpendiculairement au faisceau devient importante. L'efficacité de ces variables pour sélectionner les collisions ayant mené à la formation d'une source unique a été testée. Ces tests ont abouti à la conclusion que ni la multiplicité de particules légères ou de fragments, ni l'énergie transverse émise au cours de la collision, ne sont suffisamment puissantes. Ainsi, l'auteur de la référence [LEF 97] a montré qu'une analyse en multiplicité ne permet pas d'isoler les collisions ayant mené à une perte de mémoire de la voie d'entrée lors des réactions $^{129}\text{Xe} + {}^{nat}\text{Sn}$ à 50 MeV/A. Deux raisons peuvent être évoquées. La première est liée au fait que même si ces collisions ont une très forte probabilité de se trouver parmi les plus centrales, il n'existe pas de coupure nette dans l'échelle en paramètre d'impact entre les collisions binaires et celles qui ne le sont pas. La seconde est que si il est vrai que les variables évoquées ci-dessus sont fortement corrélées au paramètre d'impact, le tri qu'elles permettent n'est pas suffisamment précis et induit un mélange entre les paramètres d'impacts trop proches, en particulier lorsque celui-ci devient très faible. La référence [MET 95], qui fournit une analyse de l'ensemble des mécanismes de réaction et de dissipation de l'énergie pour les collisions $^{129}\text{Xe} + {}^{nat}\text{Sn}$ entre 25 et 50 MeV/A, met en évidence la persistance de phénomènes binaires avec effet dynamique très prononcé y compris pour les collisions très dissipatives associées à de grandes multiplicités.

Des variables du même type peuvent être construites en utilisant uniquement les informations collectées en ce qui concerne les particules légères. Cette méthode présente l'avantage de n'utiliser que des particules pour lesquelles l'efficacité d'INDRA est maximale et constante quelque soit le mécanisme de la réaction. Les conclusions quant à l'utilisation de ces variables en tant que sélecteur de collisions ayant mené à la formation d'une source unique sont identiques à celles que nous venons de détailler concernant l'utilisation de toutes les particules chargées émises lors de la collision. Nous utiliserons néanmoins la somme des énergies transverses des particules légères pour vérifier la centralité des événements que nous sélectionnerons par d'autres méthodes.

2.1.2 Variables mesurant la forme de l'événement.

Nous venons donc d'exclure une sélection de nos événements par estimation du paramètre d'impact de chaque collision, nous allons maintenant nous pencher sur l'étude de la forme de l'événement. Nous souhaitons étudier des collisions au cours desquelles une source de quasi-fusion a été formée. De ce fait il faut éliminer les événements de forme allongée dans la direction du faisceau, parce qu'ils ont gardé une mémoire de la voie d'entrée, et sélectionner ceux dont la sphéricité est la plus grande possible ce qui indiquera une dégradation maximale de l'énergie incidente. Pour mesurer la forme de l'événement, plusieurs variables globales sont à notre disposition. Nous avons envisagé d'utiliser le rapport d'isotropie qui réalise un rapport entre la quantité d'impulsion emportée selon l'axe du faisceau et celle qui est emportée perpendiculairement à celui-ci. Cependant nous avons constaté que cette variable n'était pas capable de distinguer un événement au cours duquel le quasi-projectile et la quasi-cible sont proches l'un de l'autre, d'une collision ayant abouti à la formation d'une source unique. Ceci a conduit à ne pas l'utiliser pour sélectionner les événements d'intérêt. En revanche, dans la suite, le rapport d'isotropie a servi à vérifier le caractère isotrope des événements sélectionnés par les deux techniques détaillées dans ce chapitre qui sont le moment de Fox et Wolfram d'ordre deux et l'angle de flot calculé à partir du tenseur en énergie de l'événement. Ces deux variables sont également basées sur une mesure de la forme des événements. Nous allons les définir avant de montrer en quoi elles constituent pour notre étude un bon outil de sélection. Puis nous les comparerons de façon à choisir celle qui est la mieux adaptée à notre analyse. Nous nous assurerons notamment que l'utilisation de ces variables n'affecte pas trop les grandeurs physiques que nous pourrions extraire de cette étude et qu'elles restent opérantes sur tout le domaine en énergie de bombardement où nous nous situons soit entre 32 et 50 MeV/A.

2.2 Moment de Fox et Wolfram d'ordre deux

2.2.1 Définition

Le Moment de Fox et Wolfram [FOX 78] d'ordre deux est calculé événement par événement en utilisant les caractéristiques cinématiques des fragments de masse intermédiaire dans le référentiel du centre de masse théorique de la réaction. Il s'écrit de la façon suivante :

$$H(2) = \frac{1}{H(0)} \sum_{ij} \|\vec{P}_i\| \|\vec{P}_j\| \frac{3 \cos^2 \theta_{ij} - 1}{2} \quad (2.1)$$

où \vec{P}_i est l'impulsion du fragment i , \vec{P}_j l'impulsion du fragment j et θ_{ij} est l'angle que fait \vec{P}_i avec \vec{P}_j . $H(0)$ est le moment de Fox d'ordre 0.

Cette variable donne une mesure de la forme de l'événement. Dans un cas idéal, un événement parfaitement sphérique a un $H(2)$ égal à 0 alors qu'un événement au cours duquel l'émission se fait selon un axe très privilégié a un $H(2)$ égal à 1. Il a été utilisé dans la référence [MAR 95] pour sélectionner les événements ayant mené à la formation d'une source de quasi-fusion pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A. Elle va ici être testée lorsque l'énergie de bombardement varie entre 32 et 50 MeV/A.

2.2.2 Sélection des événements centraux à l'aide du $H(2)$

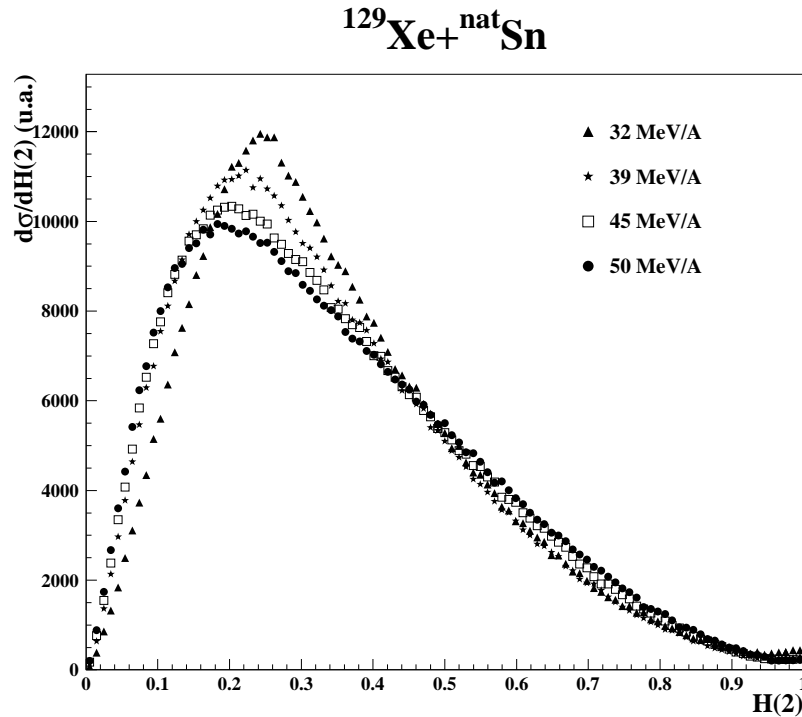


Figure 2.1: Distributions en $H(2)$ construites à partir des événements complets collectés lors de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A, normalisées à un même nombre d'événements.

La figure 2.1 représente les distributions en $H(2)$, calculées à partir des fragments, obtenues pour les événements quasi complets correspondants aux réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ pour des énergies incidentes comprises entre 32 et 50 MeV/A.

Elles sont larges, piquées sur des valeurs qui varient de 0.15 à 0.25 quand l'énergie incidente diminue. Cette évolution peut avoir deux origines, soit les événements quasi complets collectés ont d'autant plus gardé la mémoire de la voie d'entrée que l'énergie incidente diminue, soit le $H(2)$ est très sensible au

nombre de fragments émis au cours de la collision. En effet, dans le cas d'une émission isotrope parfaite, $H(2)$ ne prendra systématiquement des valeurs égales à 0 que si le nombre de fragments est infini. Or, le nombre de fragments détectés est petit et diminue avec l'énergie du projectile, ce qui permet de penser que nous sommes plus sensibles à l'effet du nombre fini de fragments à 32 ou 39 MeV/A qu'à 45 ou 50 MeV/A. Pour le vérifier, il aurait fallu montrer que cette évolution est moindre si les distributions en $H(2)$ sont construites à partir d'événements de multiplicité constante sur toute la gamme en énergie de bombardement. Cette analyse n'a pas été menée dans la mesure où d'autres éléments, exposés dans la suite, ont conduit à décider le choix d'une autre variable pour sélectionner les événements d'intérêt.

Retenons, que quelque soit l'énergie incidente, $H(2)$ prend toutes les valeurs possibles. Les événements bien mesurés ont donc des formes très variées. Pour les distinguer, la distribution en $H(2)$ a été découpée en dix tranches de largeurs égales.

Pour cinq de ces intervalles les cartes représentant la charge des fragments de masse intermédiaire en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse de la réaction sont regroupées sur la figure 2.2 pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A d'une part et à 50 MeV/A d'autre part.

Pour les grandes valeurs de $H(2)$, quelque soit l'énergie incidente nous distinguons deux composantes correspondant à la quasi-cible et au quasi-projectile. La vitesse relative entre ces deux composantes croît en fonction de l'énergie incidente alors que leur charge maximale reste proche de celle des deux partenaires initiaux. Cependant, il faut noter que malgré que le système soit presque symétrique, la charge moyenne détectée pour la cible est plus faible que celle qui est détectée pour le quasi-projectile. Ceci est dû au fait que sa vitesse n'est pas toujours suffisamment importante pour passer les seuils de détection d'INDRA. Au fur et à mesure que le $H(2)$ diminue, les deux composantes se rapprochent, le système dissipe davantage, puis il apparaît une composante à la vitesse du centre de masse de la réaction. Pour $H(2) \leq 0.1$, quelque soit l'énergie incidente, cette composante devient prépondérante et correspond aux charges les plus grandes. Remarquons que pour cet intervalle, l'extension en charge diminue quand l'énergie incidente augmente, ce qui pourrait témoigner du fait que la source formée est de plus en plus chaude. Néanmoins, une émission peu abondante de petits fragments subsiste à la vitesse de la quasi-cible et du quasi-projectile, laissant augurer, comme cela est suggéré dans la référence [MAR 95], la présence de rémanents des deux partenaires initiaux de la collision ou d'une émission hors équilibre issue des premiers instants de l'interaction.

Ainsi, pour les réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32, 39, 45, et 50 MeV/A, la variable $H(2)$ permet de réaliser un classement en violence de la collision et de distinguer les événements binaires, ayant gardé la mémoire de la voie d'entrée, des événements qui émettent majoritairement les fragments à la vitesse du centre de masse de la réaction [MAR 95].

Xe+Sn

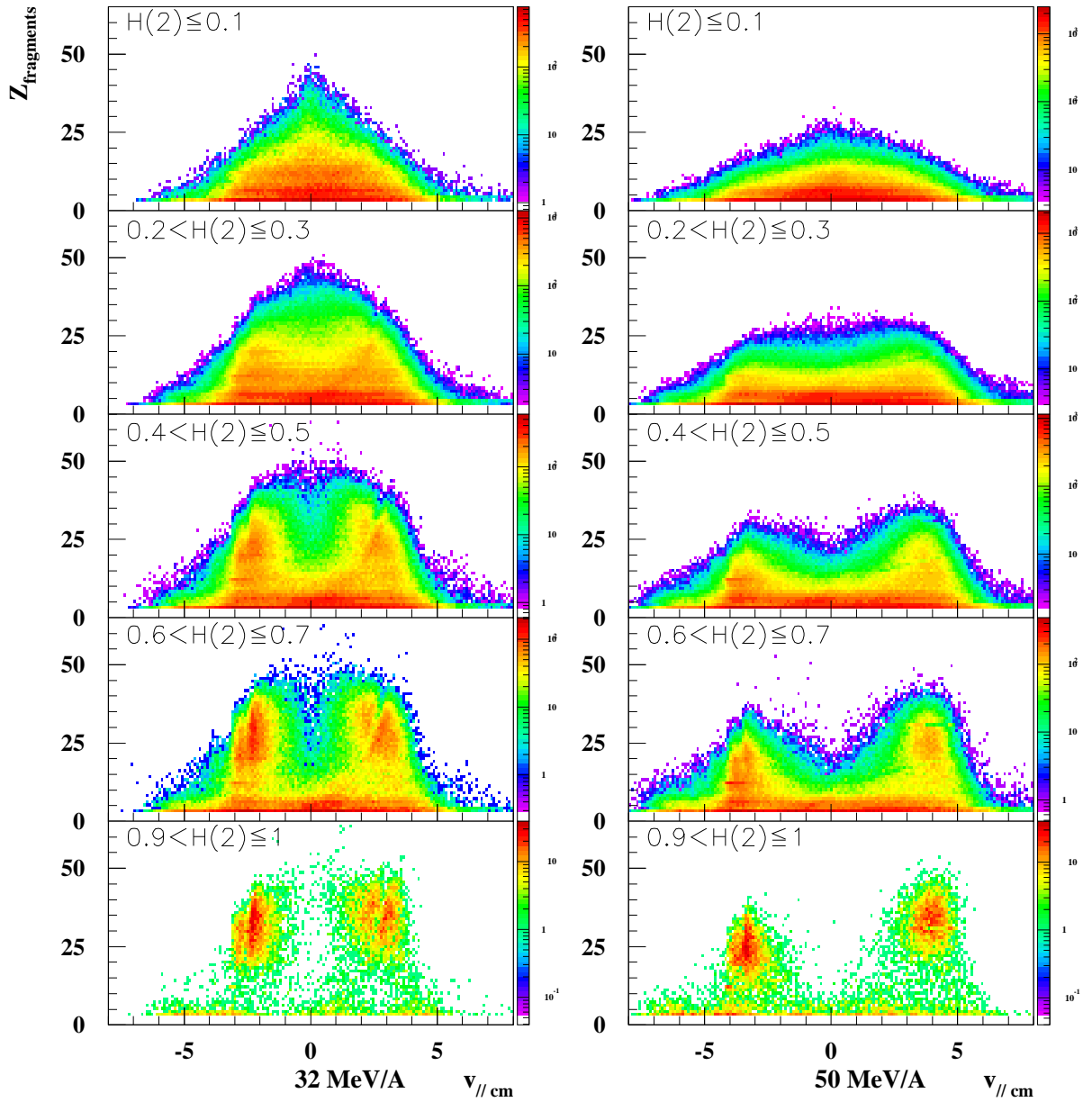


Figure 2.2: Charge des fragments de masse intermédiaires en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse théorique de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 et 50 MeV/A (événements quasi complets).

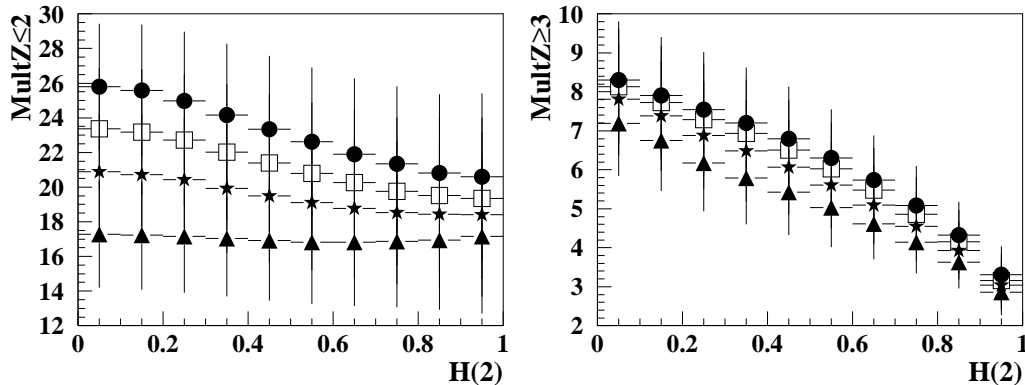
Xe+Sn a 32 (\blacktriangle), 39 (\star), 45 (\square) et 50 MeV/A (\bullet).

Figure 2.3: *Multiplicité moyenne des particules (à droite) et fragments (à gauche) en fonction de la valeur du moment de Fox d'ordre 2. Les barres figurent les largeurs des distributions.*

Ceci est conforté en consultant la figure 2.3 qui représente les multiplicités moyennes de fragments et de particules émis en fonction du moment de Fox et Wolfram d'ordre 2.

Regardons dans un premier temps la partie droite de la figure qui présente les multiplicités de fragments de charge supérieure ou égale à trois. Lorsque $H(2) \geq 0.9$, quelque soit l'énergie incidente, le nombre de fragments est faible puisqu'il varie entre 2 et 4 ce qui caractérise une collision très périphérique. Quand $H(2)$ diminue, le nombre de fragments augmente régulièrement pour atteindre des valeurs comprises entre six et dix selon l'énergie du projectile. Nous sommes alors en présence d'une émission multiple de fragments qui laisse prévoir une valeur importante de l'énergie d'excitation et témoigne de la centralité des collisions sélectionnées.

L'évolution du nombre de particules légères émises en fonction du $H(2)$ n'est pas la même pour toutes les valeurs de l'énergie du projectile. Alors qu'à 50, 45 et 39 MeV/A, le nombre de particules croît quand $H(2)$ diminue ce qui confirme notre hypothèse d'une augmentation de l'énergie d'excitation mise en jeu, cette croissance devient quasi inexistante à 32 MeV/A. La figure 2.3 témoigne donc bien d'une augmentation de la quantité d'énergie d'excitation mise en jeu quand $H(2)$ diminue, au moins pour les hautes énergies de bombardement, mais pose la question de la validité de cette variable à 32 MeV/A pour la sélection des collisions frontales. Notons toutefois que la dynamique est plus importante pour les fragments que pour les particules.

Nous allons maintenant confronter le $H(2)$ avec E_{\perp}^{12} , une autre variable cinéma-

tique globale que nous avons mentionnée dans l'introduction de ce chapitre et qui mesure la violence de la collision. Elle est construite en utilisant les énergies transverses des particules de charge inférieure ou égale à 2. Elle a été utilisée dans la référence [LUK 97] pour sélectionner les collisions périphériques et semi-périphériques correspondant à la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A. Elle présente l'avantage d'utiliser les particules pour lesquelles l'efficacité d'INDRA est de l'ordre de 90% quelque soit le mécanisme de réaction. Elle est définie de la façon suivante :

$$E_{\perp}^{12} = \sum_{Z=1,2} \frac{p_{\perp}^2}{2m} = \sum_{Z=1,2} E \sin^2 \theta \quad (2.2)$$

La sommation porte uniquement sur les particules de charge inférieure ou égale à deux, m est la masse de la particule, \vec{p} son impulsion dans le centre de masse théorique de la réaction et p_{\perp} est la projection de celle-ci perpendiculairement à l'axe du faisceau. E est l'énergie de la particule, et θ son angle d'émission.

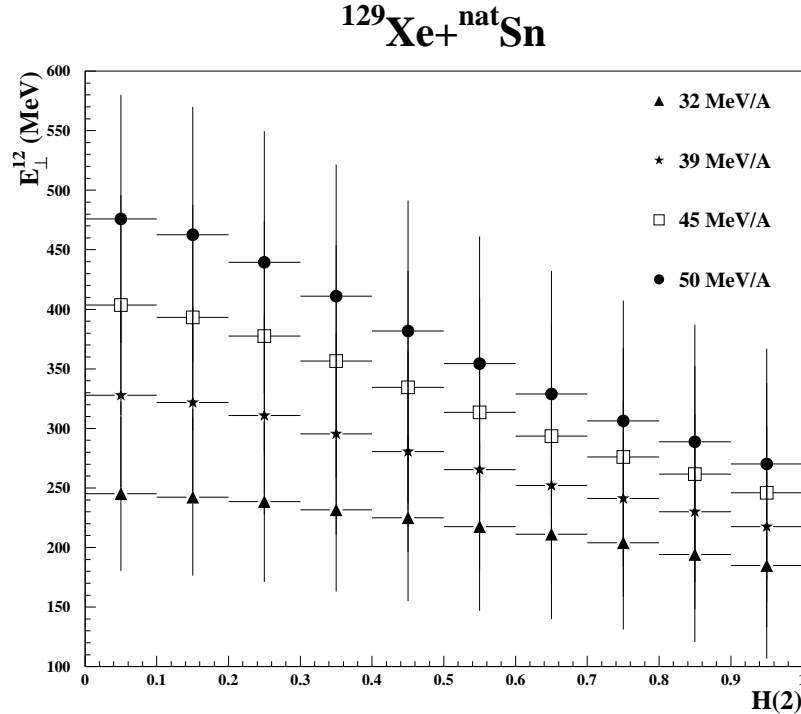


Figure 2.4: Valeur moyenne de la somme des énergies transverses des particules légères selon l'intervalle en $H(2)$.

Plus une collision est violente, plus le système se fragmente en petits morceaux. Ainsi, le nombre et l'énergie des particules légères émises augmente et E_{\perp}^{12} de-

vient grand. La figure 2.4 présente, pour la réaction $^{129}\text{Xe} + {}^{nat}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A, l'évolution de la valeur moyenne de E_{\perp}^{12} en fonction de la valeur de $H(2)$. Les largeurs des distributions dans chacun des intervalles sont représentées par des barres. E_{\perp}^{12} croît avec l'énergie du projectile pour chacun des intervalles en $H(2)$, ceci témoigne de la pertinence de cette première variable.

Contrairement à ce que suggérait la multiplicité de particules légères (faible croissance), si l'énergie de bombardement est de 50 MeV/A, E_{\perp}^{12} présente une évolution de près d'un facteur deux quand $H(2)$ passe de 1 à 0. L'augmentation de la dissipation se manifeste donc par une augmentation de la quantité d'énergie emportée dans la direction transverse. Lorsque l'énergie de bombardement diminue, la dynamique observée sur la gamme en $H(2)$ s'affaiblit pour devenir petite à 32 MeV/A.

Au paragraphe précédant nous avons vu que le nombre moyen de particules légères détectées dans un événement croît extrêmement peu quand $H(2)$ diminue à 32 MeV/A et 39 MeV/A. Or, pour ces énergies l'augmentation des valeurs de E_{\perp}^{12} en fonction de $H(2)$ est modérée mais demeure, ce qui nous montre que les particules émises emportent d'autant plus d'énergie dans le plan transverse que $H(2)$ décroît et cadre avec l'hypothèse d'une croissance de la centralité de la collision.

Deux conclusions peuvent être tirées. La première est que la multiplicité de particules légères n'est pas une bonne mesure de la quantité d'énergie dissipée. La seconde est que le $H(2)$ permet un bon classement en violence de la collision à 50 MeV/A, mais devient moins efficace quand l'énergie de bombardement diminue.

Nous avons vu plus haut que le moment de Fox et de Wolfram d'ordre deux réalisait une mesure de la forme de l'événement, le rapport d'isotropie est une autre variable cinématique globale qui peut renseigner quant à l'existence d'une direction privilégiée dans l'espace des impulsions. Il est calculé de la façon suivante :

$$R_{iso} = \frac{2}{\pi} \frac{\sum_{i=1}^N A_i |V_{i\perp}|}{\sum_{i=1}^N A_i |V_{i\parallel}|} \quad (2.3)$$

La sommation porte sur tous les fragments de charge supérieure ou égale à trois, A_i est la masse du i ème fragment, \vec{V}_i sa vitesse dans le centre de masse théorique de la réaction et $V_{i\parallel}$ et $V_{i\perp}$ sont les projections de celle-ci, respectivement parallèlement et perpendiculairement à l'axe du faisceau.

Dans un cas idéal, si l'événement présente un axe privilégié selon la direction du faisceau, l'impulsion transverse sera très faible et le rapport d'isotropie proche de 0. Si il présente un axe privilégié selon une direction perpendiculaire au faisceau alors l'impulsion transverse sera grande devant l'impulsion parallèle et on aura $R_{iso} \gg 1$, dans le cas d'un événement isotrope nous aurons $R_{iso} \rightarrow 1$.

La figure 2.5 présente pour les événements complets sélectionnés lors de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A, la valeur moyenne du rapport d'isotropie en fonction de la valeur du $H(2)$. Les barres représentent la largeur des distributions.

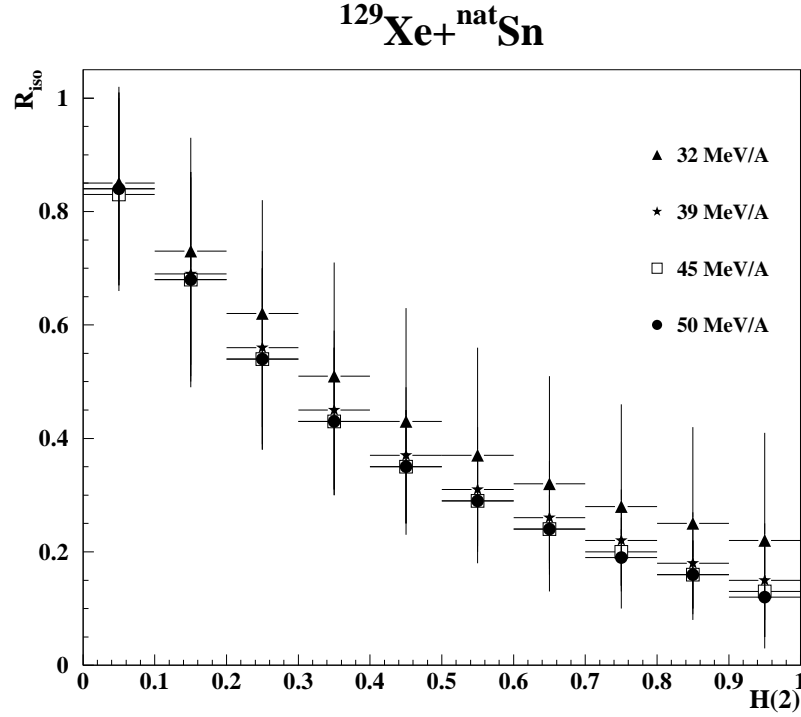


Figure 2.5: Valeur moyenne du rapport d'isotropie selon l'intervalle en $H(2)$, en fonction de l'énergie du projectile.

La première information à extraire de cette figure est que la valeur du rapport d'isotropie selon $H(2)$ varie très peu avec l'énergie incidente. Pour les grandes valeurs de $H(2)$, le rapport augmente légèrement quand l'énergie du projectile devient plus faible. Ceci est probablement dû au fait que la vitesse relative entre les deux partenaires de la réaction se réduit ce qui donne l'impression d'un événement plus compact.

La seconde est qu'il existe une très forte corrélation entre $H(2)$ et le rapport d'isotropie. Pour l'intervalle $0.9 < H(2) \leq 1$, R_{iso} est proche de 0.12 à 50 MeV/A, et de 0.22 à 32 MeV/A. Ceci correspond bien à ce que nous attendions : l'événement est binaire, l'axe du faisceau est la direction privilégiée d'émission des particules. Quand $H(2)$ diminue, la vitesse relative entre le quasi-projectile et la quasi-cible devient plus faible, une émission de fragments commence à intervenir à la vitesse du centre de masse théorique de la réaction. L'axe du faisceau est de moins en moins privilégié pour l'émission des particules, l'événement est de

moins en moins allongé.

Pour $0 < H(2) \leq 0.1$, R_{iso} vaut en moyenne 0.85 quelque soit l'énergie incidente, c'est dans ce domaine que l'événement est le plus sphérique. Cette valeur n'est pas très proche de un qui signale idéalement les événements isotropes, mais ceux-ci est probablement du au nombre fini de fragments. Notons enfin que le rapport d'isotropie est rarement supérieur à un, la direction perpendiculaire au faisceau n'est donc pas un axe d'émission privilégiée.

Ainsi, nous avons montré d'une part que la variable $H(2)$ nous permettait de sélectionner les événements où les fragments de masses intermédiaires sont émis majoritairement et en une seule composante à la vitesse du centre de masse théorique de la réaction, et d'autre part, que ces événements sont de forme sphérique et qu'ils correspondent à la classe des événements les plus violents. Pour ce faire, il suffit de sélectionner les collisions pour lesquelles $H(2) \leq 0.1$. Une étude plus détaillée de cette variable figure dans la référence [MAR 95]

2.3 Analyse tensorielle

2.3.1 Définition

L'analyse tensorielle repose sur la construction d'un tenseur caractéristique de la forme de l'événement [CUG 83]. Les termes de ce tenseur s'écrivent de la façon suivante :

$$Q_{ij} = \sum_{\nu=1}^N \gamma p_i^\nu p_j^\nu \quad (2.4)$$

La somme s'effectue sur toutes les particules de l'événement considéré.

p_i^ν est l'impulsion de la particule ν selon l'axe i , et p_j^ν l'impulsion de la particule ν selon l'axe j . i et j varient de 1 à 3.

γ permet de donner une signification physique au tenseur :

- si $\gamma = \frac{1}{p^{\nu 2}}$ le tenseur représente une distribution de particules.
- si $\gamma = \frac{1}{p^\nu}$ le tenseur possède la dimension d'une impulsion.
- si $\gamma = \frac{1}{2m^\nu}$ le tenseur possède la dimension d'une énergie.

p^ν est la norme du vecteur impulsion de la particule ν , et m^ν est sa masse.

Nous avons choisi d'utiliser le tenseur des énergies. En effet, le tenseur des impulsions présente l'inconvénient d'être dominé par les plus gros fragments alors que le premier donne à chaque particule un poids qui tient compte, de façon équivalente, de sa masse et de sa vitesse.

La diagonalisation de ce tenseur donne trois valeurs propres $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ et trois vecteurs propres $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ qui vont permettre de construire un ellipsoïde qui schématisera la forme de l'événement. $\lambda_3 \vec{e}_3$ définit le grand axe de l'ellipsoïde,

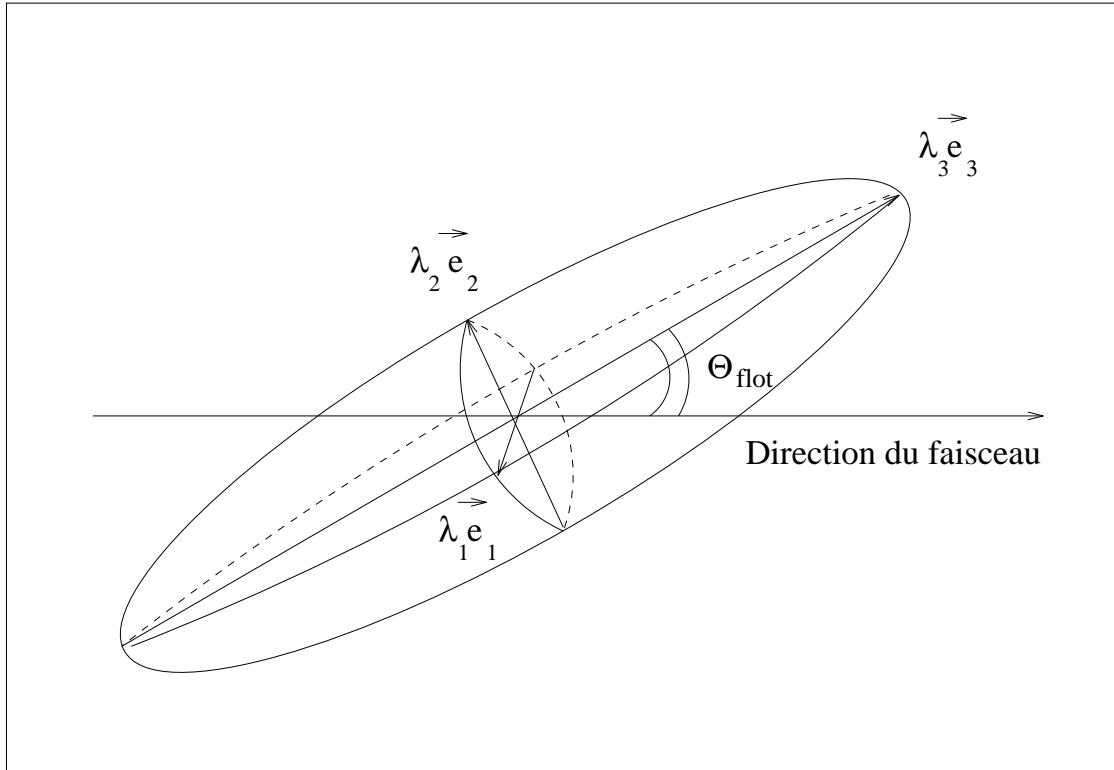


Figure 2.6: *Ellipsoïde caractéristique de l'événement.*

il est la direction privilégiée, de l'émission des particules dans l'événement. θ_{flot} est l'angle qu'il forme avec l'axe du faisceau (figure 2.6).

Lors des collisions de type très inélastique, pendant le temps où le quasi-projectile et la quasi-cible sont en contact, le système subit une rotation par rapport à l'axe du faisceau. Le repère formé par le trièdre $\lambda_1 \vec{e}_1, \lambda_2 \vec{e}_2, \lambda_3 \vec{e}_3$, appelé aussi repère de l'ellipsoïde de l'événement, permet d'avoir une bonne image de la collision en tenant compte de cette rotation. Aux énergies intermédiaires les temps d'interaction sont relativement courts, le système ne peut alors tourner que d'un angle assez faible. Pour ces événements, la distribution en θ_{flot} aura une valeur moyenne faible.

Les événements que nous cherchons à sélectionner sont de forme sphérique et ont perdu la mémoire de la voie d'entrée. Par conséquent, ils n'ont pas d'axe privilégié et leur angle de flot peut prendre toutes les valeurs comprises entre 0° et 90° , formant ainsi une distribution en $\cos(\theta_{flot})$ plate (figure 2.7). Nous ne nous situons plus dans le cadre d'une collision de type très inélastique, aussi nous ne pouvons pas parler de rotation par rapport à l'axe du faisceau pour les événements que nous cherchons à sélectionner, et l'angle de flot n'en est pas une

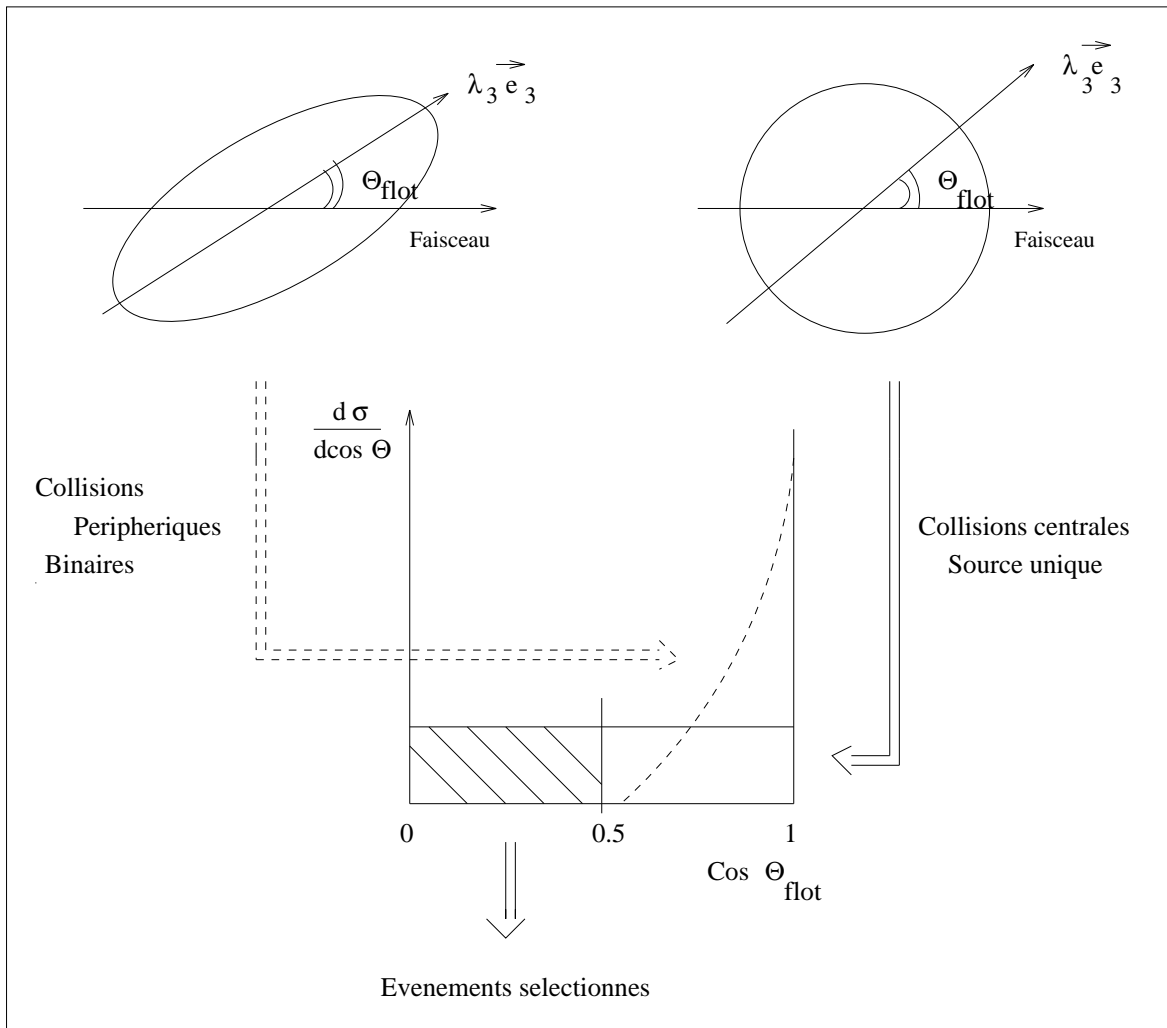


Figure 2.7: Méthode de sélection des événements centraux.

mesure.

Si les événements périphériques ont de petits angles de flot, alors que les événements centraux ont des angles de flot compris entre 0° et 90° , en sélectionnant ceux pour lesquels l'angle de flot est supérieur à 60° nous aurons isolé au moins 50% des collisions ayant mené à une perte de la voie d'entrée. En effet, l'angle solide associé au domaine angulaire allant de 60° à 90° correspond à la moitié de l'angle solide total. Les autres ne pourront pas être séparés par cette méthode puisqu'elles ont, comme les collisions binaires, un petit angle de flot.

2.3.2 Sélection des événements centraux en utilisant l'angle de flot

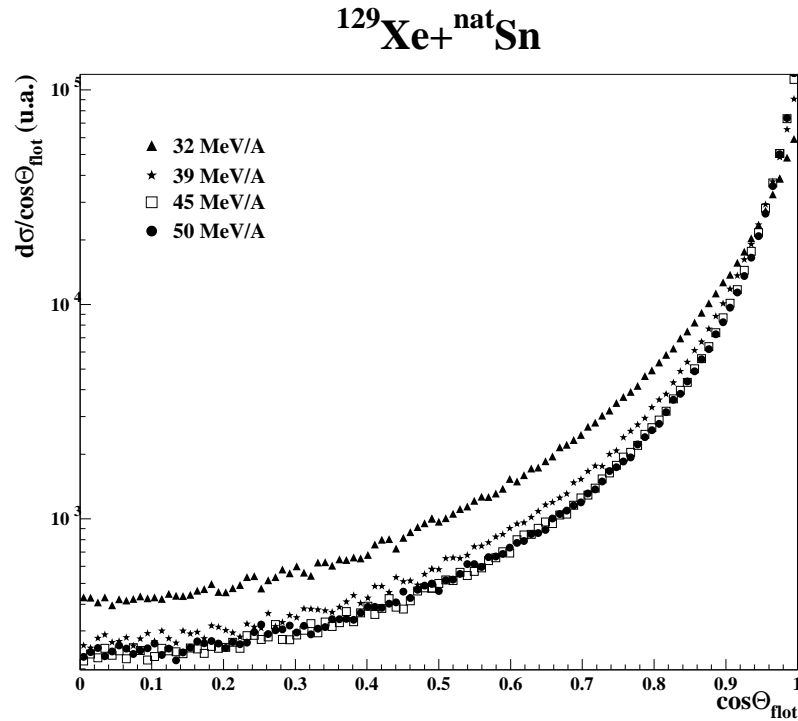


Figure 2.8: Distributions en angle de flot construites à partir des événements complets collectés lors de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A, normalisées à un même nombre d'événements.

La figure 2.8 représente les distributions en $\cos(\theta_{flot})$ obtenues pour les événements quasi complets correspondant aux réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ pour des énergies incidentes comprises entre 32 et 50 MeV/A. Elles sont normalisées au même nombre d'événements. Pour calculer l'angle de flot nous avons choisi d'exclure

les particules de $Z \leq 2$ dans la mesure où ce sont celles qui sont le plus susceptible d'être issues d'un éventuel phénomène hors équilibre associé aux premiers instants de la collision.

Le $\cos(\theta_{flot})$ prend toutes les valeurs comprises entre 0 et 1. Nous observons un pic localisé sur les petits angles de flot. Il correspond aux événements binaires que nous désirons éliminer. Dans la partie correspondant aux grands angles de flot, le plateau est moins marqué qu'il était escompté. En effet, quelque soit l'énergie incidente, on observe une augmentation du nombre de coups dans la distribution quand le cosinus de l'angle de flot passe de 0 à 0.5. Ceci n'est probablement pas dû à une pollution des événements de forme sphérique par des événements correspondant à un autre mécanisme, mais plutôt à une déformation de la distribution par le détecteur, et peut-être aussi à l'hypothèse sur l'origine du repère du centre de masse dans lequel les événements sont traités.

Plusieurs possibilités s'offraient en ce qui concerne le choix du référentiel de travail. Nous pouvions reconstruire le centre de masse à partir de l'ensemble des particules et fragments détectés ou à partir des fragments de $Z \geq 3$ de façon à exclure d'éventuelles particules de prééquilibre de l'analyse, ou utiliser le centre de masse théorique de la réaction. Les vitesses calculées selon ces trois méthodes diffèrent de quelque dixièmes de centimètres par nanoseconde. Dans la mesure où les événements sont en moyenne complets à 90%, et parce que la perte d'efficacité est plus importante dans la partie arrière du détecteur que dans la partie avant, la vitesse du centre de masse calculée à partir des particules et/ou fragments détectés, est biaisée par le dispositif expérimental. En outre, puisque nous ne disposons d'aucune information concernant les neutrons, utiliser la vitesse du centre de masse reconstruite événement par événement reviendrait à prendre en compte des fluctuations résultant d'une perte d'information. C'est pour cela que nous avons choisi de toujours travailler dans le repère du centre de masse théorique de la réaction.

La distribution garde la même forme générale quelque soit l'énergie incidente même si le pic correspondant aux collisions ayant gardé la mémoire de la voie d'entrée s'élargit quand l'énergie incidente diminue. Ceci vient du fait que si le projectile est moins énergétique, la collision se passe plus lentement et dans le cas d'une collision binaire, le système aura le temps de tourner davantage. Ainsi, la distribution obtenue lorsque l'énergie de bombardement est de 32 MeV/A se distingue légèrement des autres dans la mesure où le pic est plus large mais aussi moins haut, et que le plateau associé aux plus grands angles de flot est peuplé plus abondamment.

Étudions maintenant les divers caractéristiques des événements selon la valeur de l'angle de flot. La figure 2.9 contient les cartes représentant la charge des fragments de masse intermédiaire en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse théorique de la réaction à 32, 39 et 50 MeV/A. Sur sa partie gauche sont considérés les événements d'angle de flot inférieur à 45° pour chacune de ces énergies. Nous distinguons deux composantes : l'une à la vitesse de la

Xe+Sn - Fragments de $Z \geq 3$

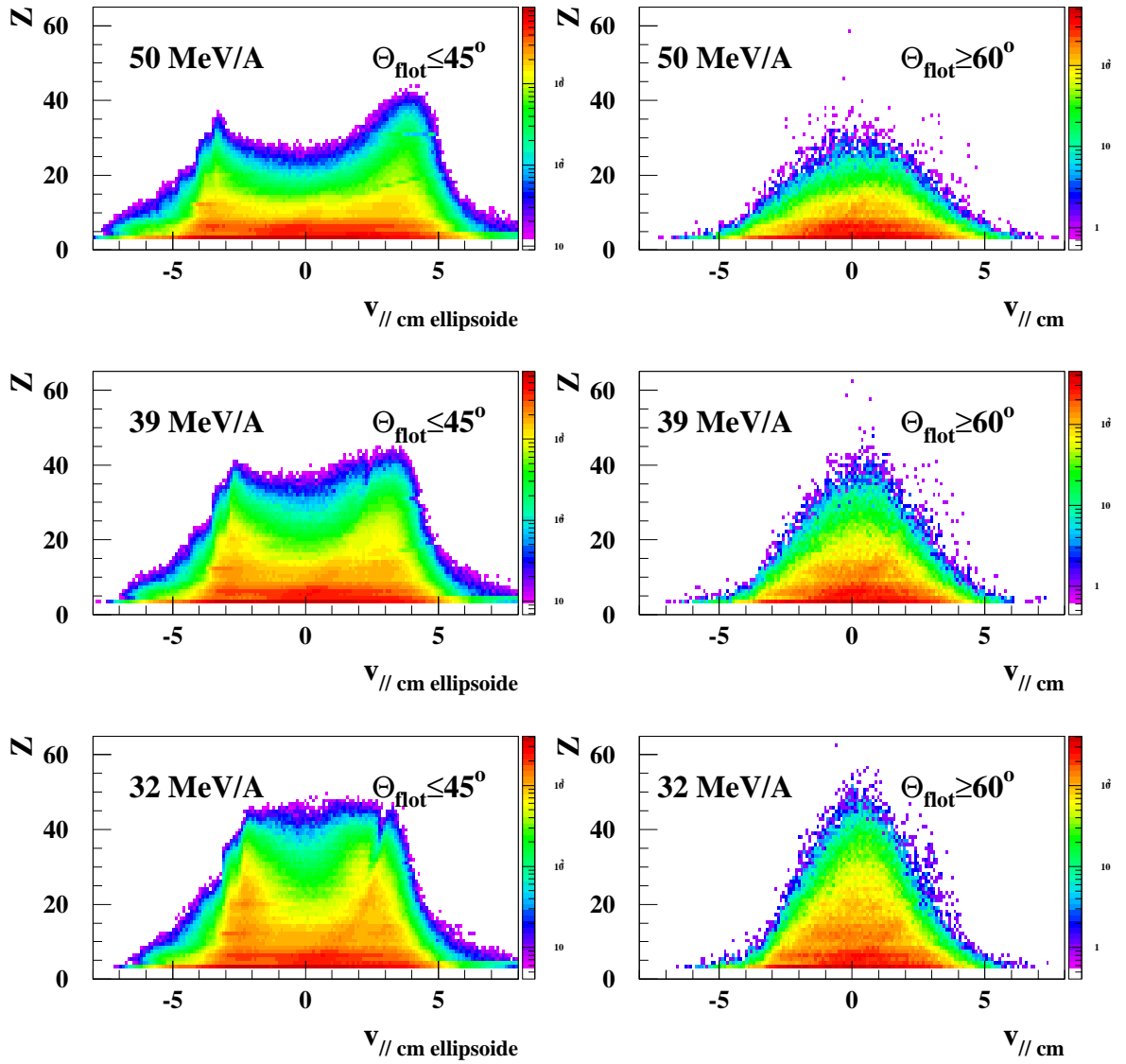


Figure 2.9: Charge des fragments de masse intermédiaire en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse théorique de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$, pour les événements ayant un angle de flot inférieur à 45° à gauche et pour ceux qui ont un angle de flot supérieur à 60° à droite. La partie basse est dédiée à la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A, la partie intermédiaire correspond à cette réaction à 39 MeV/A et la partie haute à la réaction à 50 MeV/A.

quasi-cible, l'autre à la vitesse du quasi-projectile. La vitesse relative entre ces deux composantes croît en fonction de l'énergie incidente alors que leur charge maximale reste proche de celle des deux partenaires initiaux. Ces événements sont donc majoritairement de nature binaire, ils ont gardé la mémoire de la voie d'entrée. La partie droite de la figure montre les mêmes cartes pour les événements d'angle de flot supérieur à 60° . Elles présentent une seule composante à la vitesse du centre de masse théorique de la réaction. Les fragments semblent donc émis par une seule source qui se déplace à cette vitesse. La charge des plus gros fragments diminue quand l'énergie incidente augmente, la source susceptible d'être formée semble donc de plus en plus chaude. La situation intermédiaire correspondant à des angles de flot compris entre 45° et 60° n'est pas présentée, elle conduit à des cartes montrant une composante unique plus large que celle qui est obtenue si $\theta_{flot} \geq 60^\circ$.

Ainsi, les événements caractérisés par un angle de flot supérieur à 60° semblent sélectionner les collisions ayant menées à la formation d'une source unique se déplaçant à la vitesse du centre de masse de la réaction.

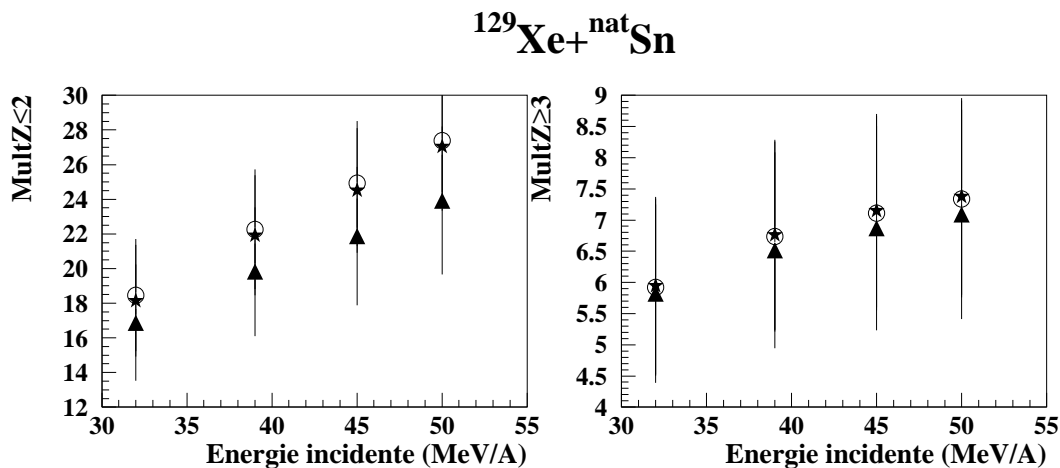


Figure 2.10: Multiplicité de particules de $Z \leq 2$ et de fragments de $Z \geq 3$ en fonction de l'énergie incidente selon le domaine en angle de flot des événements sélectionnés : $\theta_{flot} \leq 45^\circ$ (triangles noirs), $45^\circ < \theta_{flot} < 60^\circ$ (étoiles noires), $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ (cercles).

Dans la figure 2.10 sont rassemblées les multiplicités de particules légères et de fragments de $Z \geq 3$ en fonction de l'énergie incidente, pour les événements tels que $\theta_{flot} \leq 45^\circ$ (triangles noirs), tels que $45^\circ < \theta_{flot} < 60^\circ$ (étoiles noires) et tels que $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ (cercles). Les multiplicités augmentent en fonction de l'énergie incidente, mais surtout, elles sont plus importantes si $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ que si $\theta_{flot} \leq 45^\circ$ ce qui témoigne d'une sélection de la violence de la collision. Les multi-

plicités obtenues pour les événements de θ_{flot} intermédiaires sont très légèrement inférieures à celles obtenu si $\theta_{flot} \geq 60^\circ$. Notons que si la multiplicité des particules légères augmente beaucoup avec la sélection des angles de flot grands, le nombre de fragments de $Z \geq 3$ évolue peu.

Nous allons confronter ce résultat avec ce que montre le comportement de la variable E_{\perp}^{12} définie plus haut (équation 2.2). Pour cela, nous avons représenté (figure 2.11) la somme des énergies transverses des particules légères en fonction de l'angle de flot pour les événements quasi complets à 32 et 50 MeV/A. L'énergie transverse emportée par les particules à 50 MeV/A est en moyenne nettement plus élevée qu'à 32 MeV/A. Elle permet donc bien une estimation de la violence de la collision.

Si l'angle de flot est inférieur à 60° , alors quelque soit l'énergie incidente, E_{\perp}^{12} peut prendre une large gamme de valeurs et notamment des valeurs très faibles associées à des collisions périphériques. Pour un angle de flot supérieur à 60° , la distribution en E_{\perp}^{12} est plus étroite et centrée sur les valeurs élevées signant des collisions violentes.

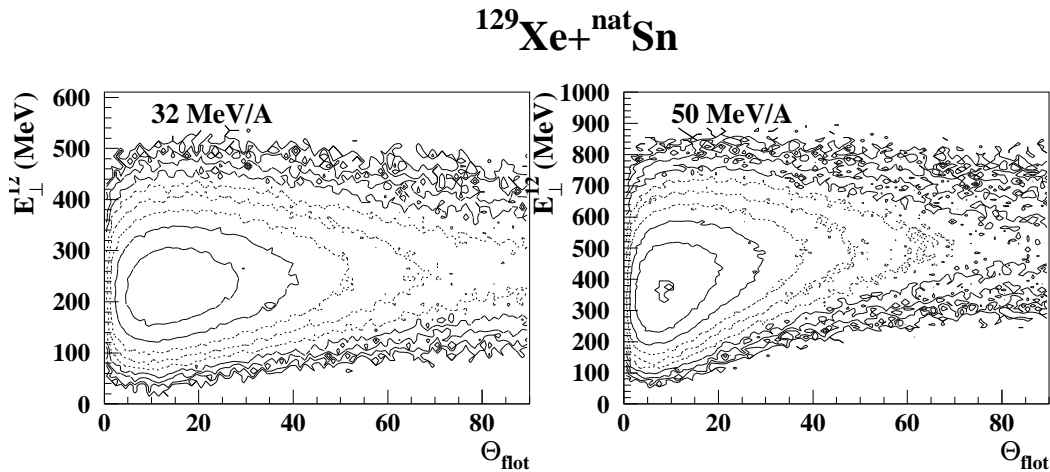


Figure 2.11: E_{\perp}^{12} en fonction du cosinus de l'angle de flot, pour les événements quasi complets à 32 et 50 MeV/A.

Contrôlons maintenant la forme des événements en utilisant le rapport d'isotropie. La figure 2.12 regroupe deux cartes figurant l'évolution du rapport d'isotropie en fonction du cosinus de l'angle de flot à 32 et 50 MeV/A. La corrélation obtenue est forte si l'angle de flot est inférieur à 60° : plus il augmente, plus le rapport d'isotropie s'éloigne de la valeur 0 associée aux événements de forme allongée, donc de type binaire. Au delà, la corrélation est plus plate et le rapport d'isotropie prend des valeurs comprises entre 0.8 et 1.5 ce qui montre que les événements considérés ont perdu la mémoire de la voie d'entrée, la direction du faisceau

n'est plus un axe privilégié. Le nombre peu élevé (en moyenne 7 à 8) de fragments utilisés pour calculer le rapport d'isotropie est probablement à l'origine de la dispersion observée autour de la valeur 1 prévue dans le cas d'un nombre infini de constituants émis isotropiquement. Cet effet induit aussi le fait que certains événements sont vus avec un axe légèrement privilégié ce qui accentue la corrélation entre le rapport d'isotropie et l'angle de flot.

Des événements ayant une direction privilégiée dans un axe perpendiculaire au faisceau peuvent aussi avoir un grand angle de flot. Les événements de fission sont dans ce cas. En effet, les deux fragments sont émis avec un angle aléatoire par rapport à la direction du faisceau mais dans le cas de la fission, l'angle de flot mesure exactement cet angle. C'est aussi pour cette raison que les événements de rapport d'isotropie supérieur à un se trouvent rarement dans la région des petits angles de flot.

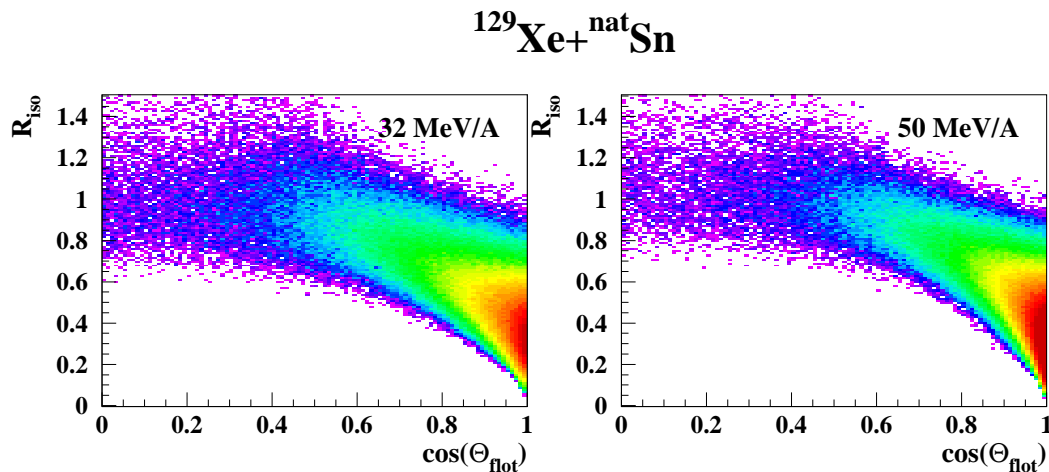


Figure 2.12: Rapport d'isotropie en fonction du cosinus de l'angle de flot, pour les événements quasi complets à 32 et 50 MeV/A.

En résumé, il semble qu'il soit possible de discriminer les événements centraux ayant formés une source unique en utilisant l'angle que fait la direction d'émission privilégiée des particules dans l'événement avec la direction du faisceau. Pour cela, nous avons utilisé l'hypothèse que si cet axe privilégié existe, dans le domaine d'énergie où nous nous situons, il ne peut être que relativement peu éloigné de la direction du faisceau. Elle nous a conduit à isoler une classe d'événements de forme sphérique, associée à des collisions violentes.

2.4 Comparaison des deux méthodes de sélection

Les deux variables précédemment décrites nous permettent de sélectionner des événements centraux de forme sphérique. Cependant, elles sont de nature tout à fait différentes et sélectionnent ainsi des classes d'événements qui ne sont pas identiques. La figure 2.13 présente la corrélation entre le moment de Fox d'ordre deux et le cosinus de l'angle de flot. Si il existe une zone de recouvrement entre les événements sélectionnés par les deux méthodes, nous constatons que quelque soit l'énergie incidente, un grand nombre de collisions sont caractérisées par un $H(2) \leq 0.1$ mais un $\theta_{flot} < 60^\circ$, ou un $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ mais un $H(2) > 0.1$.

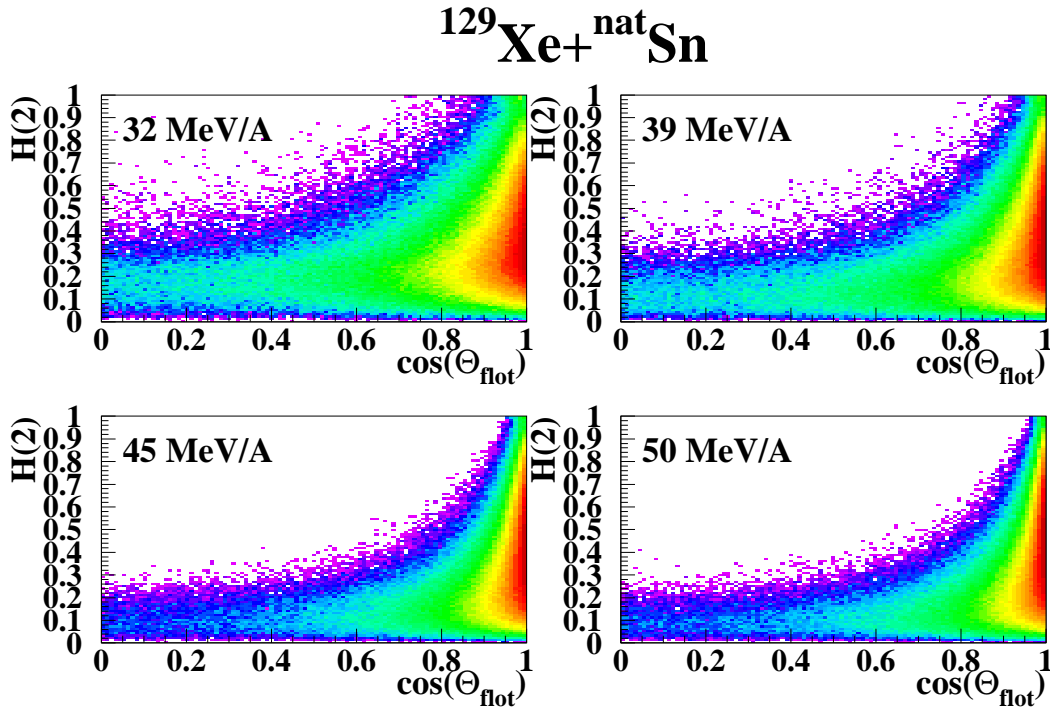


Figure 2.13: *Corrélation entre le moment de Fox et Wolfram d'ordre deux et l'angle de flot.*

La figure 2.14 présente par exemple la distribution en $H(2)$ des événements tels que $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A. Elle est centrée sur des valeurs de $H(2)$ plus petites que celles qui correspondent à l'ensemble des collisions, mais s'étend jusqu'à environ 0.6, alors que nous la limitons à 0.1 en utilisant la sélection en $H(2)$.

La figure 2.15 donne les tailles moyennes des trois plus gros fragments dans les événements sélectionnés par les deux méthodes précédemment décrites. Elles sont plus faibles et plus proches les unes des autres, dans les événements sélectionnés

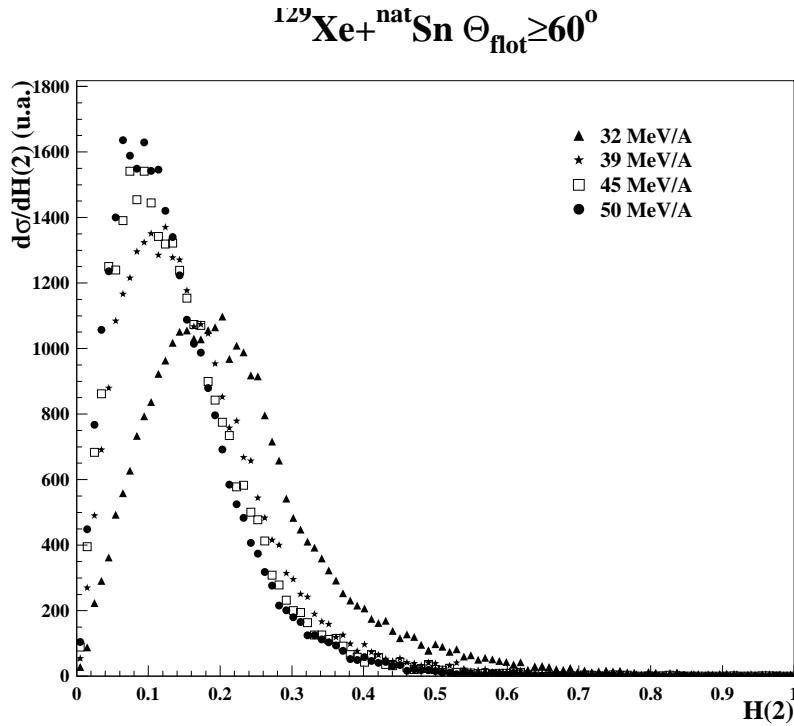


Figure 2.14: Distributions en $H(2)$ construites à partir des événements complets tels que $\theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$, collectés lors de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A, normalisées au même nombre d'événements.

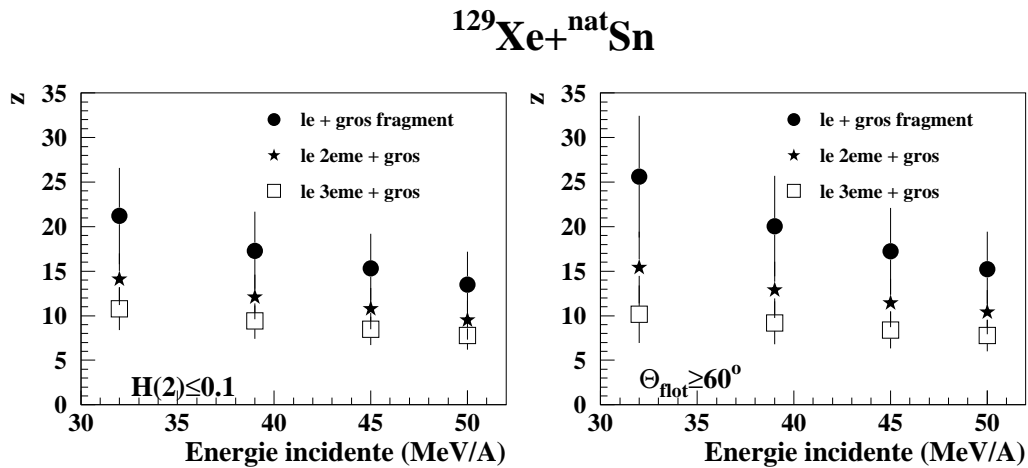


Figure 2.15: Tailles moyennes des trois plus gros fragments détectés dans les événements de petit $H(2)$ ou de grand angle de flot.

en utilisant $H(2)$ que dans les événements sélectionnés par l'angle de flot. En effet, le fait d'imposer de petites valeurs de $H(2)$ minimise la dissymétrie entre les fragments et de cette façon réduit la taille des fragments les plus gros.

La figure 2.16 a été réalisée pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 39MeV/A, elle a une allure similiaire pour les autres énergies incidentes. Elle contient la carte représentant la charge des fragments de masse intermédiaire en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse théorique de la réaction pour différentes sélections (en $H(2)$, en angle de flot, ou à l'aide des deux variables).

En ce qui concerne l'évolution de la taille des fragments, une comparaison des cartes 2.16b et 2.16d, indique que l'extension en charge des fragments est plus importante lorsque la sélection est uniquement réalisée avec l'angle de flot que lorsqu'elle exige $H(2) \leq 0.1$ et $\theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$. Ainsi, la sélection en $H(2) \leq 0.1$ interdit les configurations où certains fragments ont des charges élevées, ce qui conduit à des configurations où les charges des différents fragments sont proches les unes des autres.

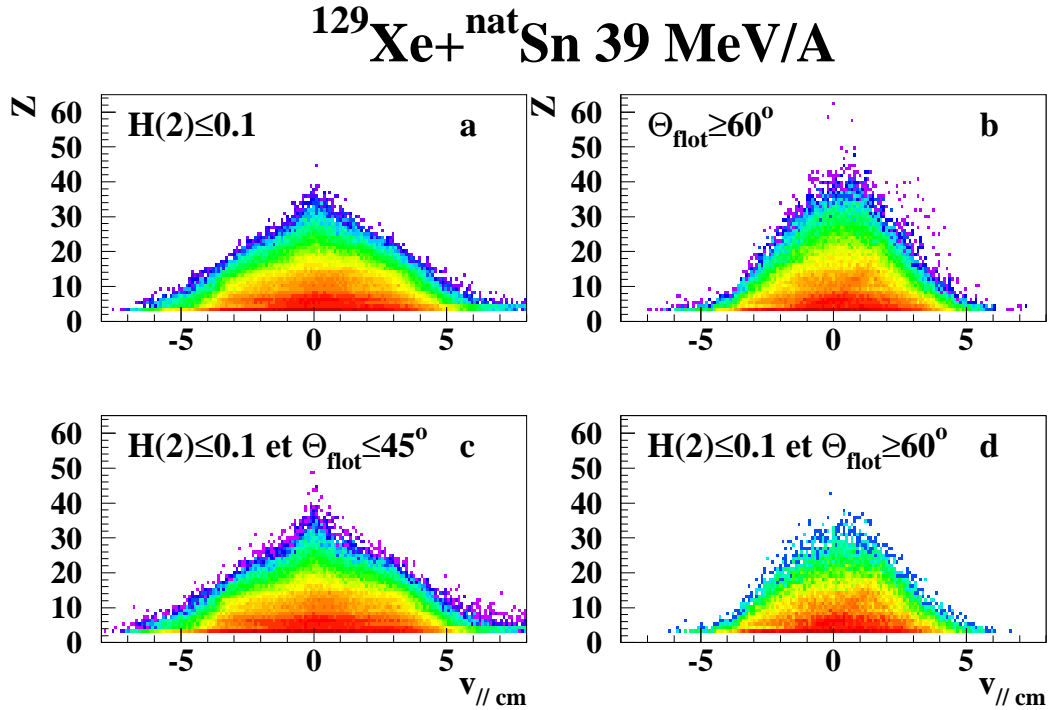


Figure 2.16: Charge des fragments de masse intermédiaire en fonction de leur vitesse parallèle dans le centre de masse théorique de la réaction pour différentes sélections : a) pour $H(2) \leq 0.1$, b) pour $\theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$, c) pour $H(2) \leq 0.1$ et $\theta_{\text{flot}} \leq 45^\circ$ et d) pour $H(2) \leq 0.1$ et $\theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$.

Les événements de type fission sont éliminés par la sélection des collisions de

petit $H(2)$, ils sont conservés si on utilise l'angle de flot. En effet, ils ont une forme allongée et donnent par conséquent de grandes valeurs de $H(2)$, mais leur angle de flot varie entre 0 et 90° puisque toutes les directions d'émission sont équiprobables.

Les constatations qui précèdent, nous indiquent que contrairement à la sélection en angle de flot, le tri à l'aide du $H(2)$ réalise une coupure dans l'espace des configurations et conduit à des partitions finales particulières.

Si nous comparons maintenant les cartes 2.16a et 2.16b, nous constatons que l'émission de petits fragments à la vitesse de quasi-projectile et de la quasi-cible est beaucoup plus importante pour les événements tels que $H(2) \leq 0.1$ que pour ceux dont l'angle de flot est supérieur à 60° . En regardant l'allure des cartes 2.16c) et 2.16d), nous pouvons dire que c'est précisément la sélection en angle de flot qui permet de minimiser la taille des rémanents. Ceci peut être compris aisément, puisque les rémanents des deux partenaires initiaux se situent non loin de l'axe du faisceau, si le reste de l'événement ne possède pas d'axe privilégié, l'analyse tensorielle va en calculer un qui joindra les deux rémanents si leur taille est suffisante. De cette façon, l'angle de flot associé à ce type de collision sera petit et celle-ci ne satisfera pas au critère $\theta_{flot} \geq 60^\circ$.

Ainsi, le fait de retenir les événements dont l'angle de flot est supérieur à 60° plutôt que de réaliser un classement en moment de Fox et Wolfram d'ordre deux, permet de sélectionner les collisions centrales ayant formé une source unique sans tailler dans l'espace des configurations et en minimisant la taille des rémanents du quasi-projectile et de la quasi-cible. Pour ces deux raisons, nous avons choisi d'utiliser cette méthode de sélection.

Notre choix de la méthode de sélection aurait également pu être motivé par la comparaison des valeurs que prennent le rapport d'isotropie et la somme des énergies transverses des particules légères pour la classe des événements sélectionnés en utilisant le $H(2)$ ou l'angle de flot. Cependant, il semble que ce critère de choix ne puisse être considéré comme valable car il néglige le fait que les caractéristiques des événements retenus ne doivent surtout pas être biaisées par la méthode de sélection. Notons néanmoins que la variable E_{\perp}^{12} prend des valeurs plus grandes pour les événements sélectionnés en utilisant la condition $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ que pour ceux qui ont été sélectionnés par la condition $H(2) \leq 0.1$.

Chapitre 3

Analyse des collisions frontales

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que l'angle de flot est l'observable qui permet d'isoler les collisions centrales. Nous allons maintenant décrire les caractéristiques détaillées des événements quasi complets, produits lors des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A pour lesquels $\theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$. Nous verrons qu'au cours de ces collisions il y a eu formation d'une source se déplaçant à la vitesse du centre de masse de la réaction, nous en estimerons la taille et l'énergie d'excitation moyenne.

3.1 Caractéristiques détaillées des événements sélectionnés

3.1.1 Spectres en énergie

La méthode de sélection est basée sur une mesure de la forme des événements dans l'espace des impulsions. Dans un premier temps, nous allons chercher à vérifier que les critères que nous avons requis se traduisent bien par une émission isotrope de particules légères et de fragments de charge supérieure ou égale à trois. La procédure utilisée est analogue à celle qui a été mise en oeuvre dans les références [MAR 97] et [LEF 97] pour caractériser les événements sélectionnés parmi les collisions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A. Nous l'avons étendue à l'ensemble des énergies de bombardement disponibles entre 32 et 50 MeV/A.

L'espace autour du centre de masse de la réaction a été partagé en huit domaines angulaires correspondant tous à des angles solides équivalents (figure 3.1). Pour chacun d'entre eux, nous avons construit les spectres en énergie associés à chaque type de particule. Ce travail est présenté en détail pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 39 MeV/A, puis de façon plus rapide pour les autres énergies incidentes dans la mesure où les conclusions sont similaires.

La figure 3.2 regroupe, pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 39 MeV/A, les spectres en énergie des protons dans le centre de masse théorique de la réaction pour les

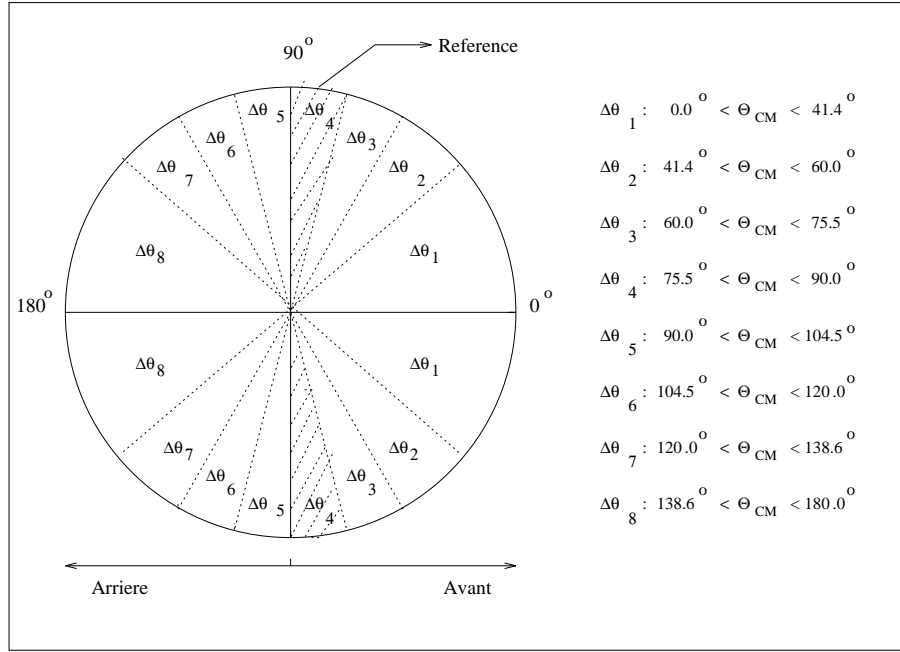


Figure 3.1: *L'espace est divisé en huit domaines angulaires dont les angles solides sont équivalents*

huit domaines angulaires choisis (points). Afin de pouvoir les comparer plus aisément, nous leur avons superposé (trait continu) le spectre des protons émis entre 75.5° et 90° dans le centre de masse de la réaction. Nous avons choisi ce domaine angulaire parce que c'est celui pour lequel la probabilité de pollution est la plus faible. De plus il est situé dans la partie avant de l'espace entourant le centre de masse, et donc peu sensible aux seuils d'INDRA. Les spectres présentent des formes Maxwelliennes attendues quelque soit l'angle d'émission. Les spectres construits dans les six domaines angulaires les plus proches de 90° dans le centre de masse se superposent parfaitement, mais pour les régions situées de part et d'autre de 0 et 180° un léger surplus de protons est observable sur toute la gamme en énergie.

En ce qui concerne les autres particules légères les observations sont similaires, toutefois, l'excès de production à 0 et 180° semble d'autant plus important que la masse de la particule augmente.

A titre d'exemple, la figure 3.3 décrit le comportement des particules alpha. Remarquons que les spectres construits dans les quatre zones situées autour de 90° , se superposent parfaitement. Cependant, si on leur compare les spectres des particules émises dans les domaines angulaires tels que $41.4^\circ \leq \theta_{CM} \leq 60^\circ$

Xe+Sn 39MeV/A Proton

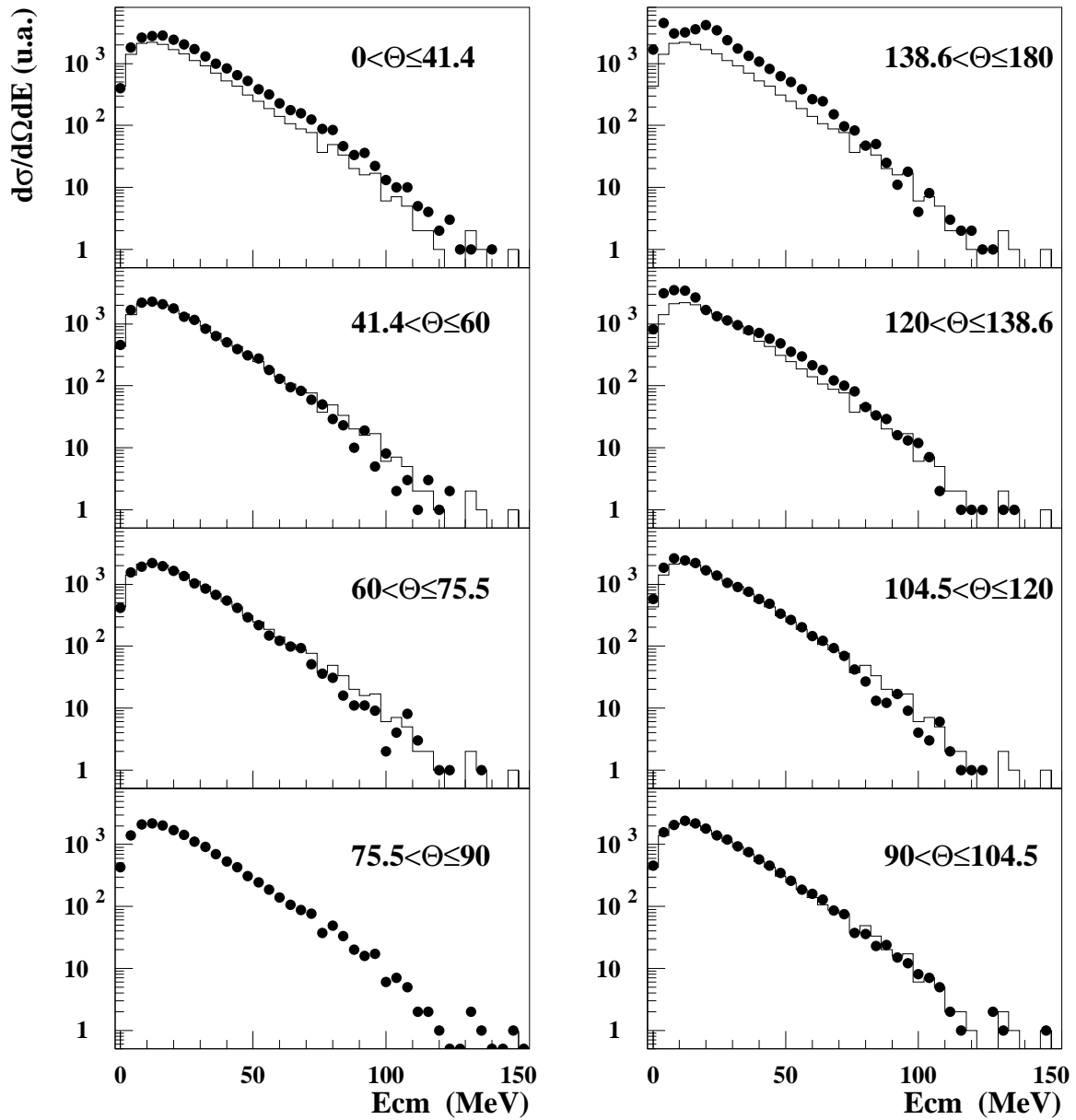


Figure 3.2: Spectres en énergie des protons, dans le centre de masse de la réaction, selon le domaine angulaire dans lequel ils sont émis (points). Le spectre de référence (trait continu) que nous avons reporté sur chaque spectre a été construit à partir des protons émises entre 75.5° et 90° .

Xe+Sn 39MeV/A Alpha

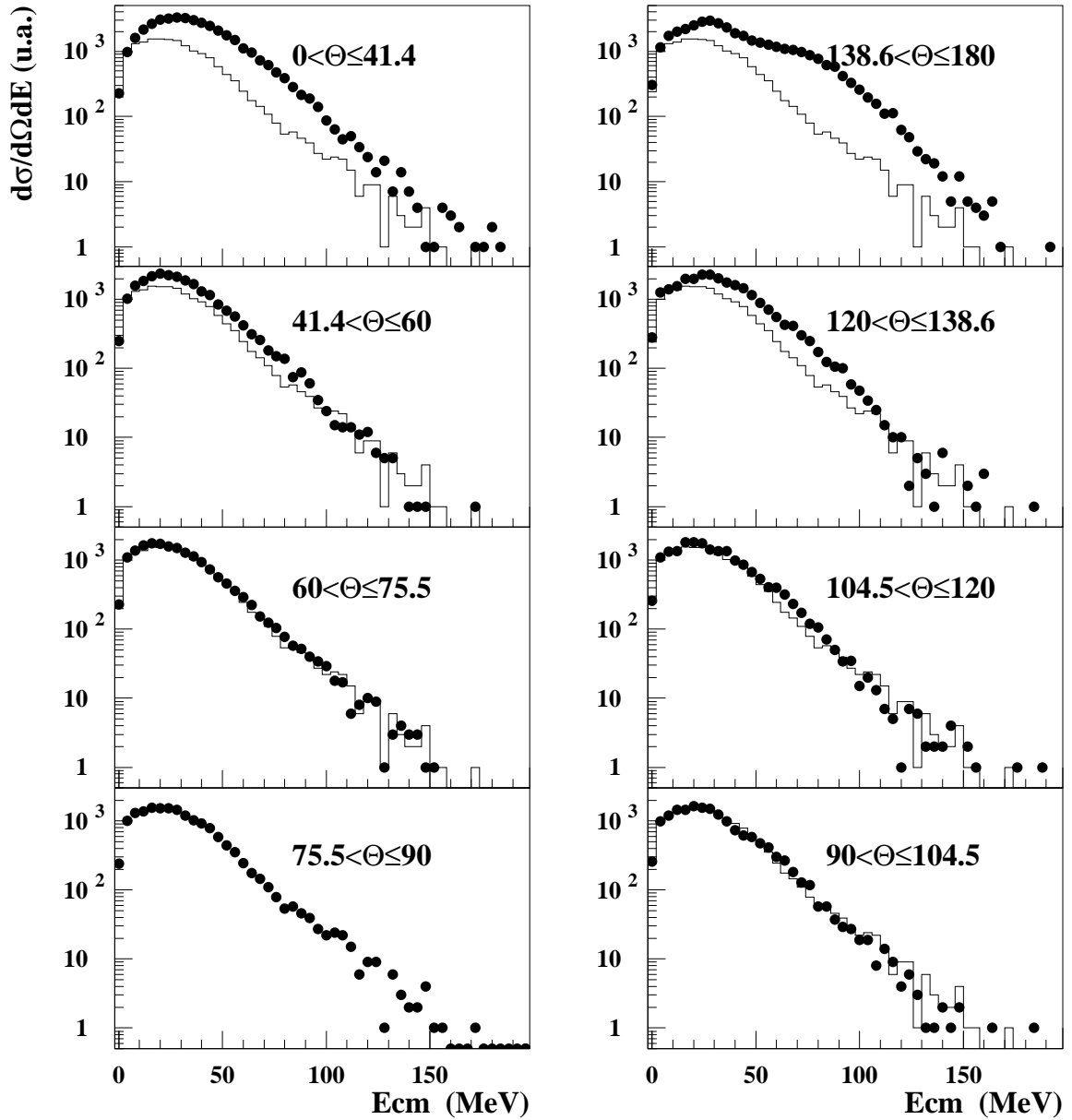


Figure 3.3: Spectres en énergie des particules alpha, dans le centre de masse de la réaction, selon le domaine angulaire dans lequel ils sont émis (points). Le spectre de référence (trait continu) que nous avons reporté sur chaque spectre a été construit à partir des particules alpha émises entre 75.5° et 90° .

et $120^\circ \leq \theta_{CM} \leq 138.6^\circ$, on constate que le nombre de particules émises dans ces deux domaines est supérieur au nombre de particules émises autour de 90° pour un même angle solide. En ce qui concerne les domaines angulaires tels que $0^\circ \leq \theta_{CM} \leq 41.4^\circ$ et $138.6^\circ \leq \theta_{CM} \leq 180^\circ$, le nombre d'alpha émis y est environ deux fois supérieur au nombre d'alpha détectés autour de 90° , les pentes des spectres y sont différentes et les valeurs moyennes plus élevées de 10%.

L'émission de particules légères ne se fait donc pas isotropiquement et ceci invite à penser qu'elle est le fruit de deux composantes dont la deuxième est prépondérante autour de 0 et 180° dans le centre de masse de la réaction. Dans les références [MAR 97] et [LEF 97], il est montré que pour les événements sélectionnés de la même manière pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A, la composante anisotrope peut résulter de rémanents du quasi-projectile et de la quasi-cible, ou être due à une émission hors équilibre au cours des premiers instants de la collision.

Nous allons maintenant examiner les spectres des fragments de charge supérieur ou égale à trois. La figure 3.4 présente les spectres en énergie des ions Lithium construits dans les mêmes conditions que ceux des protons ou des alpha. Quelque soit le domaine angulaire considéré, les spectres se superposent, et présentent les mêmes caractéristiques : pentes, valeurs moyennes et taux de production sont identiques. L'émission des ions Lithium se fait donc de manière isotrope dans le centre de masse de la réaction.

Afin de vérifier que ce comportement n'est pas spécifique aux fragments très légers nous avons effectué cette analyse pour les autres fragments.

La figure 3.5 présente les spectres en énergie dans le centre de masse de la réaction des noyaux de Béryllium aux noyaux de Sodium émis entre 0° et 41.4° , nous y avons superposé les spectres construits à partir des fragments émis entre 75.5° et 90° (références des figures précédentes) . Ainsi nous comparons ceux qui sont le moins susceptibles d'être pollués par une émission éventuelle, issue de rémanents du quasi-projectile et de la quasi-cible, à ceux qui sont susceptibles de l'être le plus. La situation est la même que dans le cas des ions Lithium : la superposition est bonne, l'émission se fait de manière isotrope. Notons néanmoins que certains spectres présentent de petites irrégularités qui sont dues à des difficultés rencontrées au cours de l'identification des fragments ou de leur étalonnage en énergie.

Notamment pour des raisons de statistique, nous n'avons bien évidemment pas pu comparer les spectres des fragments les plus lourds. Cependant, la figure 2.9 indique qu'ils sont produits exclusivement dans une zone en vitesse petite autour du centre de masse de la réaction. Nous étudierons leurs caractéristiques de façon plus précise lorsque nous consulterons les distributions en charge.

Ainsi, pour les événements d'angle de flot supérieur à 60° issus de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 39MeV/A, les fragments de charge supérieure ou égale à trois sont émis de façon isotrope, par une source unique reculant avec la vitesse du centre de masse de la réaction. Les particules légères quant à elles, présentent deux com-

Xe+Sn 39MeV/A Lithium

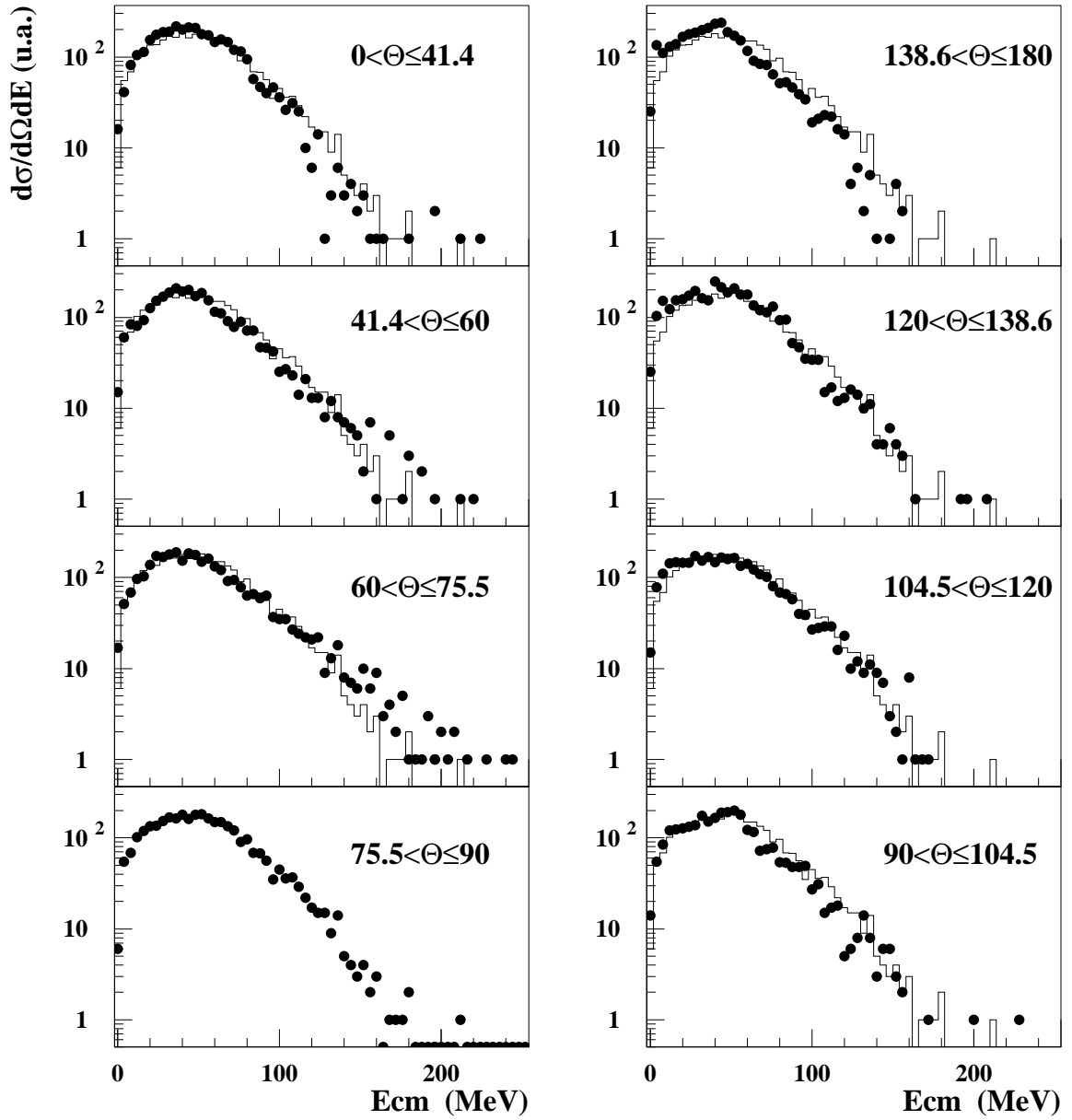


Figure 3.4: Spectres en énergie des ions lithium, dans le centre de masse de la réaction, selon le domaine angulaire dans lequel ils sont émis (points). Le spectre de référence (trait continu) que nous avons reporté sur chaque spectre a été construit à partir des lithiums émis entre 75.5° et 90° .

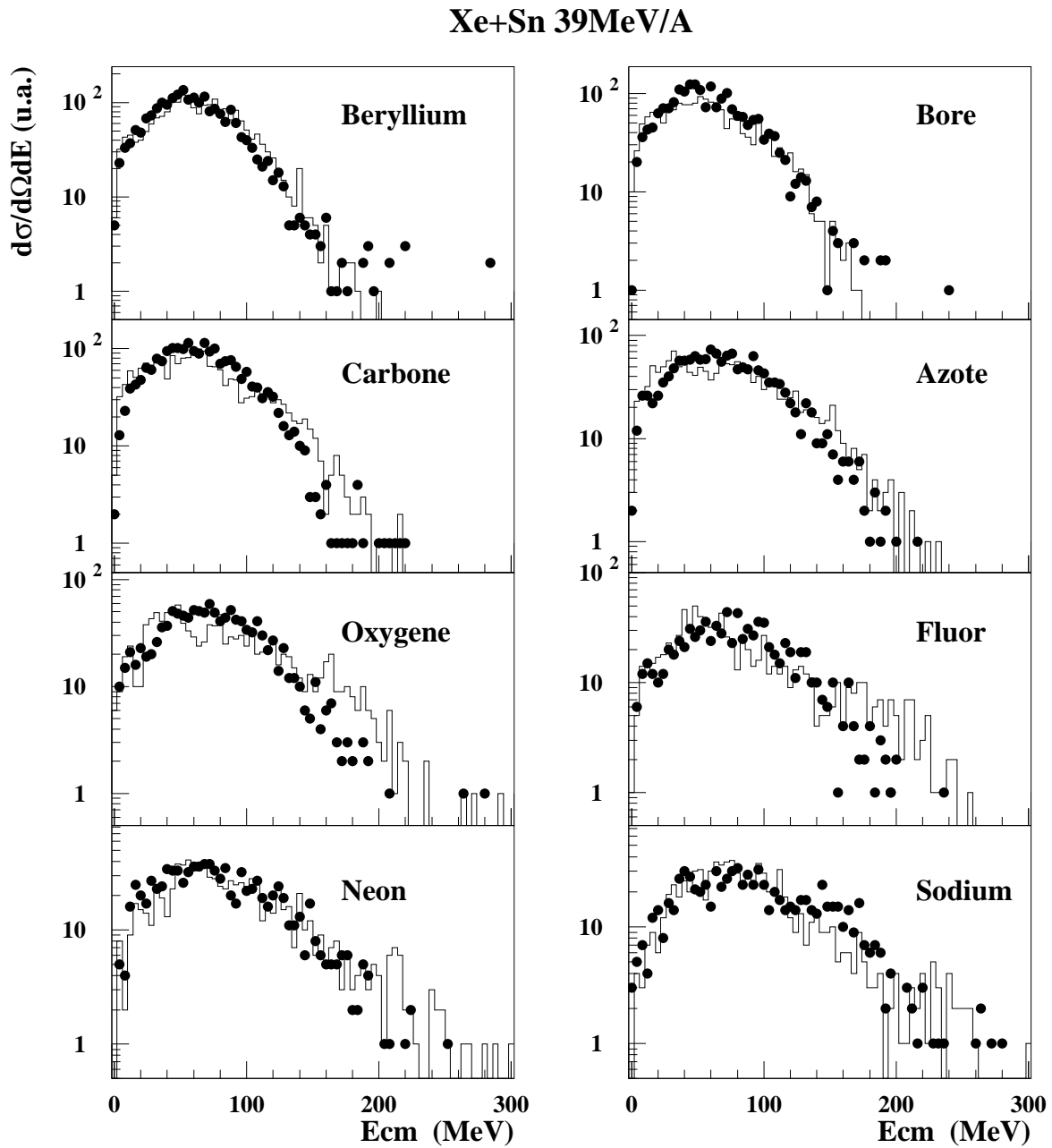


Figure 3.5: Spectres en énergie des Be, B, C, N, O, F, Ne et Na émis entre 0° et 41.5° (points) dans le centre de masse de la réaction auxquels nous avons superposé les spectres des mêmes particules émises entre 75.5° et 90° (traits).

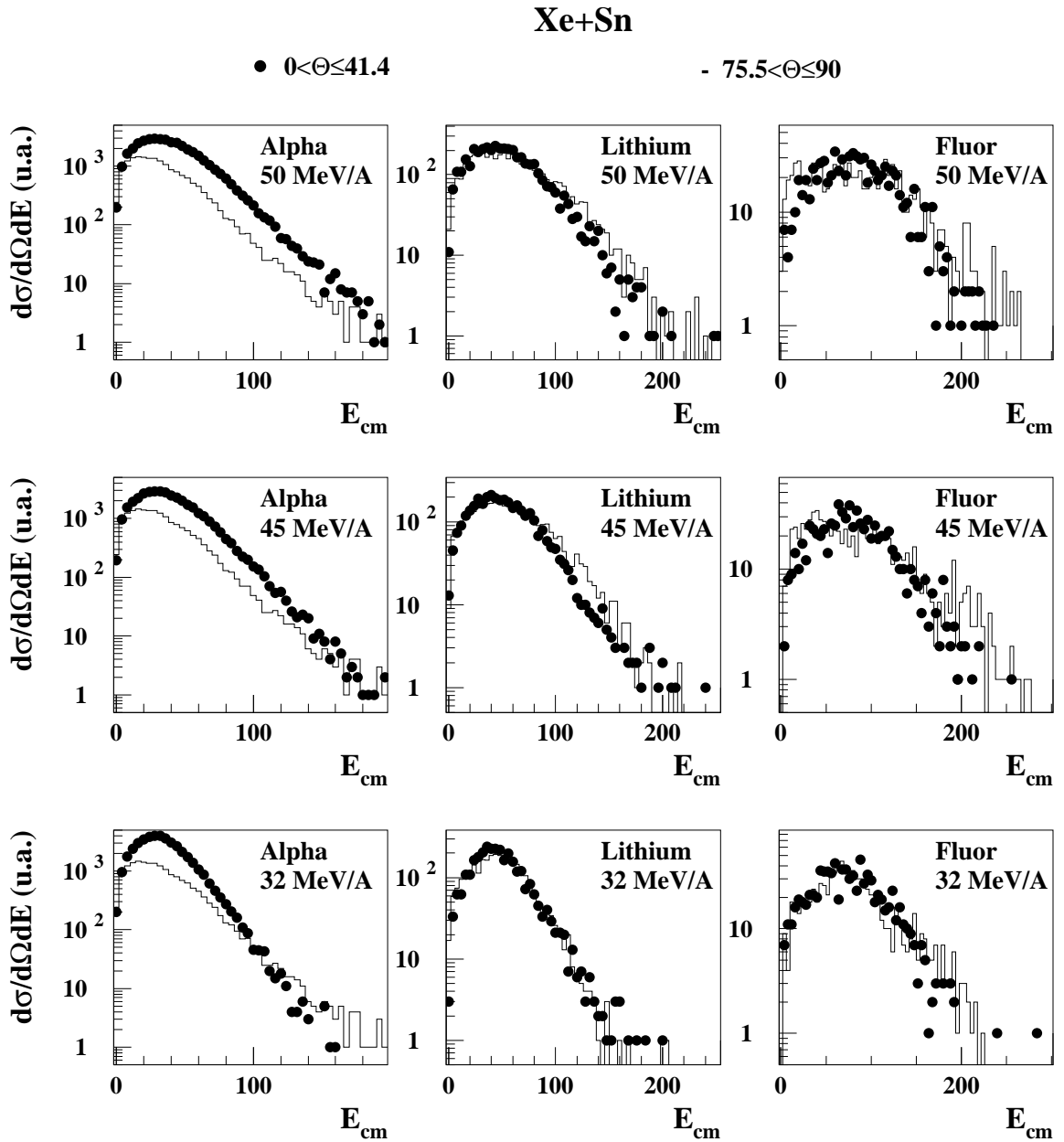


Figure 3.6: Spectres en énergie des ions Alpha, Lithium et Fluor émis entre 0° et 41.5° (points) dans le centre de masse de la réaction auxquels nous avons superposé les spectres des mêmes particules émis entre 75.5° et 90° (traits) pour des énergies incidentes de 32, 45 et 50 MeV/A.

posantes. L'une d'elle, isotrope, a les mêmes caractéristiques que celle qui émet les fragments, l'autre, semble avoir pour direction privilégiée l'axe du faisceau et peut-être attribuée soit à une émission issue des rémanents des deux partenaires initiaux de la collision, soit à un phénomène hors équilibre. Il faut noter que nous ne pourrions pas distinguer une quelconque émission de prééquilibre résultant de collisions nucléon-nucléon de la contribution due à une source équilibrée. En effet, la réaction que nous étudions étant quasi symétrique ces deux composantes seraient confondues tant en angle qu'en vitesse.

Ce travail a aussi été effectué pour la même réaction à 32, 45 et 50 MeV/A. La figure 3.6 résume la situation pour ces trois énergies. Nous pouvons voir qu'elle est la même dans tous les cas : les fragments de charge supérieure ou égale à trois sont émis isotropiquement alors que les particules légères sont détectées en plus grand nombre autour de 0 et 180° dans le centre de masse de la réaction. Les spectres sont d'autant plus larges que l'énergie de bombardement est élevée. En effet, les énergies maximales atteintes à 50 MeV/A sont plus élevées qu'à 32MeV/A et la zone correspondant à l'énergie la plus probable s'élargie.

3.1.2 Distributions en charge

Les distributions en charge sont riches en informations, elles sont capables de délivrer des renseignements sur le type de mécanisme mis en jeu, mais aussi de confirmer ce que nous ont appris les spectres énergétiques concernant l'émission isotrope des fragments de masse intermédiaires.

Dans le but de recouper et de parfaire les informations obtenues à partir des spectres en énergie, les distributions en charge des produits détectés dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32, 39, 45 et 50MeV/A pour les collisions quasi complètes telles que $\theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$ sont regroupées dans les figures 3.7 et 3.8. Le même découpage angulaire que précédemment a été effectué. Chaque figure contient les informations relatives à deux énergies incidentes, la distribution correspondant à l'énergie la plus basse est représentée par des étoiles alors que l'autre est représentée par des points. A la distribution correspondant à chaque domaine angulaire, est superposée la distribution construite avec les particules émises entre 75.5 et 90° considérée comme une référence.

Regardons dans un premier temps l'évolution de l'allure des distributions en charge en allant de la distribution des fragments émis au voisinage de 90° vers l'avant de l'espace entourant le centre de masse. Quelque soit l'énergie incidente, nous retrouvons un surplus de particules légères émises autour de 0°, mais les distributions en charge des fragments sont très proches sur tout le domaine angulaire compris entre 0 et 90°, même pour les fragments les plus lourds. Si nous nous penchons maintenant sur ce qui est détecté dans la partie arrière, il y a plus de particules légères émises au voisinage de 180°, mais plus l'angle d'émission dans le centre de masse devient grand, plus nous observons un déficit dans le nombre de fragments lourds. Ceci s'explique très bien par le fait que, les fragments lourds

Xe+Sn - 32MeV/A et 45MeV/A

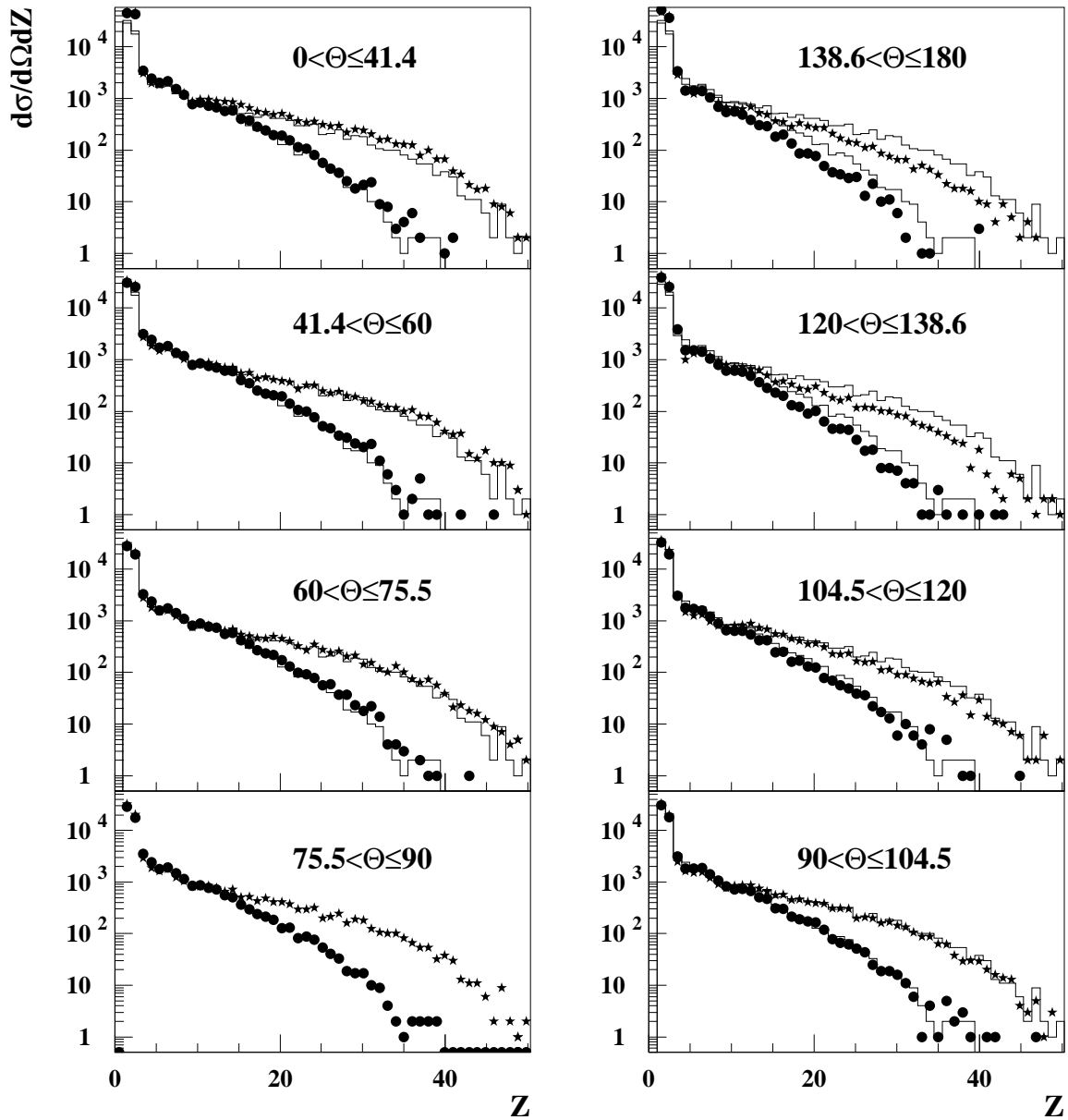


Figure 3.7: Distributions en charge en fonction du domaine angulaire dans lequel les particules sont émises à 45 (points) et 32 MeV/A (étoiles). La distribution de référence (trait continu) que nous avons reportée sur chacun des distributions a été construite à partir des particules émises entre 75.5° et 90.°.

Xe+Sn - 39MeV/A et 50MeV/A

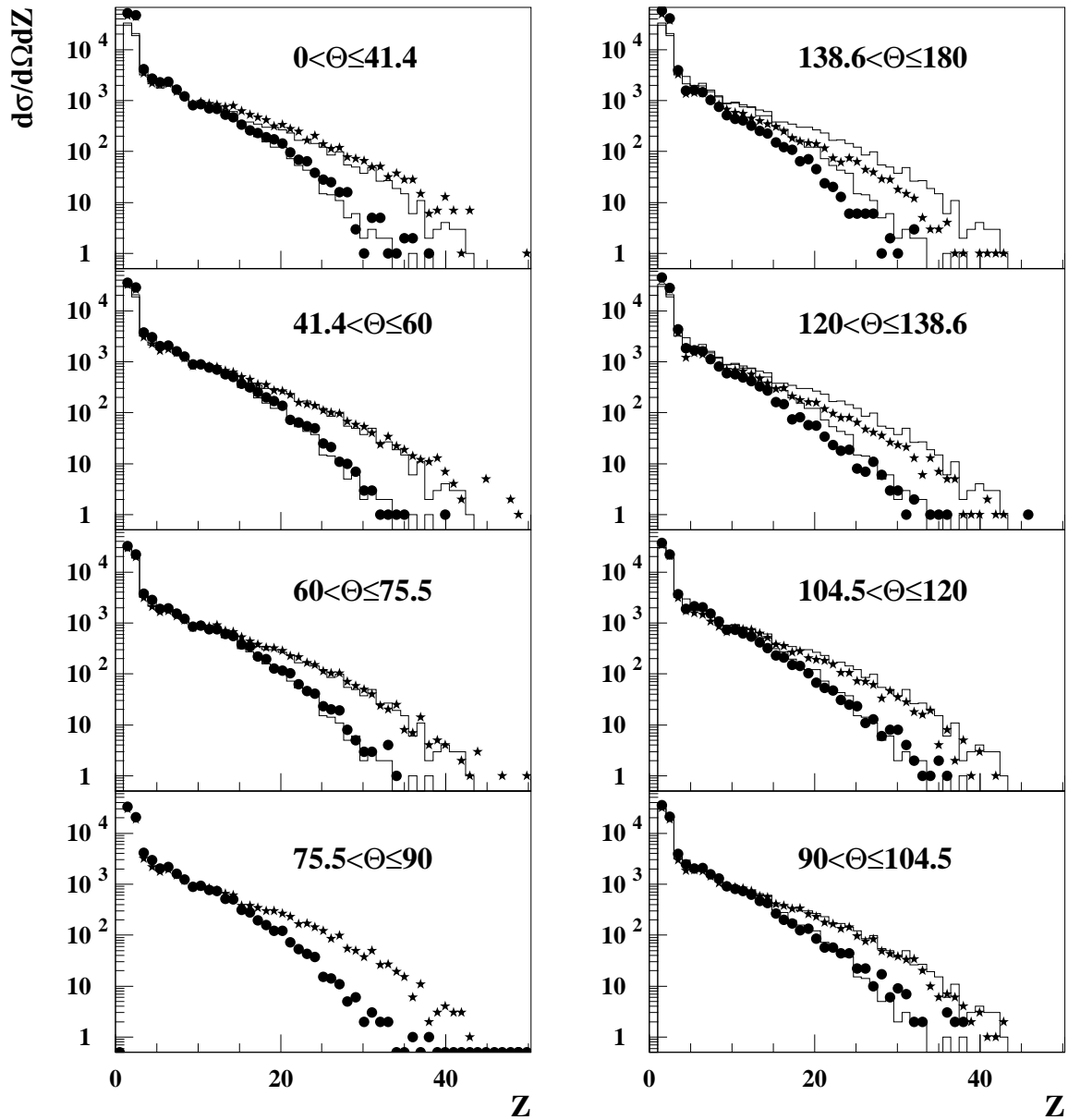


Figure 3.8: Distributions en charge en fonction du domaine angulaire dans lequel les particules sont émises à 39 (étoiles) et 50 MeV/A (points). La distribution de référence (trait continu) que nous avons reportée sur chacun des distributions a été construite à partir des particules émises entre 75.5° et 90° .

deviennent trop lents pour passer les seuils de détection d'INDRA.

Les figures 3.7 et 3.8 confirment donc que l'émission de fragments se fait de manière isotrope autour du centre de masse de la réaction, alors que les particules légères présentent une composante anisotrope au voisinage de 0 et 180°.

Intéressons nous maintenant, plus spécialement à la forme de ces distributions en charge. Elles témoignent d'une émission importante de fragments de charge inférieure ou égale à 10, présentent un plateau au voisinage des charges 10, puis leur allure devient très dépendante de l'énergie du projectile. Si il est très énergétique (50 MeV/A), la pente de la distribution augmente rapidement et la charge des fragments les plus gros est de l'ordre de 40, si il l'est moins (32 MeV/A), la pente reste plus douce. Les fragments les plus gros ont alors une charge d'environ 60. Il est d'ores et déjà clair que l'énergie d'excitation emmagasinée dans les noyaux varie beaucoup en fonction de l'énergie incidente.

3.1.3 Distributions de vitesses relatives

Les deux parties précédentes nous montrent que, quelque soit l'énergie incidente, les collisions pour lesquelles $\theta_{f_{lot}} \geq 60^\circ$ ont mené à la formation d'une source unique qui se désexcite par émission isotrope de fragments et de particules légères. A cela s'ajoute une composante anisotrope de particules légères localisée aux angles situés très à l'avant et très à l'arrière par rapport au centre de masse théorique de la réaction. Deux hypothèses semblent valides quant à cette dernière contribution : elle peut être le résultat de la désexcitation de rémanents du quasi-projectile et de la quasi-cible, ou le fait d'une émission hors équilibre lors des premiers instants de la collision.

Une autre observable devrait permettre de valider le scénario de formation d'une source unique. Il s'agit de la vitesse relative entre les trois plus gros fragments pris deux à deux. A titre de comparaison nous l'avons construite pour les événements tels que $\theta_{f_{lot}} \leq 45^\circ$ d'une part et tels que $\theta_{f_{lot}} \geq 60^\circ$ d'autre part.

La figure 3.9 résume les résultats obtenus. A titre indicatif, nous avons figuré par des flèches la vitesse relative attendue entre deux fragments après une fission symétrique, ainsi que la vitesse maximale entre le projectile et la cible si aucune énergie n'a été relaxée. Le cas le plus simple à interpréter est celui pour lequel l'énergie incidente vaut 50 MeV/A. Pour les collisions telles que $\theta_{f_{lot}} \leq 45^\circ$ deux composantes se distinguent clairement. L'une d'elles est centrée sur des vitesses relatives de l'ordre de 7 à 8 cm/ns ce qui correspond à la vitesse relative attendue entre le quasi-projectile et la quasi-cible, les deux fragments sont donc issus de l'un et l'autre des deux partenaires initiaux ce qui marque le caractère binaire de la collision. L'autre composante est centrée sur des vitesses relatives de l'ordre de 3,5 cm/ns, soit celles qui sont attendues lorsque les deux fragments sont issus de la même source excitée et que leur vitesse relative est gouvernée à la fois par la répulsion Coulombienne et l'énergie d'excitation du noyau père. Les deux fragments sont alors émis par le même des deux partenaires de la collision binaire,

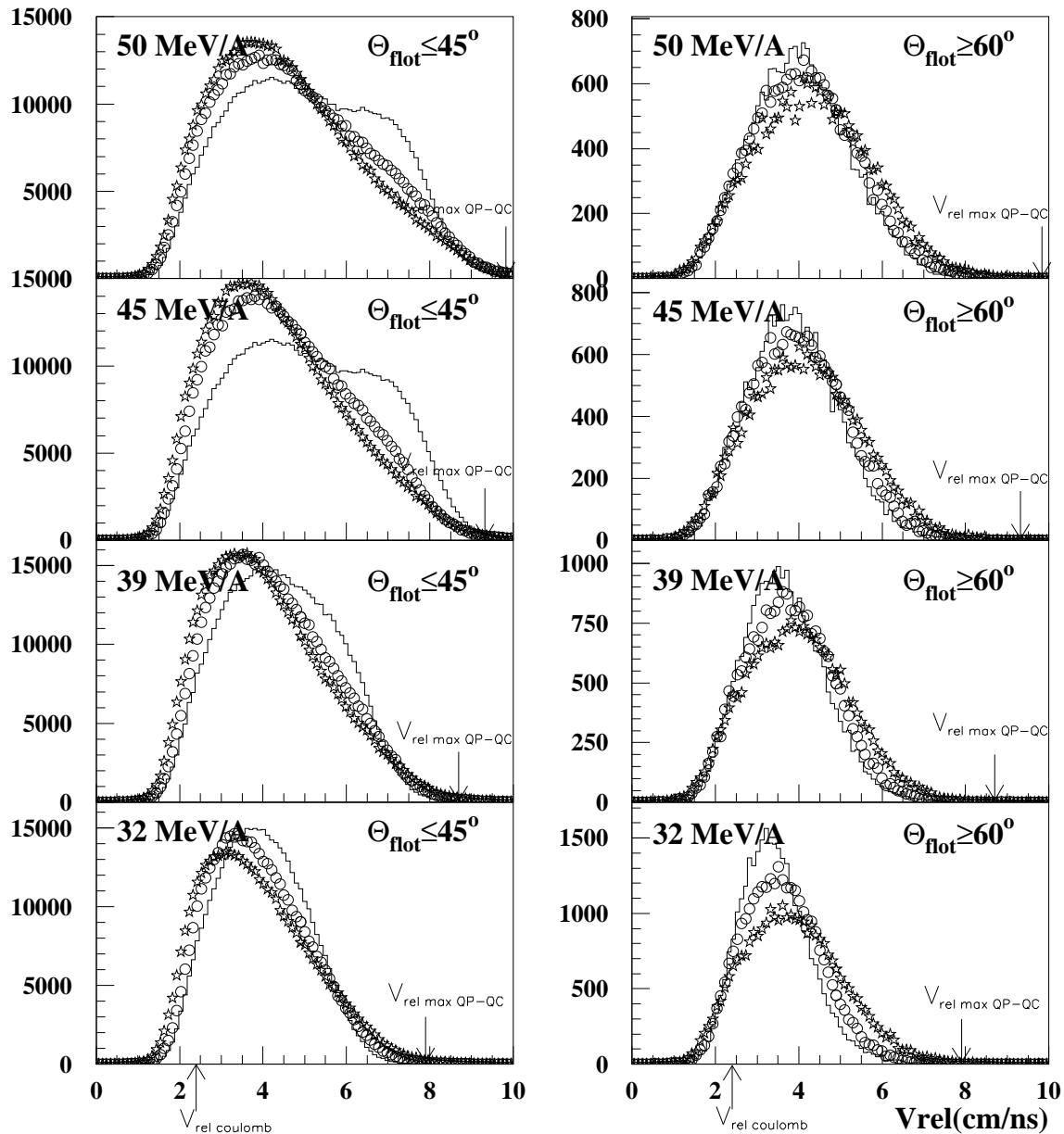


Figure 3.9: La partie gauche de la figure présente les vitesses relatives entre les trois plus gros fragments pris deux à deux pour les événements tels que $\theta_{\text{flot}} \leq 45^\circ$, la partie droite pour les événements tels que $\theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$. L'énergie incidente passe de 32 à 50 MeV/A en allant de bas en haut. La distribution en traits pleins présente la vitesse relative calculée entre les deux plus gros fragments, les points symbolisent celle qui est calculée entre le plus gros fragment et le troisième plus gros, les étoiles celle qui est calculée entre le deuxième et le troisième plus gros.

ou par une source unique. Il faut en effet se souvenir que l'un des inconvénients de la méthode de sélection est de ne permettre d'isoler que la moitié des événements d'intérêt puisque les autres ont un petit angle de flot et se trouvent de ce fait indissociables des collisions binaires. Notons cependant que cette composante est importante surtout lorsque nous calculons la vitesse relative entre le troisième plus gros et le deuxième ou entre le troisième et le plus gros. Si les deux plus gros fragments sont les résidus de la désintégration de la cible et du projectile, le troisième a très probablement été émis par l'un des deux.

Les distributions en vitesses relatives pour les collisions telles que $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ présentent uniquement la composante associée à la répulsion Coulombienne entre deux fragments issus de la même source. Elle est centrée sur une vitesse d'environ 4 cm/ns. De plus, les trois distributions construites en utilisant la vitesse relative entre le plus gros fragment et le deuxième, le plus gros et le troisième, puis les deuxième et troisième plus gros, se superposent. Nous en déduisons donc que les trois plus gros fragments sont issus de la même source qui se trouve être la source de fusion incomplète.

Lorsque la vitesse relative attendue entre le quasi-projectile et la quasi-cible diminue les deux composantes dont nous venons de parler se rapprochent et deviennent difficiles à discerner. C'est ce qui se produit lorsque l'énergie du projectile devient plus faible. Quand elle est de 45 MeV/A la distinction se fait encore facilement et les commentaires que nous venons de faire valent aussi ici. A 39 MeV/A, la vitesse relative attendue entre le quasi-projectile et la quasi-cible est de l'ordre de 6 cm/ns (vitesse observée en moyenne sur la figure 2.9 lorsque $\theta_{flot} \leq 45^\circ$), le pic correspondant sera alors proche de celui que nous avons associé à la répulsion coulombienne qui existe entre deux fragments issus de la même source. Effectivement, la figure, associée aux collisions telles que $\theta_{flot} \leq 45^\circ$ ne montre plus deux pics mais un seul, très large dont la forme particulière nous laisse supposer la présence de deux composantes. Le pic associé à la corrélation entre le troisième plus gros fragment et l'un des deux autres est décalé vers les basses vitesses relatives. Or lorsque le troisième plus gros fragment est corrélé à un autre, il se trouve qu'ils sont le plus souvent issus tous deux de la même source. C'est précisément ce constat qui permet de distinguer deux composantes pour les collisions telles que $\theta_{flot} \leq 45^\circ$ lorsque l'énergie incidente est de 32 MeV/A. Nous allons maintenant regarder attentivement les figures présentant les vitesses relatives pour les événements d'angle de flot supérieur à 60° à 39 et 32 MeV/A. Dans les deux cas, nous observons une seule composante centrée sur la vitesse relative attendue entre deux fragments issus d'une même source et ce quelque soit le type de fragment que nous regardons. Il faut noter que les pics obtenus sont beaucoup plus étroits que pour les événements tels que $\theta_{flot} \leq 45^\circ$, et qu'ils sont décalés vers les faibles vitesses par rapport à ceux-ci. Ils sont centrés sur des valeurs qui augmentent légèrement avec l'énergie incidente. En effet, même si la composante due à la répulsion coulombienne reste sensiblement la même, celle qui est liée à l'énergie d'excitation du noyau émetteur est susceptible d'augmenter

avec l'énergie incidente.

En résumé, pour les événements dont l'angle de flot est supérieur à 60° , pour des énergies incidentes allant de 32 à 50 MeV/A, les gros fragments sont émis au voisinage de la vitesse du centre de masse de la réaction, et les trois plus gros fragments de l'événement sont émis par la même source qui émet les autres fragments de façon isotrope. Dans la suite nous allons donc décrire précisément les caractéristiques de cette source, estimer sa taille et son énergie d'excitation. Nous allons voir dans quelles mesures ces grandeurs physiques évoluent en fonction de l'énergie incidente.

3.2 Caractéristiques de la source isolée selon l'énergie incidente

3.2.1 Détermination de la Charge moyenne de la source

Nous avons vu précédemment que tous les fragments détectés étaient émis par cette source. Ainsi, pour déterminer sa taille nous allons dans un premier temps sommer événement par événement les charges de tous les fragments détectés. En ce qui concerne les particules légères il faudra faire en sorte d'exclure de la sommation celles qui proviennent de la composante anisotrope. Les spectres en énergie dans le centre de masse de la réaction ont montré qu'aucune trace de cette composante ne pouvait être détectée si on s'en tenait aux particules émises entre 60 et 120° dans le centre de masse de la réaction. Cet intervalle correspond à la moitié de l'angle solide 4π . Nous ne pourrions pas prendre en compte l'intervalle complémentaire puisqu'il est pollué par la composante anisotrope. Dans la mesure où la source émet isotropiquement, nous pouvons supposer que les particules qu'elle a émises dans le domaine angulaire que nous excluons ont, à des fluctuations statistiques près, les mêmes caractéristiques que celles qui sont émises entre 60 et 120° dans le centre de masse. La charge moyenne de la source émettrice est donc estimée de la façon suivante :

$$\overline{Z_{source}} = \overline{\sum_{0-180^\circ} Z_{Z \geq 3}} + 2 \overline{\sum_{60-120^\circ} Z_{Z < 3}} \quad (3.1)$$

La figure 3.10 présente les résultats obtenus pour les quatre énergies incidentes dont nous disposons. La première remarque qui peut être faite est que la charge estimée pour la source est grande, puisqu'elle correspond à environ 90% de la charge totale détectée pour l'ensemble du système et qu'elle diminue seulement de quatre unités quand l'énergie incidente augmente. Regardons maintenant les distributions associées au détail du calcul. La charge collectée sous forme de fragments de $Z \geq 3$ est importante et l'est d'autant plus que l'énergie incidente diminue. La distribution présente une certaine largeur, elle reflète les probabilités correspondant aux différentes voies de désintégration et existe de la même

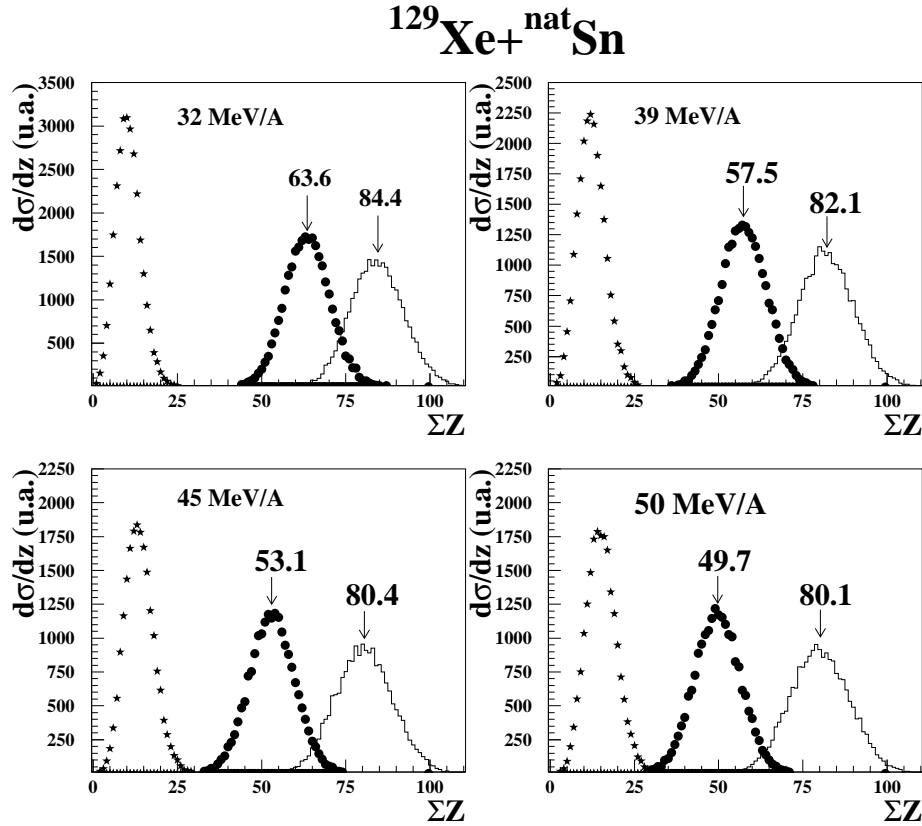


Figure 3.10: *Distribution de la somme des charges collectées sous forme de fragments (points), sous forme de particules légères entre 60° et 120° dans le centre de masse de la réaction (étoiles), et de la charge totale de la source formée (histogrammes), pour les événements d'angle de flot grand sélectionnés lors de la réaction $^{129}\text{Xe} + \text{nat}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A.*

façon sur les distributions obtenues à partir des particules légères. La somme des charges des particules légères augmente avec l'énergie incidente ce qui témoigne de l'augmentation de l'énergie d'excitation de la source. Lors du calcul du $\overline{Z_{source}}$ nous sommes amenés à multiplier par deux la somme des charges des particules légères, ceci conduit à ne plus pouvoir considérer la largeur de la distribution en $\overline{Z_{source}}$ comme l'éventail des fluctuations possibles sur la taille de la source. En effet sa distribution se trouve artificiellement élargie par cette opération et seule la valeur moyenne est à prendre en compte. Ainsi, la source a une charge moyenne de 84.4 à 32 MeV/A, 82.1 à 39 MeV/A, 80.4 à 45 MeV/A et de 80.1 à 50 MeV/A.

La figure 3.11, qui présente le pourcentage de la charge totale du système émise sous forme de fragments en fonction de l'énergie incidente, montre que

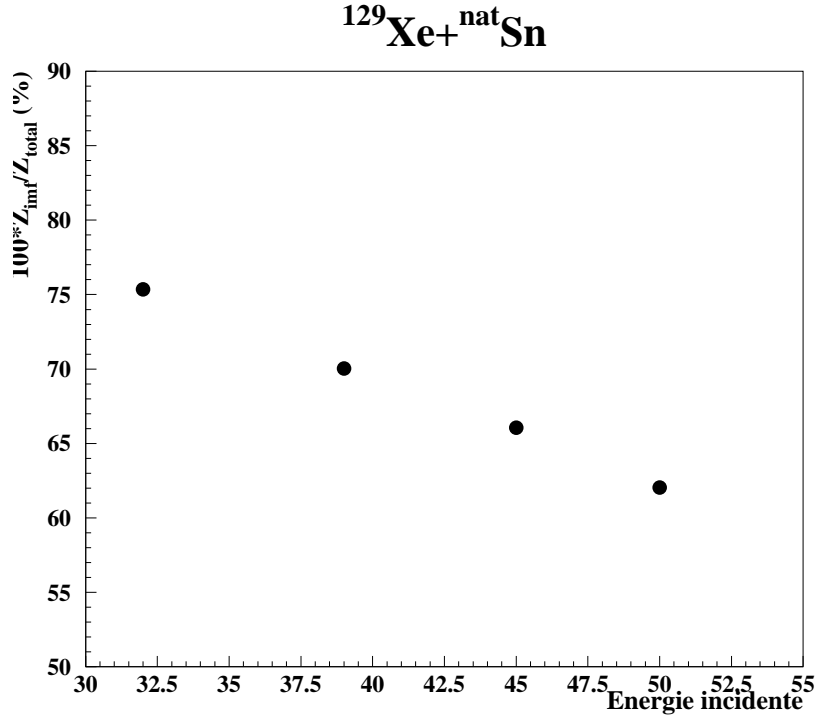


Figure 3.11: Proportion de charge totale du système émise sous forme de fragments, pour les événements de grand angle de flot au cours de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A.

ceux-ci emportent entre 60 et 75% de la charge du système. La part de la charge emportée par les fragments diminue quand l'énergie incidente augmente, ce qui est inhérent au fait que l'augmentation de l'énergie d'excitation induit une croissance du nombre de particules légères émises. La fragmentation du système est de plus en plus importante.

3.2.2 Détermination de l'énergie d'excitation moyenne de la source

L'énergie d'excitation de la source formée est l'une des grandeurs fondamentales qu'il faut absolument connaître pour comprendre les mécanismes qui entrent en jeu au cours de la collision. Elle est nécessaire pour faire les comparaisons avec des modèles théoriques. Pour la déterminer, nous allons utiliser une méthode dite de calorimétrie [CUS 93], qui s'appuie sur la formule suivante :

$$E^* = \sum_{c=1}^{M_c} E_c + \sum_{n=1}^{M_n} E_n + Q \quad (3.2)$$

M_c est la multiplicité de particules légères et fragments émis par la source que nous étudions, E_c est leur énergie cinétique dans le référentiel du noyau émetteur. M_n est la multiplicité de neutrons émis par le noyau chaud, E_n est leur énergie cinétique dans son référentiel.

Q est la différence d'excès de masse entre les produits finaux et initiaux. Elle est calculée à partir de la formule de la goutte liquide proposée par Seeger et Prisho [SEE 67].

La méthode utilisée pour calculer la somme des énergies cinétiques des particules chargées et des fragments est analogue à celle qui est mise en oeuvre pour calculer la charge moyenne de la source. En effet :

$$\sum_{c=1}^{M_c} E_c = \sum_{0-180^\circ} E_{Z \geq 3} + 2 \sum_{60-120^\circ} E_{Z < 3} \quad (3.3)$$

$E_{Z \geq 3}$ est l'énergie cinétique des fragments de charge supérieure où égales à trois, dans le centre de masse théorique de la réaction et $E_{Z < 3}$ est l'énergie cinétique des particules légères dans le même référentiel.

Il faut noter que l'expression 3.2 comporte deux inconnues. En effet, INDRA ne détectant pas les neutrons, nous avons dû estimer leurs multiplicités et leurs énergies. Pour ce faire, nous avons réalisé un bilan en masse : le nombre de neutrons émis correspond à la différence entre la masse initiale de la source de fusion et la somme des masses des produits de sa désexcitation. Cependant INDRA ne mesure pas non plus les masses des fragments de charge supérieure ou égale à trois, nous ne disposons que des charges des produits finaux. Plusieurs possibilités permettent d'estimer leur masse :

- Nous pouvons supposer que les fragments que nous détectons sont stables et associer à chaque fragment de charge Z_i une masse A_i prise de telle façon que le fragment appartienne à la vallée de stabilité. La fonctionnelle qui suit a été calculée en utilisant une série de noyaux appartenant à cette vallée.

$$A_i = 1.867 Z_i + 0.016 Z_i^2 - 1.07 \cdot 10^{-04} Z_i^3 \quad (3.4)$$

- Une autre possibilité consiste à utiliser une formule semi-empirique, tenant compte du fait que les noyaux résultant d'une désintégration par émission de particules n'appartiennent pas forcément à la vallée de stabilité. Nous pouvons par exemple utiliser :

$$A_i = 2.08 Z_i + 0.0029 Z_i^2 \quad (3.5)$$

Cette formule a été établie à partir de mesure conjointes des masses et des charges de particules issues de la désintégration de divers fragments ayant une énergie d'excitation supérieure à 1 MeV/A [CHA 88].

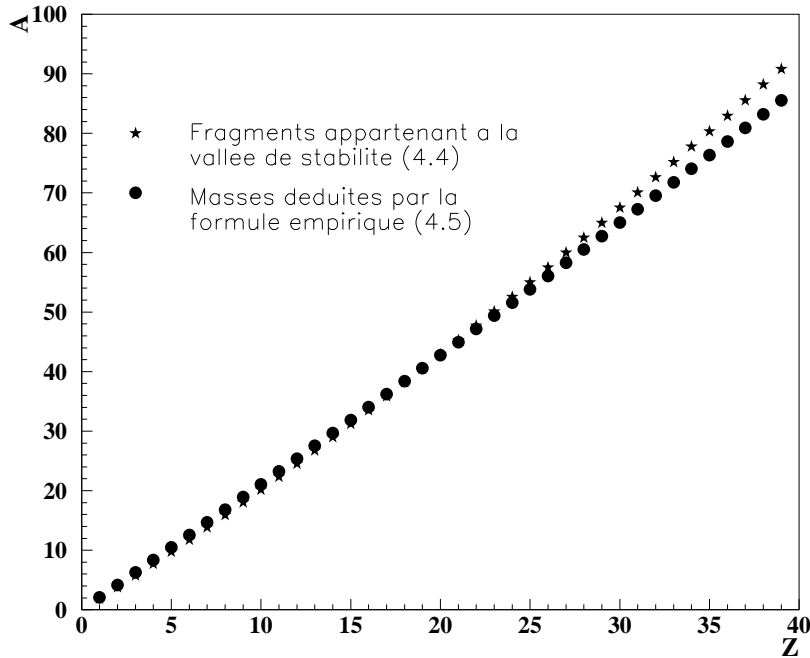


Figure 3.12: Comparaison entre les correspondances charge-masse des fragments obtenues par les formules 3.4 et 3.5. La première est basée sur l'hypothèse que les fragments que nous détectons appartiennent à la vallée de stabilité (étoiles), la seconde a été établie à partir de mesures expérimentales (points noirs).

La figure 3.12 présente une comparaison entre les correspondances charge-masse des fragments obtenues par les deux méthodes.

Elle montre que pour des fragments de charge inférieure ou égale à 25, les masses obtenues par l'une et l'autre des méthodes sont presque identiques, la différence entre elles n'excède jamais une unité de masse. Au delà les deux courbes s'éloignent un peu. Ainsi, pour un fragment de charge 39, la différence entre les masses obtenues par chacune des méthodes est de l'ordre de 5. Pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ dans le domaine d'énergie où nous nous trouvons, nous sommes surtout amenés à estimer la masse des fragments dans le domaine où les résultats sont les mêmes quelque soit la méthode utilisée. Nous avons choisi d'utiliser la vallée de stabilité pour estimer la masse des fragments détectés, c'est donc la formule 3.4 que nous utilisons pour calculer les masses des produits de désintégration de la source.

La masse initiale de la source (notée A_{source}) sera estimée à partir de sa charge initiale moyenne, calculée selon l'expression 3.1, en supposant que le rapport nombre de neutrons sur nombre de protons est le même que pour le système

$^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$. Cette hypothèse est raisonnable dans la mesure où ce rapport est le même pour le projectile que pour la cible et donc pour le système total.

Nous avons maintenant tous les éléments pour obtenir une estimation de la multiplicité des neutrons émis :

$$M_n = A_{\text{source}} - \sum_{c=1}^{M_c} A_c \quad (3.6)$$

A_c représente la masse des produits chargés issus de la désintégration de la source de fusion, M_c représente leur multiplicité. Nous estimons qu'en moyenne 28 neutrons sont émis au cours de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A, 30 à 39 MeV/A, 31 à 45 et 32 à 50 MeV/A.

Pour estimer l'énergie des neutrons, nous avons utilisé celle des protons à laquelle nous avons retiré l'énergie correspondant à la barrière coulombienne soit 3.5 MeV.

$$\sum_{n=1}^{M_n} E_n = \left(\frac{M_n}{M_p} \sum_{p=1}^{M_p} E_p \right) - 3.5 M_n \quad (3.7)$$

M_p et E_p sont respectivement la multiplicité et l'énergie des protons identifiés comme étant issus de la désintégration de la source dont nous cherchons à calculer l'énergie d'excitation.

La figure 3.13 présente les distributions en énergie d'excitation que nous avons obtenues par la méthode précédemment décrite pour les événements quasi complets tels que $\theta_{\text{floc}} \geq 60^\circ$ enregistrés lors de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32, 39, 45 et 50 MeV/A. La largeur des distributions ne pourra pas être considérée comme la gamme de valeur que peut prendre l'énergie d'excitation du noyau pour les raisons énoncées au paragraphe 3.2.1. Ceci est d'autant plus vrai ici, du fait des estimations supplémentaires en ce qui concerne les neutrons et les masses des noyaux. Cependant, nous avons vérifié que la valeur moyenne de l'énergie d'excitation est une grandeur robuste et peu sensible aux hypothèses successives que nous venons de faire. Plus l'énergie incidente augmente, plus la source isolée est chaude, son énergie d'excitation moyenne est de 7.3 ± 0.2 MeV/A quand l'énergie du projectile est de 32 MeV/A, elle vaut 9.4 ± 0.2 MeV/A quand elle est de 39 MeV/A, 11.2 ± 0.3 à 45 MeV/A et 12.5 ± 0.3 MeV/A à 50 MeV/A. Nous avons vu au paragraphe 3.2.1 que la taille de la source augmente peu quand l'énergie incidente diminue, notre étude va donc permettre de suivre l'évolution des modes de désexcitation d'une source un peu plus grosse qu'un noyau d'or en fonction de l'énergie qu'elle a emmagasinée. Notons que les valeurs obtenues sont remarquablement élevées : elles sont légèrement inférieures à l'énergie disponible à 32 et 39 MeV/A, mais correspondent à sa totalité à 45 et 50 MeV/A. Pour les obtenir, nous avons comptabilisé toutes les particules appartenant à la composante isotrope, mais il n'est pas exclu que nous ayons pris en compte des particules de haute énergie émises hors équilibre au cours de collisions nucléon-nucléon lors des premiers

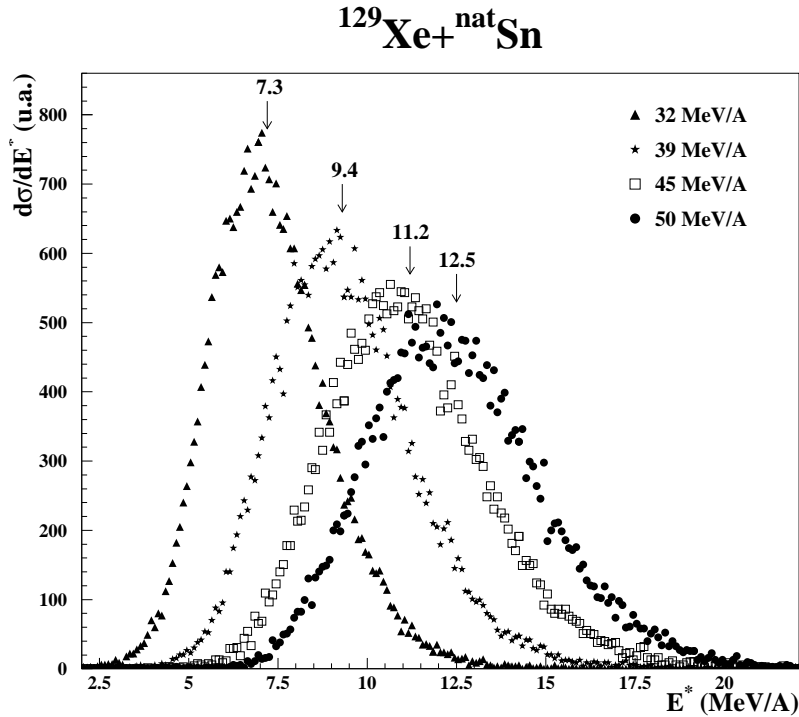


Figure 3.13: Énergie d'excitation de la source de fusion incomplète.

instants de l'interaction. En effet, notre système étant quasi symétrique, cette composante est isotrope dans le centre de masse de la réaction et il n'est pas possible de la distinguer. Il est probable qu'elle soit d'autant plus importante que l'énergie d'excitation augmente. D'autre part, comme cela est mentionné dans les références [MAR 97] et [BOU 97], pour les collisions sélectionnées à 50 MeV/A ces énergies ne sont peut-être pas purement thermiques et peuvent inclure une composante d'énergie collective. Cette question sera discutée en détail au chapitre 6.

3.2.3 Espèces émises lors de la désexcitation de la source

Nous connaissons maintenant la taille et l'énergie d'excitation moyenne de la source formée lors des collisions que nous avons sélectionnées en fonction de l'énergie incidente. Nous obtiendrons des informations intéressantes quant aux processus qui ont mené à sa désexcitation en regardant avec attention quelles sont les particules et fragments majoritairement émis. Pour obtenir les multiplicités présentées sur la figure 3.14 la technique utilisée est celle qui est décrite dans le paragraphe 3.2.1 pour le calcul de la charge moyenne de la source. Ainsi, seules les particules légères émises entre 60° et 120° par rapport au centre de masse de

la réaction sont considérées et leurs caractéristiques sont extrapolées au domaine 0 et 180°. Pour les fragments, la méthode est plus simple puisqu'ils sont émis isotropiquement. Les multiplicités de particules légères et de fragments croissent avec l'énergie incidente ce qui concorde avec les valeurs de plus en plus élevées obtenues pour les énergies d'excitation. Le nombre de fragments détectés est important puisqu'il varie de 6 à 7 quand l'énergie incidente augmente. Ainsi les données sont caractéristiques d'un régime d'émission multiple de fragments ce qui permet de supposer que le système passe par une région de basse densité. Quelque soit l'énergie incidente, la source émet beaucoup plus de particules de $Z = 1$ que de particules de $Z = 2$ dont le nombre est proche de celui des fragments de $Z \geq 3$. En regardant maintenant la partie b de la figure, nous constatons que la multiplicité de chacun des isotopes croît avec l'énergie incidente.

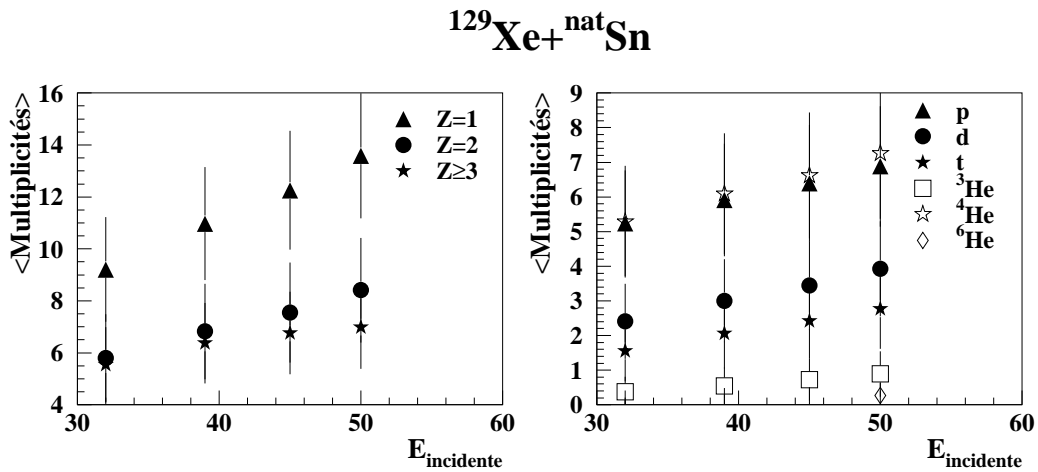


Figure 3.14: A gauche : multiplicités moyennes des particules et fragments émis en fonction de l'énergie incidente. A droite : multiplicités moyennes de protons, deutons, tritons, ^3He , alpha et ^6He .

3.3 Caractéristiques de la composante anisotrope

Afin d'avoir une vision plus complète des événements sélectionnés, nous allons maintenant décrire les caractéristiques globales de la composante anisotrope.

3.3.1 Estimation de la charge moyenne de la composante anisotrope

Nous avons montré plus haut que cette composante émet exclusivement des particules légères entre 0 et 60° et entre 120 et 180° dans le centre de masse de la réaction. Il n'est pas possible de compter événement par événement les particules qu'elle émet car nous ne savons pas les distinguer de celles qui sont émises par la source de quasi-fusion.

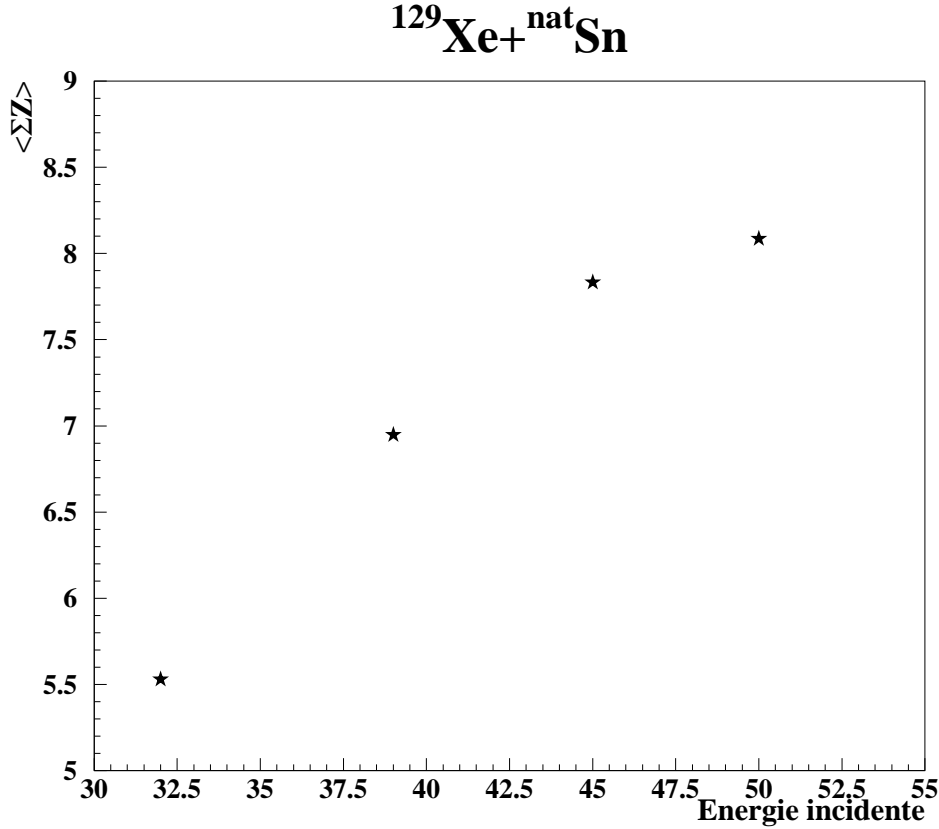


Figure 3.15: Charges de la composante anisotrope pour les événements de grand angle de flot collectés lors de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A.

Cependant le nombre de charge que cette source émet sous forme de particules légères est connu, et il est possible de calculer la quantité de charge de $Z \leq 2$ détectée entre 0° et 60° dans le centre de masse de la réaction. Ce domaine angulaire correspond à un quart de l'angle solide total et à la moitié de l'angle solide associé au domaine $60^\circ - 120^\circ$. En conséquence, la charge moyenne correspondant à la composante anisotrope peut être estimée de la façon suivante :

$$\overline{Z_{aniso}} = 2 \overline{\sum_{0-60^\circ} Z_{Z<3}} - \overline{\sum_{60-120^\circ} Z_{Z<3}} \quad (3.8)$$

$\overline{Z_{aniso}}$ est la charge moyenne de la composante anisotrope.

$\overline{\sum_{0-60^\circ} Z_{Z<3}}$ est la quantité moyenne de charge émise sous forme de particules légères entre 0° et 60° . Elle inclut à la fois celles qui sont issues des deux composantes.

$\overline{\sum_{60-120^\circ} Z_{Z<3}}$ est la quantité moyenne de charge émise sous forme de particules légères entre 60° et 120° , soit exclusivement des particules produites par la désintégration de la source de quasi-fusion.

Nous n'avons pas souhaité utiliser l'information relative au domaine angulaire $120, 180^\circ$ parce qu'il est celui où les problèmes de seuils ou d'ombre de la cible se feraient le plus sentir, mais nous avons pu constater, au vu des spectres en énergie, que cette composante avait des caractéristiques semblables à l'avant et à l'arrière du centre de masse.

La figure 3.15 regroupe les valeurs ainsi obtenues. La quantité de charge issue en moyenne de la composante est de 5.5 unités à 32 MeV/A, 6.9 à 39 MeV/A, 7.8 à 45 MeV/A et 8 à 50 MeV/A.

3.3.2 Espèces émises lors de la désexcitation de la composante anisotrope

Pour obtenir toutes les multiplicités moyennes des particules émises de manière anisotrope, une technique similaire à celle qui est décrite au paragraphe précédent a été utilisée. Elles sont regroupées dans la figure 3.16 qui présente leur évolution en fonction de l'énergie incidente.

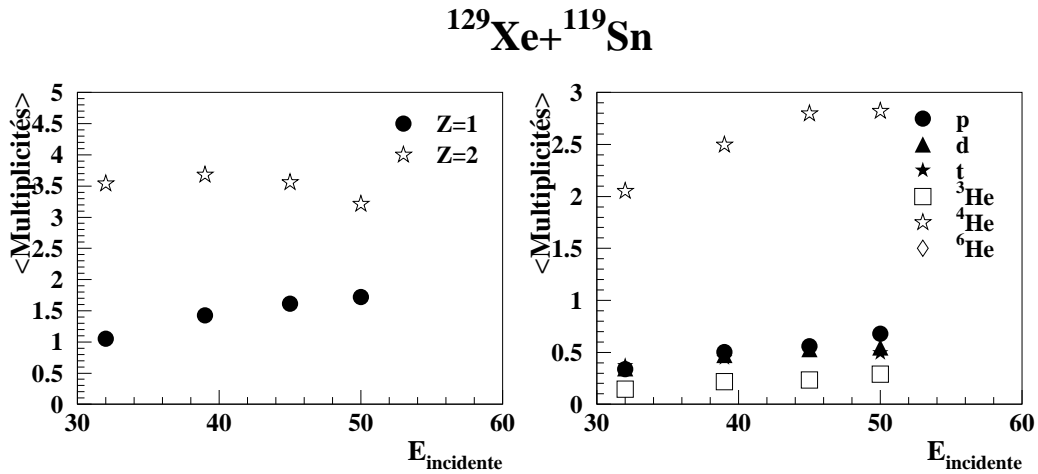


Figure 3.16: *A gauche* : multiplicités moyennes des particules $Z=1$ et $Z=2$ émises en fonction de l'énergie incidente. *A droite* : multiplicités moyennes de protons, deutons, tritons, ^3He , alpha et ^6He .

Cette évolution est faiblement marquée ce qui suggère que la quantité d'énergie

d'excitation évacuée change peu avec l'énergie incidente. L'information la plus marquante apportée par cette figure est que la grande majorité de la charge des rémanents est collectée sous forme d'alpha et le nombre de particules de $Z=1$ est plus de deux fois inférieur au nombre de particules de $Z=2$. Ceci est tout à fait contraire au comportement observé pour la composante isotrope qui présente les caractéristiques d'une source équilibrée, et témoigne du fait que nous sommes en présence de mécanismes d'émission radicalement différents. Une telle quasi-constance du nombre de particules de prééquilibre émises en fonction de l'énergie d'excitation a été observée pour les neutrons dans la référence [HIL 87].

3.4 Estimation de la masse moyenne de la source de quasi-fusion

Nous nous sommes attachés à décrire les caractéristiques des collisions centrales telles que nous les avons détectées. Cependant, malgré ses hautes performances, INDRA présente une efficacité de détection de l'ordre de 90% et ne permet une identification en masse que pour les produits légers. Nous allons maintenant réaliser les corrections d'efficacité qui s'imposent et estimer la masse moyenne de la source de quasi-fusion. Les tableaux 3.1 et 3.2 synthétisent ce travail.

$E_{incidente}$	$Z_{total\ détectée}$	efficacité	$Z_{source\ corrigée}$	$Z_{anisotrope}$
32 MeV/A	94.2	90.6%	93.2±2 (84.4)	10.8±2 (5.5)
39 MeV/A	93.3	89.7%	91.5±2 (82.1)	12.5±2 (6.9)
45 MeV/A	92.6	89.0%	90.3±2 (80.4)	13.7±2 (7.8)
50 MeV/A	92.4	88.9%	90.1±2 (80.1)	13.9±2 (8.1)

Tableau 3.1: *Corrections d'efficacité. Les chiffres entre parenthèses sont les valeurs avant correction.*

Connaissant la somme moyenne des charges détectées (composante anisotrope et composante isotrope) pour le lot d'événements sélectionnés, nous pouvons estimer l'efficacité moyenne d'INDRA pour ce type de collisions et ainsi corriger la charge moyenne de la source déterminée au paragraphe 3.2.1. Les valeurs ainsi obtenues sont consignées dans le tableau 3.1.

Cependant, étant donné l'absence de détecteur entre 0° et 2° et entre 176° et 180° , les particules issues de la composante anisotrope, nombreuses dans cette région, ont une probabilité d'être détectées beaucoup plus faible que le reste de l'événement. Aussi, nous allons considérer que la différence entre la charge totale du système et la charge de la source de quasi-fusion corrigée de l'efficacité moyenne du détecteur, est celle de la composante anisotrope. Cette méthode surestime

la taille de la source. En effet l'efficacité dont nous l'avons corrigée comprend l'efficacité plus mauvaise pour la détection de la composante anisotrope. Malgré cela, étant donné le petit nombre de charges issues de cette dernière, l'erreur sur la détermination de la charge moyenne de la source de quasi-fusion n'excède pas deux unités.

$E_{incidente}$	Première estimation		Deuxième estimation		Estimation finale	
	$A_{anisotrope}$	A_{source}	A_{source}	$A_{anisotrope}$	A_{source}	$A_{anisotrope}$
32 MeV/A	22.25	225.75	221.8	26.2	224±6	24±6
39 MeV/A	25.7	220.3	217.8	30.2	219±6	29±6
45 MeV/A	28.2	219.8	215.0	33.0	217±6	31±6
50 MeV/A	28.3	219.7	214.85	33.15	217±6	31±6

Tableau 3.2: *Masse moyenne de la source de quasi-fusion.*

A partir de la charge moyenne de la source de quasi-fusion, deux méthodes ont permis d'estimer sa masse moyenne.

La première est basée sur le fait que la composante anisotrope est composée de particules dont INDRA permet de connaître la masse. En partant de leur multiplicités respectives recensées dans la figure 3.16, et de la charge moyenne de cette composante, nous sommes capables d'en estimer la masse. La différence entre celle-ci et la masse totale du système $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$, donne la masse de la source de quasi-fusion à condition d'avoir correctement estimé le nombre de neutrons émis isotropiquement. Nous avons supposé qu'il est le même que le nombre de protons.

La deuxième méthode, plus directe, repose sur l'hypothèse selon laquelle le rapport du nombre de neutrons sur le nombre de protons, qui est le même dans chacun des deux partenaires de la collision, est conservé pour la source de quasi-fusion.

Les valeurs obtenues par ces deux méthodes figurent dans le tableau 3.2, la dernière colonne présente une moyenne des deux estimations.

Ainsi, la taille moyenne de la source du quasi-fusion évolue peu en fonction de l'énergie incidente et représente près de 90% de la charge totale du système.

3.5 Conclusion

La sélection des événements quasi complets dont l'angle de flot est supérieur à 60° permet d'isoler les collisions centrales au cours desquelles une source de quasi-fusion est formée. Sa charge moyenne varie de 93 à 90 unités quand l'énergie de bombardement augmente. Son énergie d'excitation moyenne élevée, est comprise

entre 7.3 et 12.5 MeV/A. Elle se désexcite, de façon isotrope, par émission multiple de fragments.

Il subsiste cependant une composante anisotrope constituée exclusivement de particules légères, dont la charge passe en moyenne de 11 à 14 unités quand l'énergie incidente augmente. Le nombre moyen de chacune des espèces qui la constituent augmente peu avec l'énergie de bombardement.

Chapitre 4

Extension de la sélection et section efficace

La section efficace de formation d'une source de fusion incomplète en fonction de l'énergie incidente constitue, elle aussi, une contrainte importante aux modèles théoriques, dans la mesure où elle informe sur les propriétés de transport de la matière nucléaire comme, par exemple, la transparence. Il est fondamental de savoir de quelle manière elle évolue avec l'énergie incidente. Cependant, la valeur de la section efficace qu'il est possible d'estimer sera minimale. En effet, il est impossible d'affirmer que la totalité des collisions correspondant au processus de formation d'une source a été isolée. En particulier, les événements d'angle de flot supérieur à 60° correspondent à la formation d'une source, mais aucune tentative pour diminuer cette valeur minimale de l'angle de flot n'a été effectuée. Par ailleurs, l'étude a été volontairement restreinte aux événements quasi complets, ce qui permet d'éliminer les collisions les plus périphériques, cependant il est possible que nous ayons de ce fait exclu des collisions plus centrales dans des proportions réduites.

Nous allons dans un premier temps, estimer la section efficace correspondant aux événements quasi complets tels que $\theta_{flot} \geq 60^\circ$, avant de montrer que $\theta_{flot} = 60^\circ$ est une bonne limite pour sélectionner le maximum des événements qui nous intéressent sans être trop pollués par les collisions binaires. Nous verrons ensuite si il est possible d'étendre cette étude à tous les événements collectés, dans le but d'avoir une bonne estimation de la section efficace de réaction associée au processus de formation d'une source de quasi-fusion.

4.1 Événements complets tels que $\theta_{flot} \geq 60^\circ$

La question à laquelle nous pouvons répondre avec certitude concerne le pourcentage des événements sélectionnés par rapport au nombre total de collisions enregistrées au cours des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A. Ainsi, à 32

MeV/A 0.32% des événements enregistrés ont été sélectionnés, à 39 MeV/A 0.25% et à 50 MeV/A 0.22%. Cependant, en considérant les événements de $\theta_{flot} \geq 60^\circ$, seule une partie des collisions conduisant à la formation d'une source unique a été sélectionnée. En effet, puisque les événements ayant perdu la mémoire de la collision ont un angle de flot dont la valeur varie aléatoirement entre 0 et 90° , il est probable que nous ayons sélectionné au mieux la moitié des collisions ayant menées à la formation d'une source unique. Ce qui veut dire que les événements centraux quasi complets correspondent à 0.65% à 32 MeV/A, 0.49% à 39 MeV/A, et 0.44% à 50 MeV/A de la totalité des événements collectés. La première remarque à faire est que ce pourcentage diminue quand l'énergie incidente augmente. Afin de connaître la section efficace associée au processus étudié, il est maintenant nécessaire d'estimer la section efficace totale de réaction $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A. Pour le faire, il existe plusieurs possibilités :

- Dans l'approximation géométrique, la section efficace se calcule grâce à la formule suivante :

$$\sigma_{\text{géo}} = \pi b_{max}^2 \quad (4.1)$$

b_{max} est le paramètre d'impact maximum. Il est égal à la somme des rayons des deux noyaux en interaction et correspond à l'écart entre le centre des deux noyaux au delà duquel la collision n'a pas lieu. Il est donc calculé de la façon suivante.

$$b_{max} = R_{Xe} + R_{Sn} = r_o A_{Xe}^{1/3} + r_o A_{Sn}^{1/3} \quad (4.2)$$

Où $r_o = 1.22 fm$. A_{Xe} et A_{Sn} sont les nombres de nucléons constituant les deux noyaux.

- La référence [WIL 80] exprime la section efficace de réaction de la façon suivante :

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \left(l_{max} + \frac{1}{2} \right)^2 \quad (4.3)$$

$$\text{avec } k = 0.2187 \frac{A_T (A_P E_{lab})^{1/2}}{A_P + A_T} \quad (4.4)$$

$$\text{et } l_{max} = 0.15746 Z_P Z_T \left(\frac{A_P}{E_{lab}} \right)^{1/2} \cot \left(\frac{\theta_{1/4}}{2} \right) \quad (4.5)$$

$\theta_{1/4}$ est l'angle d'effleurement.

- Des mesures expérimentales ont été menées en utilisant des projectiles ayant des énergies comprises entre 30 et 300 MeV/A [KOX 84], elles ont conduit à la formule empirique suivante :

$$\sigma_R = \pi r_o^2 \left(A_T^{1/3} + A_P^{1/3} + a \frac{A_T^{1/3} A_P^{1/3}}{A_T^{1/3} + A_P^{1/3}} - c \right)^2 \left(1 - \frac{B}{E_{CM}} \right) \quad (4.6)$$

$$\text{avec } B = \frac{Z_P Z_T e^2}{r_c (A_T^{1/3} + A_P^{1/3})} \quad (4.7)$$

$a = 1.85$, $r_o = 1.1 fm$, $r_c = 1.3 fm$, et c qui est le terme de transparence varie de 0.65 à 2.05 quand l'énergie du projectile varie de 30 à 300 MeV/A.

Les valeurs des sections efficaces totales et associées au processus de formation d'un noyau composé obtenues à partir de ces différentes formules sont regroupées sur la figure 4.1.

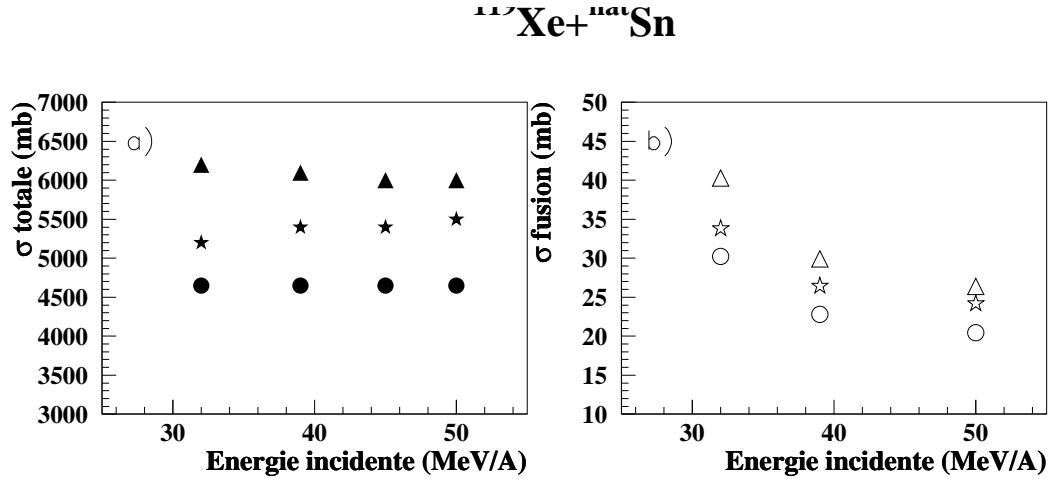


Figure 4.1: Estimations de sections efficaces pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A, en a totale, en b correspondant au processus étudié. Les points correspondent à la section efficace obtenue à partir de l'approximation géométrique, les étoiles ont été obtenues à partir de la référence [WIL 80], et les triangles à partir de la référence [KOX 84].

En ce qui concerne la section efficace de réaction totale calculée à partir de l'approximation géométrique, elle ne présente évidemment aucune dépendance avec l'énergie incidente. Lorsque l'estimation est basée sur la formule 4.6, l'augmentation de la valeur du terme de transparence en fonction de l'énergie incidente induit une décroissance de la section efficace, alors qu'elle croît selon l'expression 4.3. Quelque soit la méthode employée, la section efficace associée au processus de fusion incomplète décroît quand l'énergie incidente augmente. Elle se situe autour de 35 ± 5 mb à 32 MeV/A, alors qu'elle vaut 24 ± 2 mb à 50 MeV/A.

Ces valeurs ont été estimées en supposant que les événements quasi complets tels que $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ correspondent exactement à la moitié de ceux qui sont susceptibles de former une source unique. Cette hypothèse n'est probablement pas juste et sera examinée par la suite.

4.2 $\theta_{flot} = 60^\circ$ est-elle la meilleure limite?

La figure 4.2 présente, pour différentes limites en angle de flot, à 32 et 50 MeV/A, une comparaison entre les distributions en charge des fragments émis très à l'avant dans le centre de masse avec celles des fragments émis entre 75.5° et 90° .

A 32 MeV/A, l'isotropie est parfaitement respectée tant que la limite en angle de flot est élevée. En incluant des événements tels que $\theta_{flot} < 60^\circ$, l'émission à petit angle dans le centre de masse devient plus importante que l'émission autour de 90° . La situation est identique si l'énergie de bombardement est plus élevée. Cependant, il semble qu'à 50 MeV/A il serait possible de tolérer des événements ayant un angle de flot compris entre 53° et 60° , soit $0.5 \leq \cos(\theta_{flot}) \leq 0.6$ (figure 4.2). Notons qu'il eut été préférable de faire cette étude en se plaçant dans le centre de masse de l'événement. Cependant, si l'angle de flot est grand, il est raisonnable de supposer que cette rotation n'a pas de sens puisque l'événement est sphérique, si il est petit, elle est négligeable.

D'autre part, la variable E_{\perp}^{12} , définie au chapitre 2 (équation 2.2), est la somme des énergies transverses des particules légères. Elle constitue une bonne mesure de la violence de la collision. Ainsi, quand les collisions centrales sont polluées par des événements plus périphériques, une diminution de la valeur moyenne de E_{\perp}^{12} ainsi qu'un élargissement de sa distribution sont attendus. La figure 4.3 présente cette valeur moyenne en fonction de la valeur moyenne de l'angle de flot. Les largeurs des distributions associées sont figurées par les barres. Quelque soit l'énergie incidente, dès que $\cos(\theta_{flot})$ devient supérieur à 0.5, une diminution de la valeur moyenne de E_{\perp}^{12} est observée, ce qui signe une baisse de la centralité moyenne des événements sélectionnés. Cependant il faut noter que l'effet ne devient important que si le nombre d'événements binaires devient très nettement majoritaire soit lorsque $\cos(\theta_{flot}) \geq 0.7$.

De cette étude nous pouvons conclure que pour être certain que les événements ne sont pas contaminés par des collisions périphériques, il est préférable de rejeter les événements tels que $\theta_{flot} \leq 60^\circ$. L'examen des figures 4.2 et 4.3 permet de placer une barre d'erreur sur les valeurs des sections efficaces de réaction associées aux processus de formation d'une source unique.

4.3 Que donne une sélection en angle de flot sur l'ensemble des événements?

Nous allons maintenant chercher à savoir si il est possible de mettre en évidence la présence d'événements centraux parmi ceux qui ont été mal détectés. La figure 4.4 contient les cartes présentant la proportion de l'impulsion totale détectée dans l'événement, en fonction de la charge totale détectée (voir paragraphe 2.4.2) pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 32, 39 et 50 MeV/A.

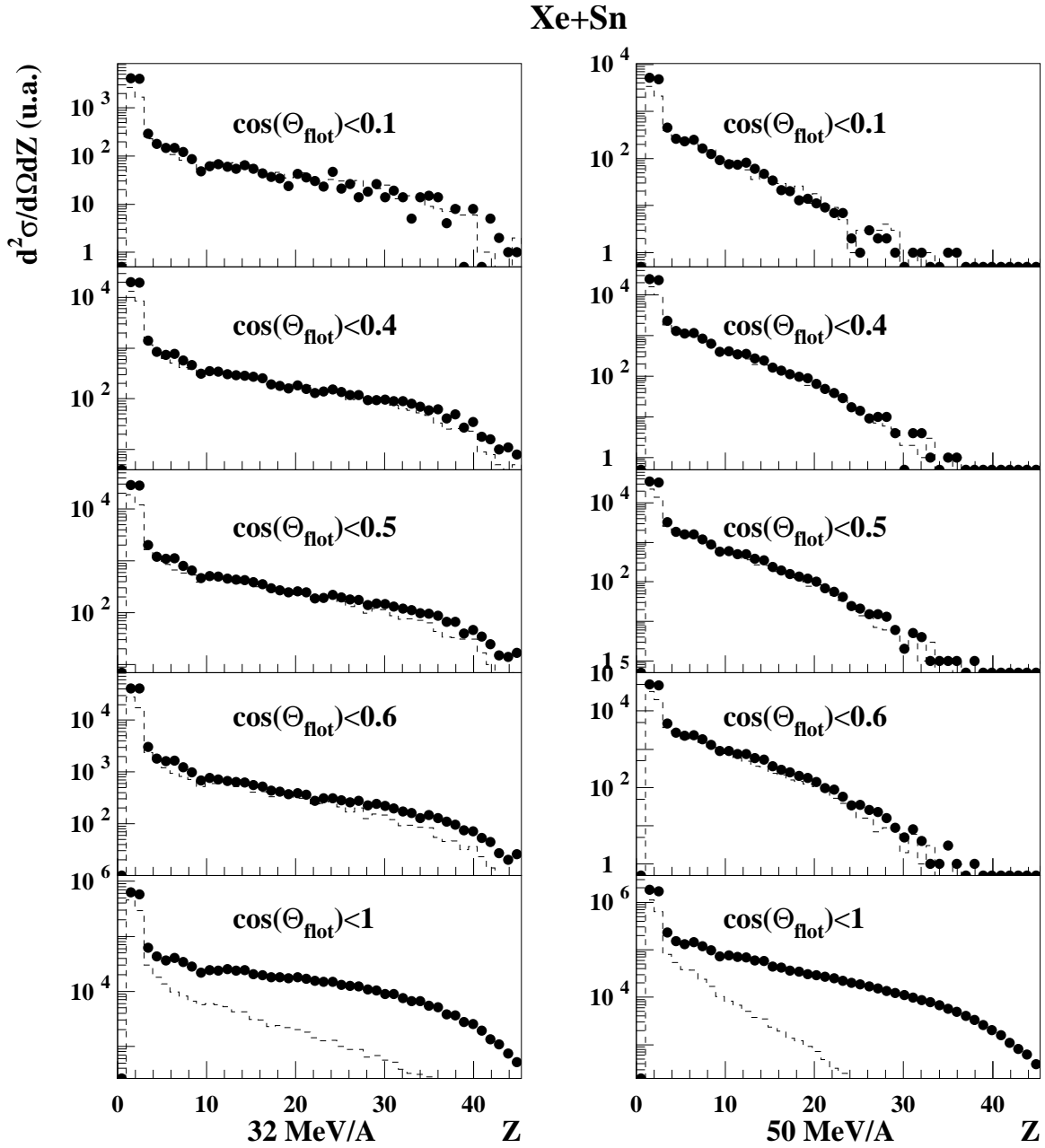


Figure 4.2: Distributions en charge des fragments émis entre 75.5 et 90° dans le centre de masse de la réaction (tirets) comparées à celle construites à partir des fragments émis entre 0 et 41.4° (points noirs), pour la réaction $^{129}\text{Xe} + {}^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A (à gauche) et 50 MeV/A (à droite) selon la valeur du cosinus de l'angle de flot.

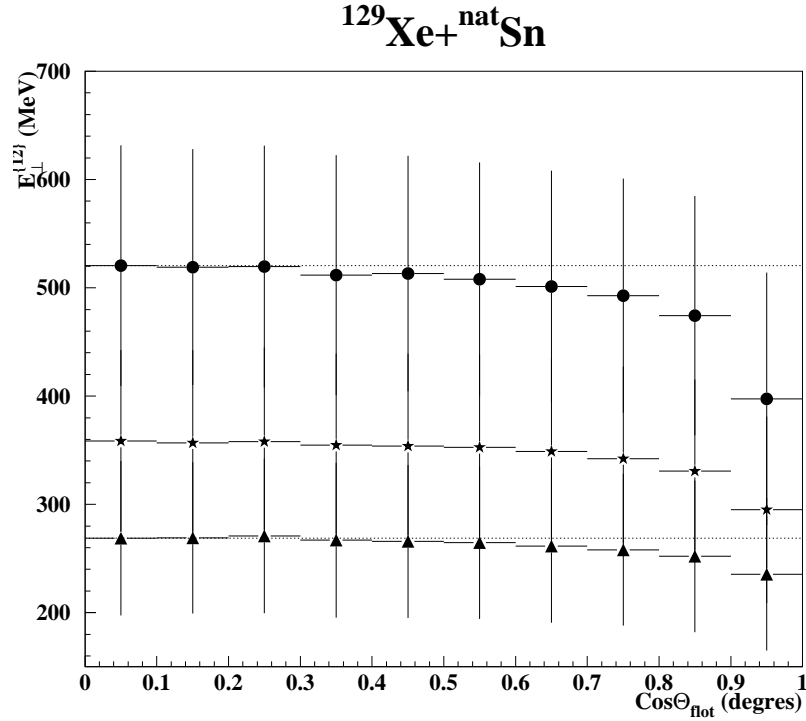


Figure 4.3: Évolution de la somme des énergies transverses des particules légères en fonction de la valeur moyenne de l'angle de flot pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 (triangles), 39 (étoiles) et 50 MeV/A (points).

Rappelons dans un premier temps, les caractéristiques de la partie gauche de la figure, déjà détaillées au premier chapitre. Elle a été réalisée sans aucune sélection. Il est possible d'y distinguer quatre zones. La première est située à faible impulsion et charge totale détectées. Elle correspond aux collisions pour lesquelles le quasi-projectile et la quasi-cible sont perdus. Seules les particules et fragments issus de leur désexcitation ont été collectés. Ce sont des événements très périphériques pour lesquels la cible est peu accélérée et le projectile n'est pas dévié au delà de 2° . La seconde zone se situe autour de $Z_{\text{tot}} = 54$ et $P_{\text{tot}}/P_{\text{faisceau}} = 1$ ce sont les collisions lors desquelles la cible est perdue et le projectile qui a emporté toute l'impulsion est détecté. De façon symétrique on distingue une partie de la carte correspondant à la perte du projectile et à la détection de la cible, elle se trouve autour de $Z_{\text{tot}} = 50$ et $P_{\text{tot}}/P_{\text{faisceau}}$ faible. Enfin la région pour laquelle Z_{tot} est proche de 104 et $P_{\text{tot}}/P_{\text{faisceau}}$ de 1, mélange les collisions binaires et centrales pour lesquelles nous avons détecté une grande partie de l'information. Elle correspond aux événements que nous appelons quasi complets et que nous avons étudiés précédemment.

Alors que la partie gauche de la figure présente l'ensemble des événements,

Xe+Sn

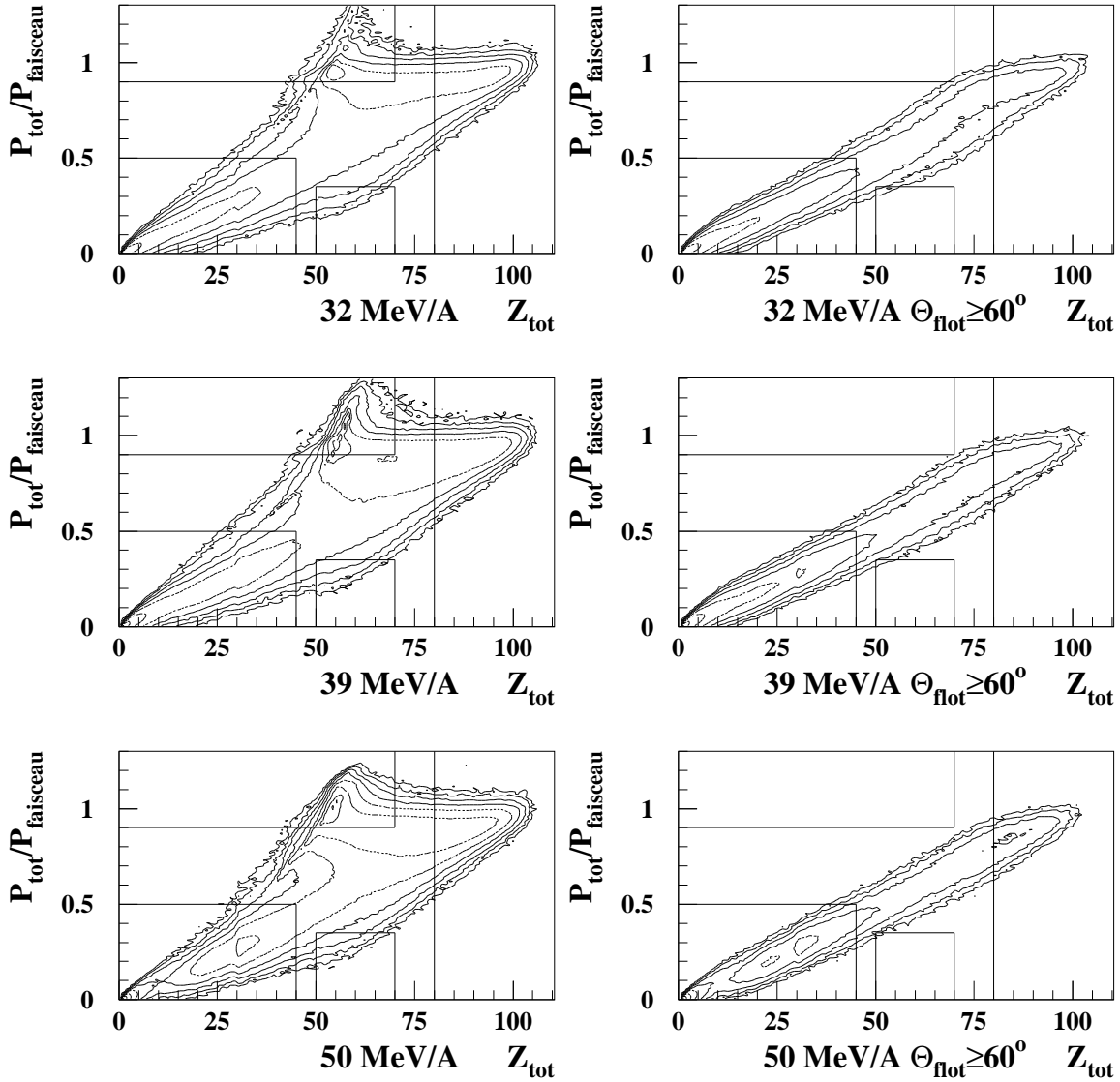


Figure 4.4: Cartes présentant la proportion de l'impulsion totale détectée dans l'événement, en fonction de la charge totale détectée pour les événements collectés à 32 MeV/A, 39 MeV/A et 50 MeV/A quelque soit leur angle de flot, sur la partie gauche de la figure, et si $\theta_{\text{flot}} \geq 60^\circ$ sur la partie droite.

pour la partie droite nous avons exigé $\theta_{flot} \geq 60^\circ$. Les événements habituellement étudiés forment une petite partie de ceux qui sont sélectionnés en n'imposant pas de condition sur la complétude des événements. Cependant, nous ne pouvons pas considérer que tous ceux qui peuplent cette figure sont centraux. En effet, la perte d'information peut être trop grande pour que l'angle de flot ait le sens qui lui est prêté. En particulier, il faut garder à l'esprit que θ_{flot} est calculé uniquement à partir des fragments. Si leur nombre devient trop faible, comme c'est le cas quand la charge totale détectée est trop petite, cette observable n'aura plus de sens. Notons malgré tout, que les événements sélectionnés sont localisés autour d'une ligne droite reliant les événements les plus complets à ceux qui le sont le moins. Les collisions au cours desquelles seul le quasi-projectile ou la quasi-cible a été détecté, qui correspondent aux plus périphériques, sont systématiquement éliminées. Une analyse supplémentaire est maintenant nécessaire pour déterminer la nature des événements incomplets tels que $\theta_{flot} \geq 60^\circ$. Nous pouvons déjà noter que les cartes construites à partir des événements sélectionnés en angle de flot présentent deux îlots (figure 4.4), l'un, situé autour des événements les plus complets, l'autre dans la région des événements incomplètement détectés. Peut-être ceci peut-il apporter un élément de discrimination entre les collisions centrales et celles qui ne le sont pas. Nous allons maintenant regarder diverses observables qui permettront d'acquérir des renseignements supplémentaires sur la nature des collisions sélectionnées.

4.3.1 Multiplicités de particules légères et de fragments.

Elles sont présentées par la figure 4.5 en fonction de la complétude moyenne exigée.

Naturellement, le nombre de fragments et de particules décroît avec la complétude exigée quelque soit l'énergie incidente, mais ceci peut être attribué à deux causes distinctes : la perte de certaines particules, directement corrélée à la charge totale détectée, mais aussi, la diminution de la centralité de la collision qui entraîne un fractionnement moindre du système. Il est difficile ici de discerner parfaitement les deux effets. Remarquons néanmoins que le nombre de fragments de $Z \geq 3$ semble être très corrélé à la charge totale détectée. En effet la perte d'un fragment induit la perte d'une portion souvent non négligeable de la charge totale du système.

Une question importante trouve cependant ici sa réponse : jusqu'à quelle limite le nombre de fragments est-il suffisamment important pour que le calcul de l'angle de flot ait un sens? Dans le cas où la charge totale détectée est supérieure à 60% de la charge totale du système, le nombre de fragments de masse intermédiaire est au moins égal à 3.5, ce qui permet de calculer un angle de flot. Si elle est comprise entre 40 et 60%, leur nombre varie environ de 2 à 5 selon l'énergie incidente, et la validité de la variable calculée est remise en question. En deçà, le nombre de fragments est trop faible pour qu'elle constitue un paramètre

discriminant, et il est clair que les événements sélectionnés ne sont pas du type recherché.

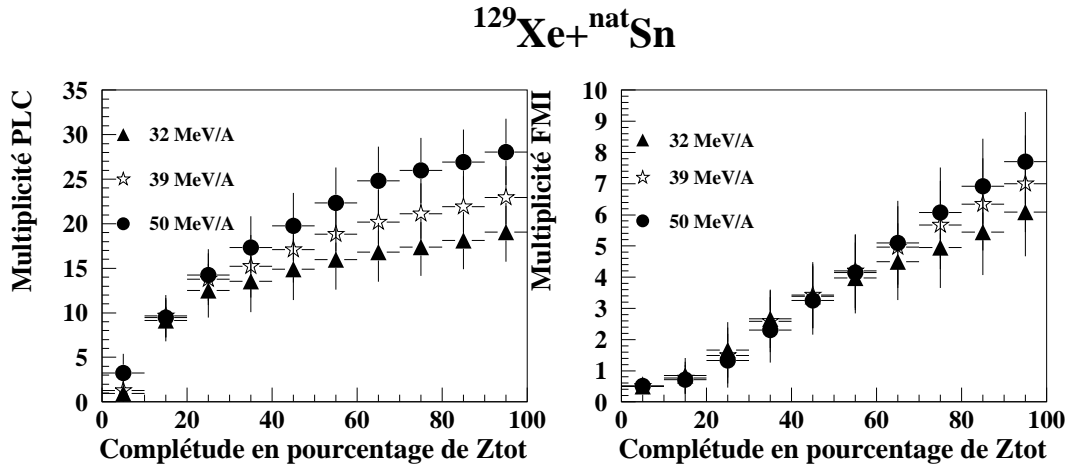


Figure 4.5: Multiplicités moyennes des particules légères (à gauche) et des fragments (à droite) en fonction de la complétude exigée pour l'événement, pour les réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A.

Pour ce qui concerne la corrélation entre le nombre de particules légères et la charge totale détectée, elle est peu marquée pourvu que cette dernière soit supérieure à 60% de la charge totale du système. Un changement de la pente de la courbe est ensuite observé. L'efficacité de détection d'INDRA est bonne quelque soit la violence de la collision, surtout pour ce qui concerne les particules légères. Aussi, a-t-il été montré que ce nombre de particules, même s'il ne permet pas de sélectionner précisément les collisions les plus violentes, constitue une bonne information en ce qui concerne la centralité de la collision. Ainsi, l'hypothèse selon laquelle, si la charge totale détectée est supérieure à 60% de la charge du système, la faible diminution de la multiplicité des particules légères quand la charge totale détectée diminue, est uniquement due à la perte d'efficacité et non à un changement de mécanisme, peut être avancée. En revanche, lorsque la charge totale détectée est inférieure à 30% de la charge totale du système, il semble évident que les événements sélectionnés ne sont pas ceux recherchés, car la forte diminution de la multiplicité des particules légères à deux causes : perte d'efficacité de détection et diminution de la centralité des événements sélectionnés. Entre ces deux zones la situation est d'autant plus difficile à analyser que l'énergie incidente diminue. D'autres observables sont nécessaires pour cerner la situation.

4.3.2 Somme des énergies transverses des particules légères.

La somme des énergies transverses des particules légères a été utilisée à plusieurs reprises comme une mesure de la violence de la collision. C'est une grandeur complémentaire de la multiplicité, elle en dépend fortement. La figure 4.6 regroupe les cartes présentant cette grandeur en fonction du cosinus de l'angle de flot pour la collision $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A pour différentes contraintes sur la complétude des événements. Pour les angles de flot correspondant aux événements centraux, nous nous attendons à observer une distribution en énergie transverse assez étroite et piquée autour d'une même valeur quelque soit l'angle, avec un maximum relativement constant. Quand l'angle de flot diminue, nous escomptons un élargissement de plus en plus important de la distribution au fur et à mesure que la pollution dûe aux collisions binaires devient plus importante. C'est tout à fait ce qui est observé si la charge totale détectée excède 40% de la charge totale du système.

Lorsque l'efficacité devient trop faible, la somme des énergies transverses évolue peu en fonction de l'angle de flot, elle est généralement faible. De plus, nous observons une accumulation de coups à $\theta_{\text{flot}} = 90^\circ$, pour ces événements le nombre de fragments, trop faible, n'a pas permis de le calculer. Cependant, pour les événements complets à plus de 40%, la valeur autour de laquelle se situe la somme des énergie transverses des particules légères quand l'angle de flot est grand, diminue légèrement quand la charge détectée faiblit. Ceci peut encore une fois être dû à la perte d'efficacité, mais aussi à une baisse de la centralité de la collision. Pour nous affranchir de ce problème, la figure 4.7 présente la somme des énergies transverses des particules légères divisée par la multiplicité de particules légères détectées, en fonction du cosinus de l'angle de flot. Elles présentent la même allure générale que précédemment. Pour les événements dont l'angle de flot excède 60° , E_{\perp}^{12} oscille autour d'une valeur moyenne qui ne dépend pas de la complétude exigée pourvu que celle ci soit supérieure à 40% de la charge totale du système. En dessous de cette valeur, la distribution en E_{\perp}^{12} s'élargit et ne présente plus les structures attendues. L'analyse de ces cartes pour les autres énergies incidentes mène à des conclusions similaires.

4.3.3 Vitesse parallèle des fragments.

Nous allons maintenant nous intéresser aux distributions représentant la projection des vitesses des fragments de $Z \geq 3$, parallèlement à l'axe du faisceau dans le centre de masse de la réaction lorsque la contrainte sur la complétude des événements varie. Elles sont regroupées dans la figure 4.8 correspondant à la réaction à 32 MeV/A. Lors de la caractérisation des événements complets sélectionnés en utilisant l'angle de flot, nous avons vu que les fragments de masse intermédiaire sont émis autour de la vitesse du centre de masse de la réaction. Nous constatons qu'il en est de même ici quelque soit la proportion

Xe+Sn 32 MeV/A

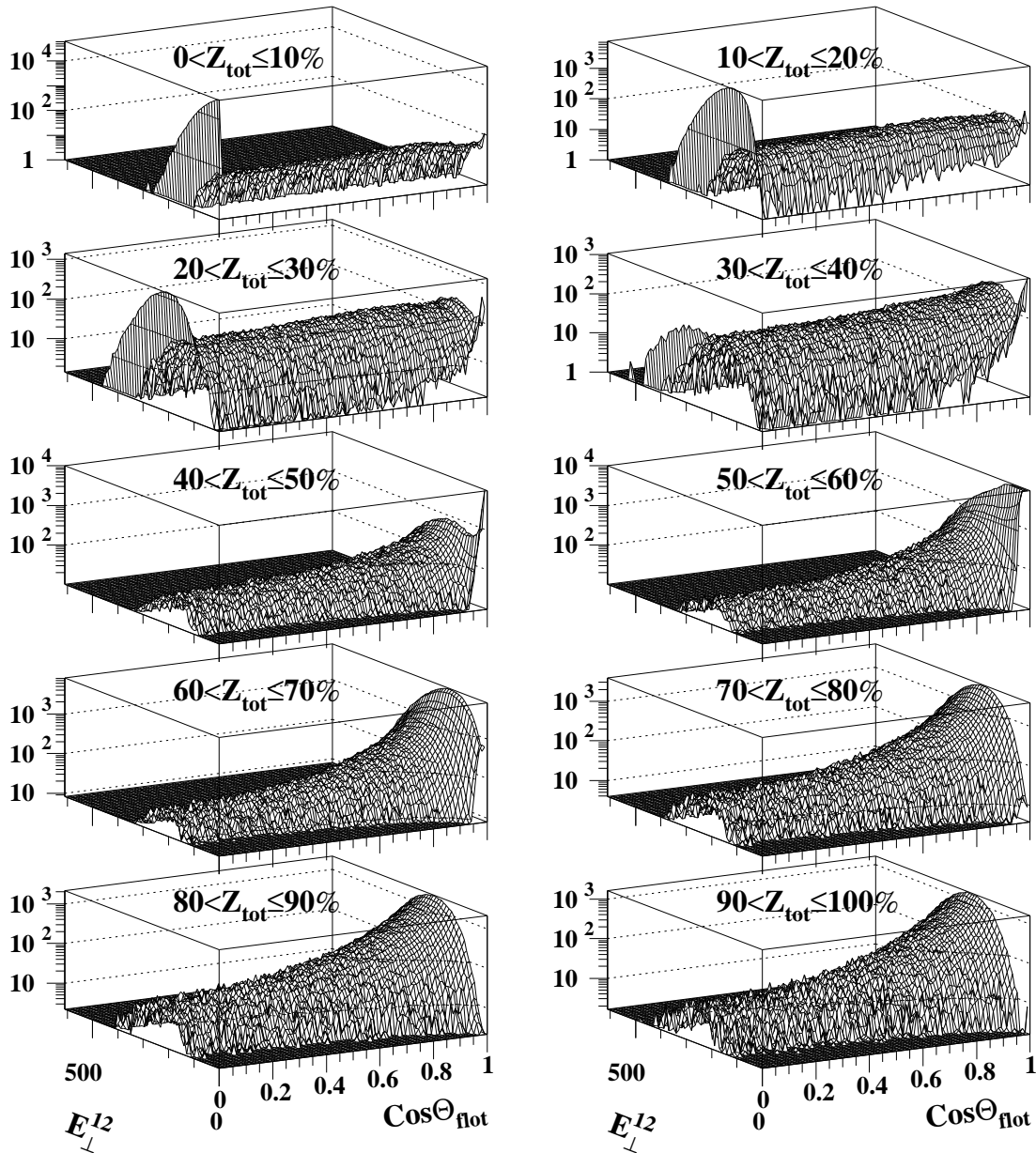


Figure 4.6: Cartes présentant la somme des énergies transverses des particules légères en fonction de $\cos \theta_{\text{flot}}$ pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A.

Xe+Sn 32 MeV/A

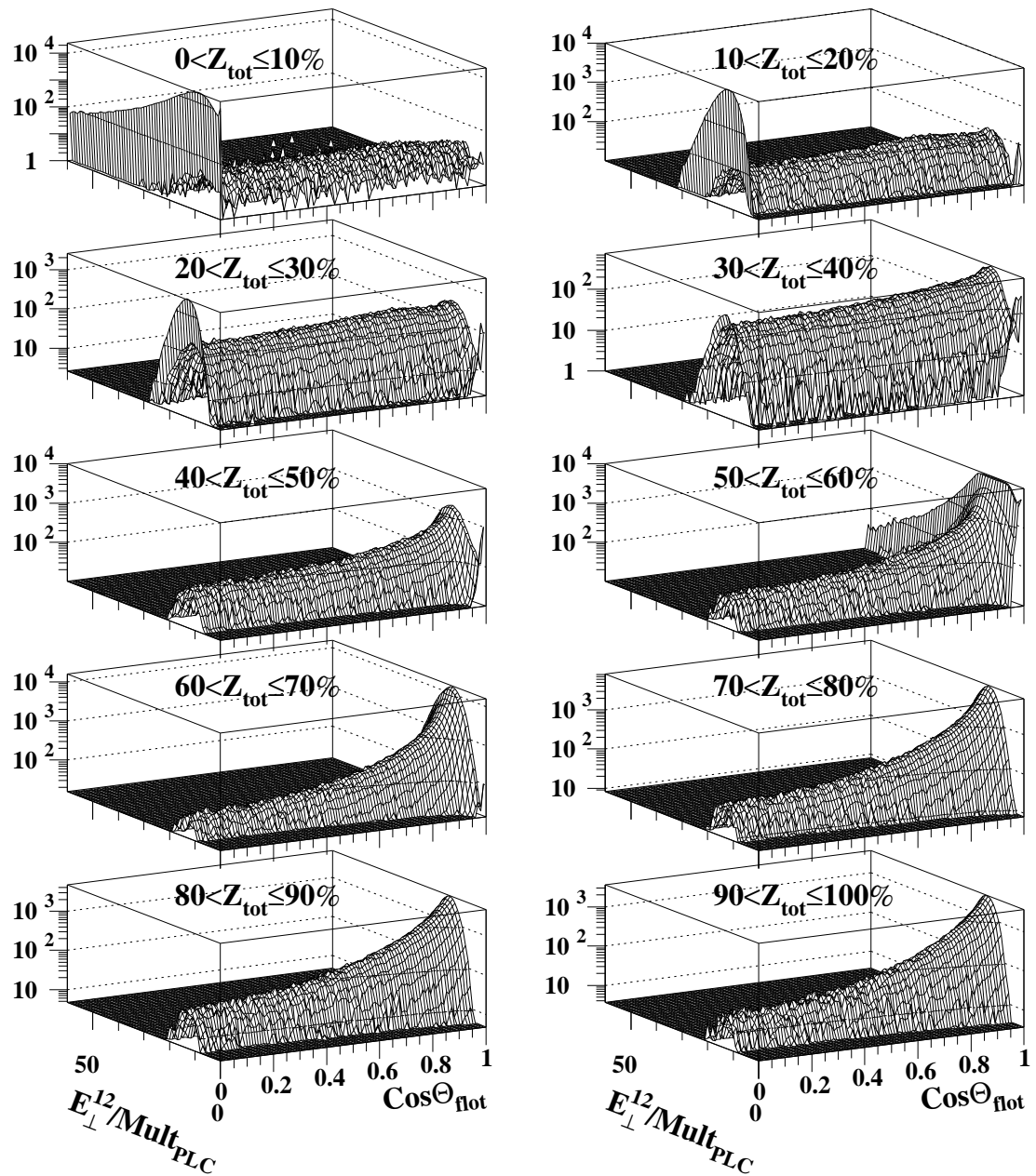


Figure 4.7: Cartes présentant la somme des énergies transverses des particules légères normalisée par rapport à leur multiplicité, en fonction de $\text{cos}\theta_{\text{flot}}$ pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A.

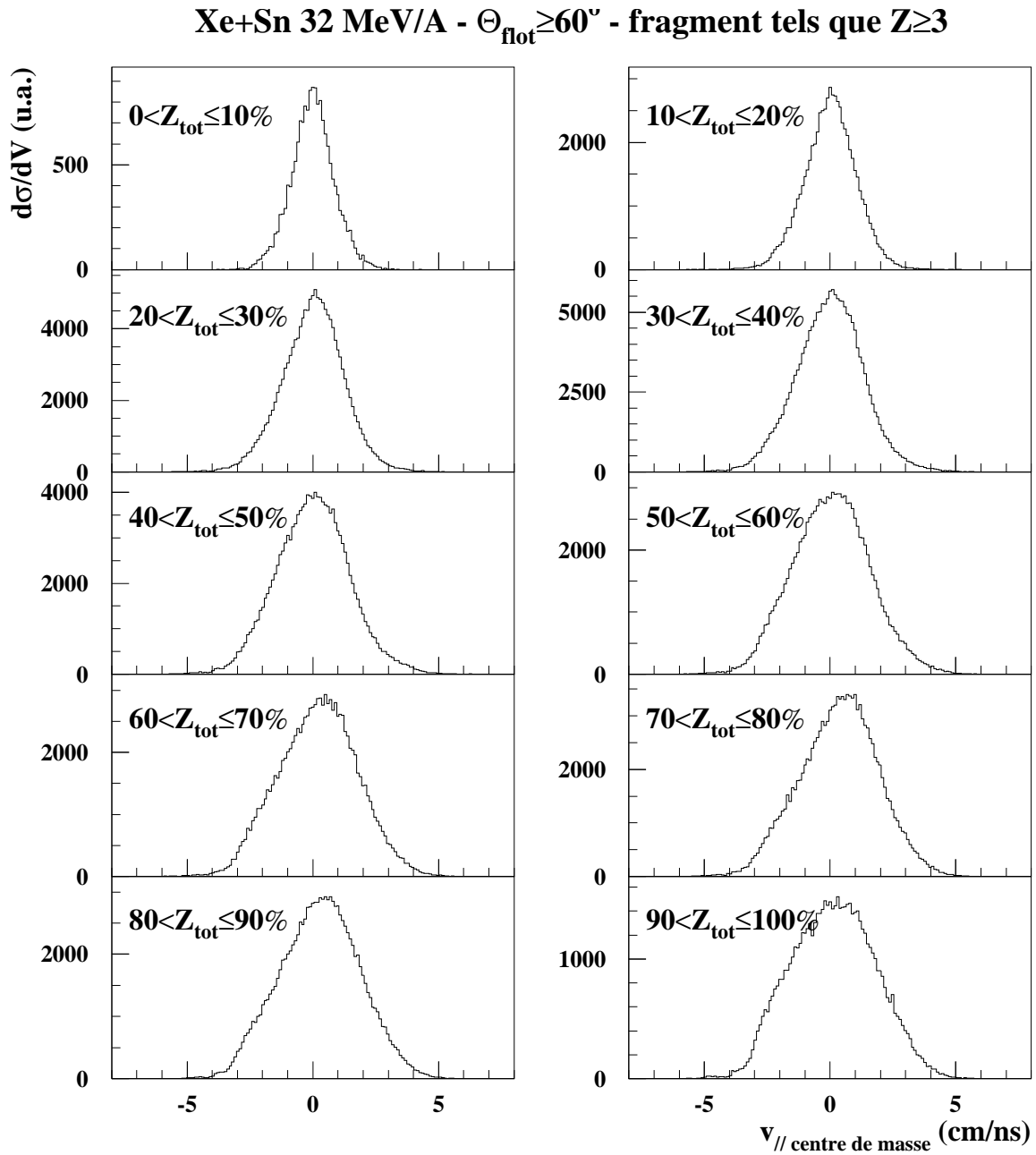


Figure 4.8: $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ 32 MeV/A : distributions représentant la projection des vitesses des fragments de charge supérieure ou égale à trois, parallèlement à l'axe du faisceau dans le centre de masse de la réaction lorsque la contrainte sur la complétude des événements évolue.

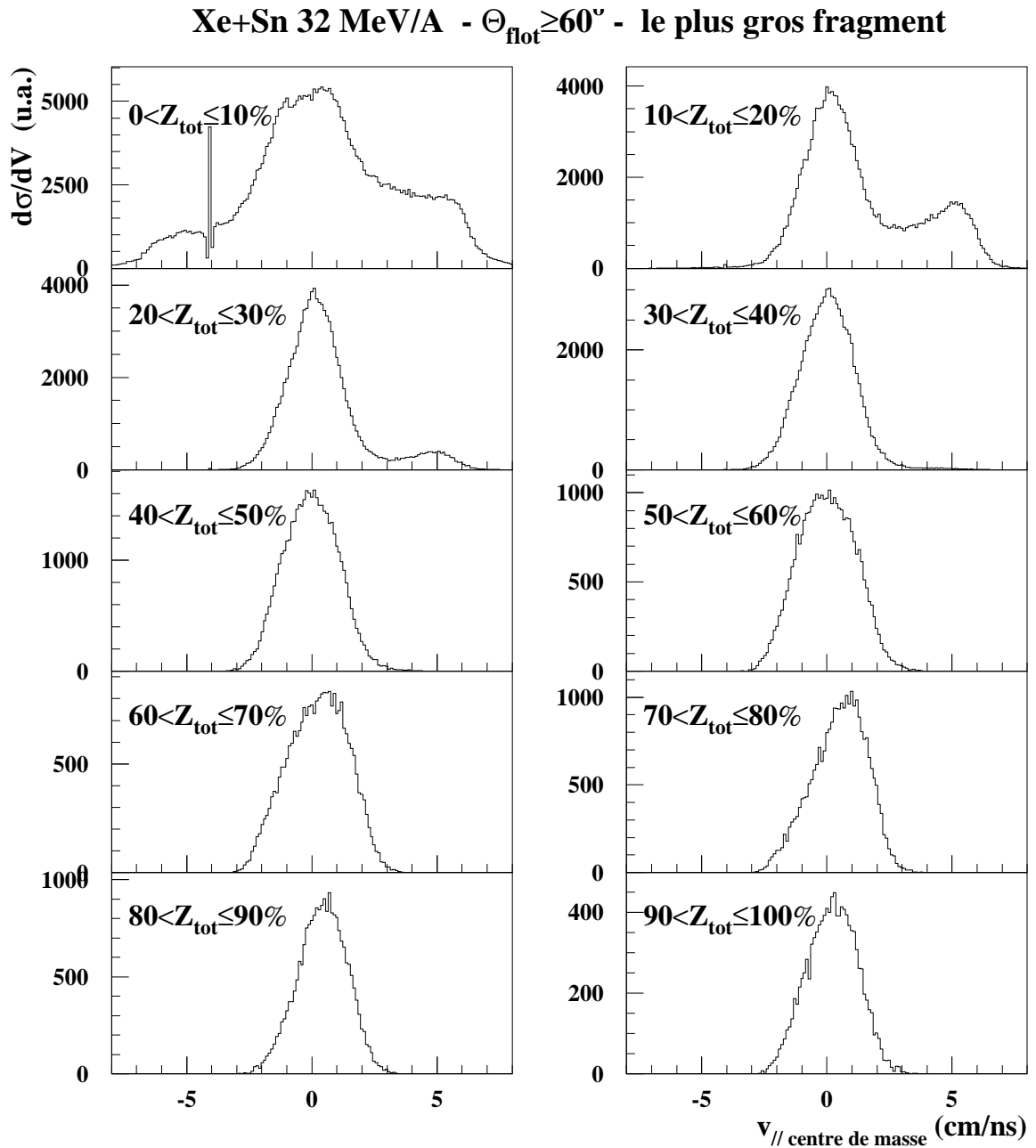


Figure 4.9: $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ 32 MeV/A : distributions représentant la projection de la vitesse de la plus grosse particule détectée dans l'événement, parallèlement à l'axe du faisceau dans le centre de masse de la réaction lorsque la contrainte sur la complétude des événements évolue.

de charge détectée. Notons, cependant, que pour les événements très incomplets, le nombre de coups dans la distribution est plus faible que le nombre d'événements correspondant. Ceci tient au fait que, comme souligné plus haut, pour ces événements, le nombre de fragments est souvent nul. Aussi, plutôt que de se restreindre aux fragments de masse intermédiaire, nous allons examiner les distributions associées à la particule dont la charge est la plus élevée parmi celles qui ont été détectées dans l'événement.

Elles sont présentées par la figure 4.9 pour la réaction à 32 MeV/A. Lorsque la majeure partie de la charge de l'événement a été perdue, les plus gros fragments détectés sont des isotopes de l'hélium ou de l'hydrogène. Ils sont, dans un nombre important de cas, émis à la vitesse du quasi-projectile et de la quasi-cible. Il faut cependant se souvenir que même pour les collisions sélectionnées parmi les événements complets, et ayant formées une source unique, nous avons observé une émission de particules légères issue d'une composante localisée très à l'avant et très à l'arrière dans le centre de masse de la réaction. Quoiqu'il en soit, le fait que les particules les plus lourdes collectées dans les événements soient souvent de charge inférieure ou égale à deux, nous conduit à penser que si la charge totale détectée est inférieure à 40% de la charge totale du système, les événements sélectionnés ne sont pas centraux. Au delà de cette limite, quelque soit l'énergie incidente, les fragments les plus lourds et les fragments de masse intermédiaires sont émis autour de la vitesse du centre de masse de la réaction ce qui nous conduit à supposer qu'ils ont été émis par une source se déplaçant à cette vitesse.

4.3.4 Distributions en charge.

Nous allons regarder de quelle façon évolue la forme des distributions en charge quand la complétude des événements change. Dans un premier temps examinons celles construites à partir des fragments émis aux environs de 90° dans le centre de masse de la réaction. Elles sont présentées figure 4.10 à 32 MeV/A où elles sont comparées aux distributions correspondant aux événements complets à plus de 80%. Chacune des distributions est normalisée au même nombre d'événement. Pour les événements dont la charge totale détectée est comprise entre 80% et 40% de la charge totale du système, les plus gros fragments sont perdus, mais la partie de la distribution concernant les fragments de charge inférieure ou égale à quinze se distingue peu de cette même partie associée aux événements quasi complets. Si $Z_{tot} \leq 40\%$ de la charge totale du système, l'allure des distributions change complètement et le mécanisme de désintégration n'est probablement pas le même que pour les événements complets.

Afin de nous assurer de l'isotropie de ces événements, il est maintenant intéressant de comparer ces distributions avec celles que l'on construit avec les fragments émis autour de 0° dans le centre de masse de la réaction. Nous constatons que dans cette direction (figure 4.11), la probabilité de perdre des petits fragments augmente plus vite que lorsqu'ils sont émis à 90° dans le centre de

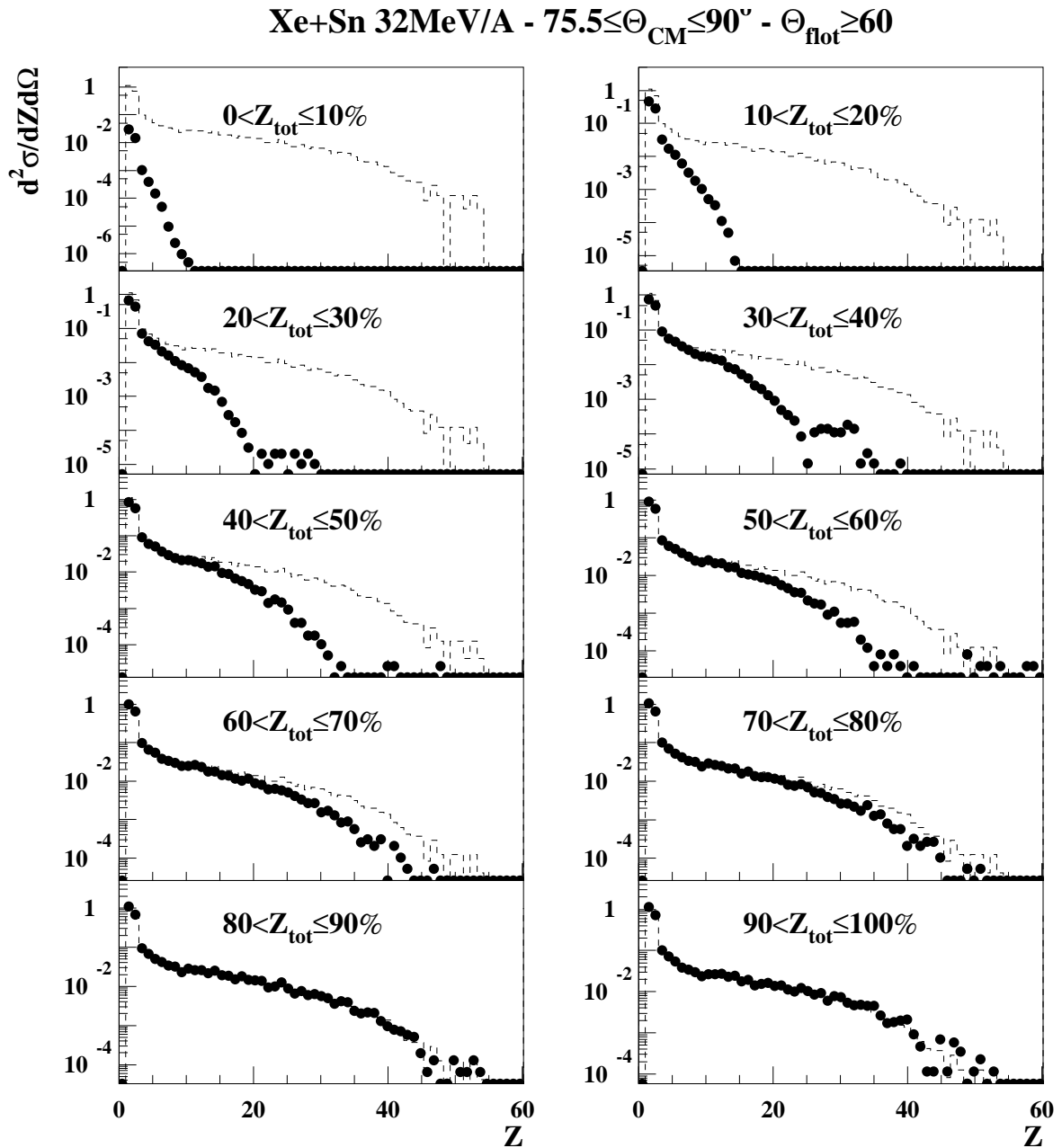


Figure 4.10: Distributions en charge construites à partir des fragments émis entre 75.5 et 90° dans le centre de masse de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A , pour les événements dont l'angle de flot excède 60° , et pour différentes valeurs de la complétude (points). La distribution en pointillés reportée partout est construite à partir des événements complets à plus de 80% .

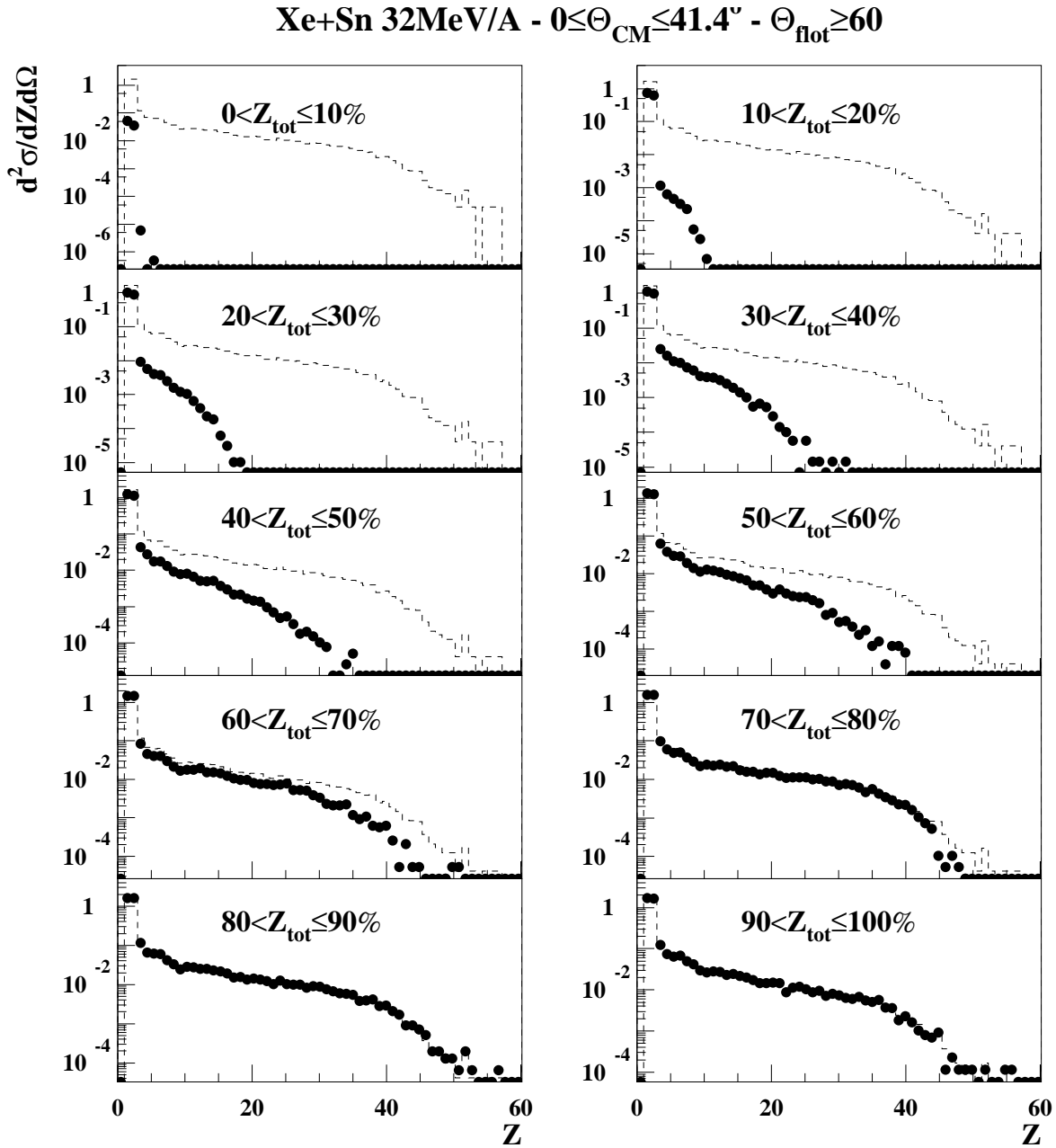


Figure 4.11: Distributions en charge construites à partir des fragments et particules émis entre $0.$ et 41.4° dans le centre de masse de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A , pour les événements dont l'angle de flot excède 60° , et pour différentes valeurs de la complétude (points). La distribution en pointillés reportée partout est construite à partir des événements complets à plus de 80% .

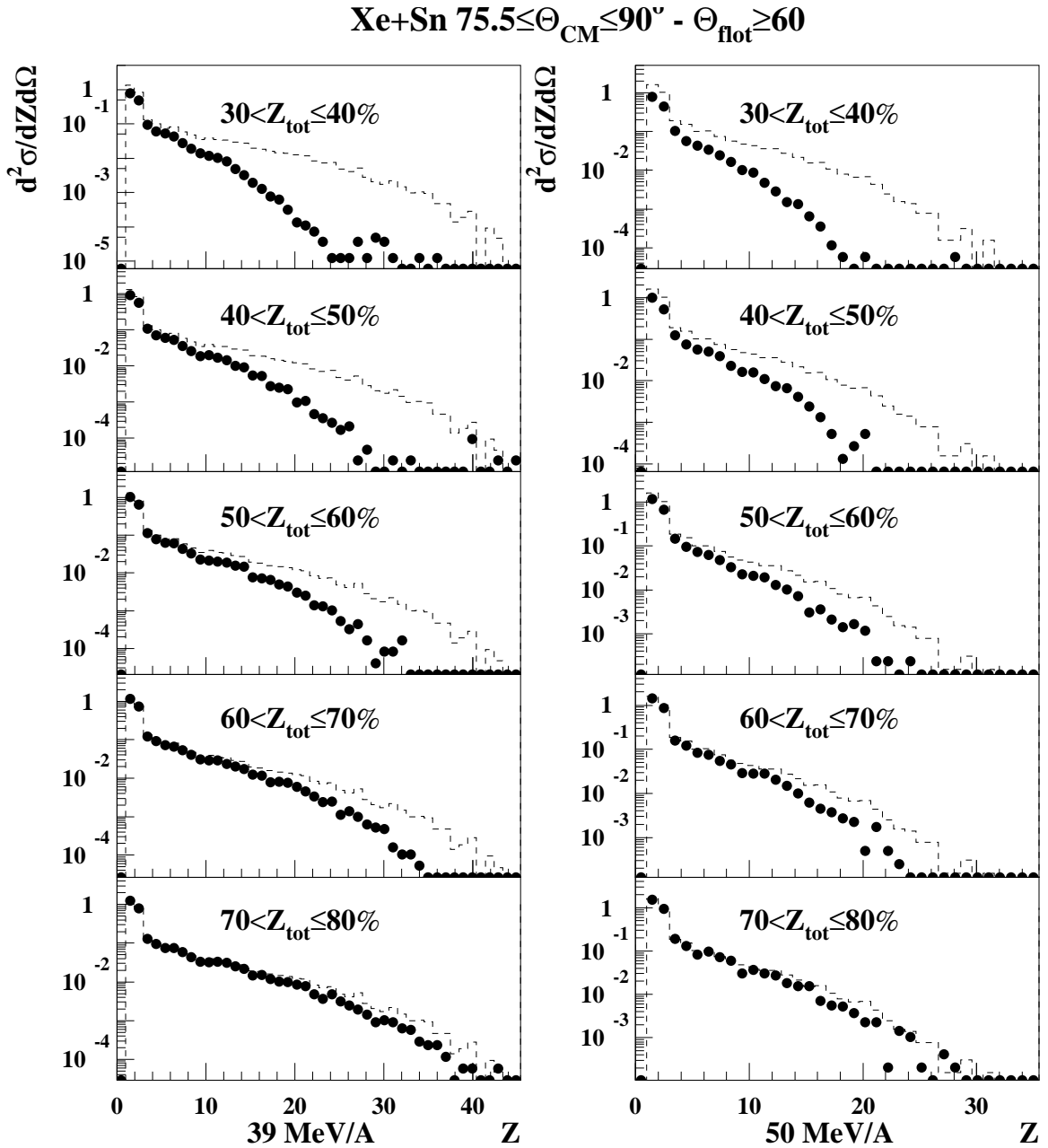


Figure 4.12: Distributions en charge construites à partir des fragments et particules émis entre 75.5 et 90° dans le centre de masse de la réaction $^{129}\text{Xe} + {}^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 39 et 50 MeV/A, pour les événements dont l'angle de flot excède 60° , et pour différentes valeurs de la complétude (points). La distribution en pointillés reportée partout est construite à partir des événements complets à plus de 80% .

masse. En effet la probabilité pour qu'ils soient émis entre 0 et 2° , donc, dans le trou situé à l'avant du détecteur, devient non nulle. Néanmoins, la forme de la distribution reste proche de celle que l'on observe pour des événements quasi complets, si la charge totale détectée est supérieure à 60% de la charge totale du système. Si elle est comprise entre 40% et 60% beaucoup de gros fragments sont perdus, ainsi que les petits fragments émis très à l'avant, mais il semble que le mécanisme de réaction qui intervient soit proche de celui qui a été caractérisé pour les événements quasi complets. Pour les collisions qui ont mené à la collection de moins de 40% de la charge totale du système, l'allure des distributions devient très différente et nous ne pouvons pas conclure à une continuité avec les mécanismes mis en jeu pour les événements complets. Toutes ces informations sont regroupées dans les figures 4.10 et pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A. En ce qui concerne les autres énergies incidentes, la situation est illustrée par la figure 4.12. Elles conduisent aux mêmes conclusions que celles données pour 32 MeV/A. Néanmoins, il faut noter que quand la charge détectée diminue, la forme de la distribution change plus rapidement quand l'énergie incidente augmente. Ainsi, si $40 < Z_{\text{tot}} \leq 60\%$ de la charge totale du système, alors qu'à 32 MeV/A la partie de la distribution associée aux fragments légers est la même que pour les événements complets, elle s'en écarte déjà à 50 MeV/A. A 39 et 45 MeV/A la situation est intermédiaire.

4.3.5 Énergies cinétiques

Dans la suite nous verrons que les énergies cinétiques moyennes des fragments de $Z \geq 3$, pris Z par Z , sont représentatives du mécanisme de désintégration et permettent notamment d'avoir des renseignements quant à l'existence d'une énergie collective. Il est donc intéressant de suivre l'évolution des énergies moyennes en fonction de la complétude des événements. La figure 4.13 présente les cartes constituées pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32, 39 et 50 MeV/A. Pour une énergie incidente de 32 MeV/A, les énergies cinétiques moyennes des fragments diminuent peu si la charge totale détectée évolue entre 100 et 60% de la charge totale du système. Ceci indique que le mécanisme qui intervient est le même pour les quatre intervalles de complétude considérés. Lorsque la charge totale détectée devient plus faible, nous observons une chute des énergies cinétiques moyennes des fragments les plus lourds dans un premier temps, puis cette chute atteint les plus légers. Ce comportement est caractéristique d'un changement de nature des événements observés. En effet, les fragments rapides ont une grande probabilité d'être perdus par le détecteur uniquement s'ils sont émis près de la direction du faisceau, ce qui ne peut engendrer une perte de masse considérable qu'en présence de collisions ayant gardé la mémoire de la voie d'entrée.

Le même phénomène est observé aux autres énergies incidentes (voir par exemple 39 et 50 MeV/A sur la figure) mais la baisse des énergies cinétiques moyennes est d'autant plus rapide que l'énergie incidente augmente.

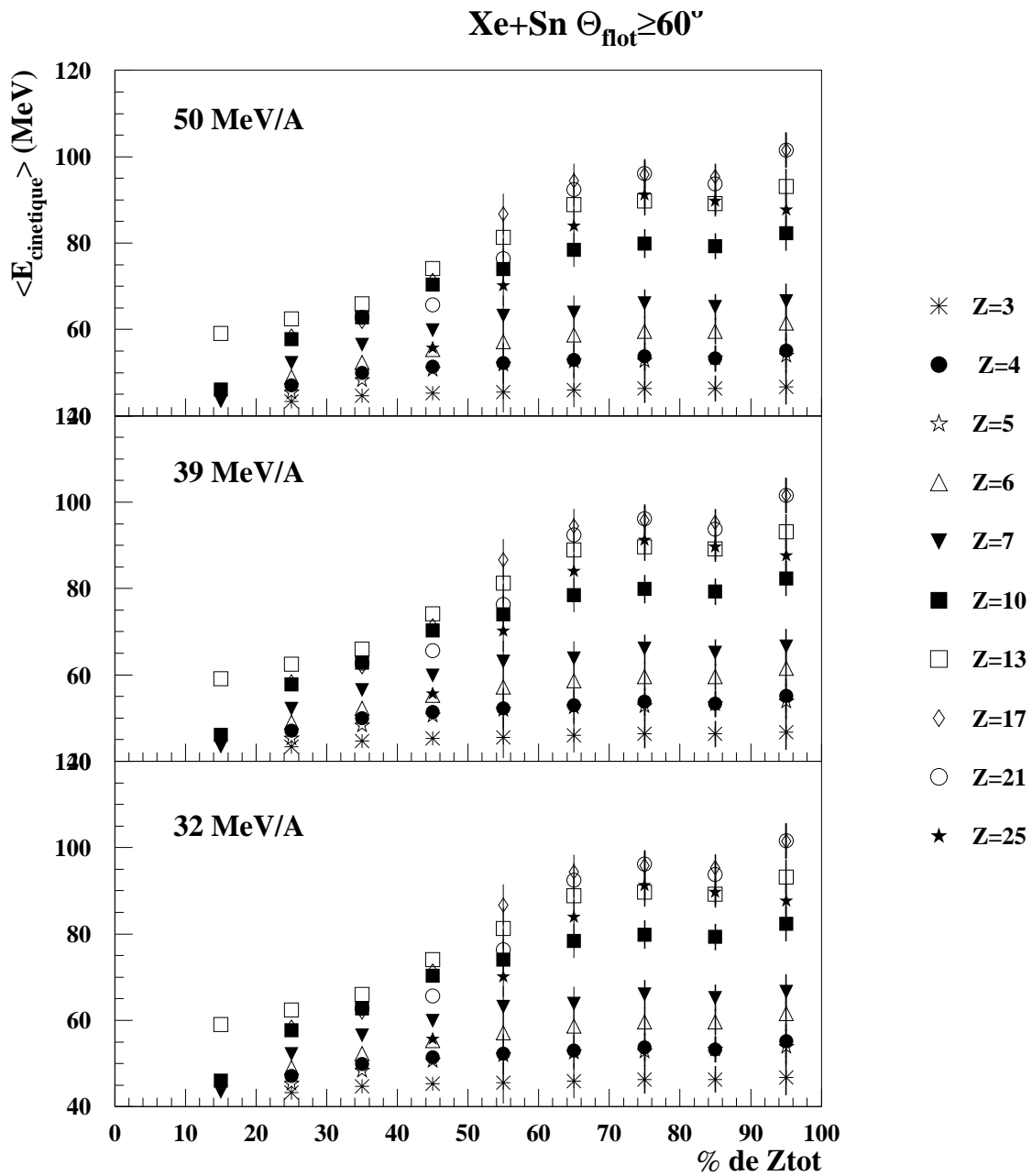


Figure 4.13: Variation des énergies cinétiques moyennes des fragments en fonction de la complétude des événements pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32, 39 et 50 MeV/A.

4.3.6 Conclusion

En conclusion, si la charge totale détectée dans l'événement, est supérieure à 60% de la charge totale du système, avec un projectile dont l'énergie varie entre 32 et 50 MeV/A, le nombre de fragments est suffisant pour calculer l'angle de flot. Cependant l'angle de flot ainsi calculé ne donne pas forcément une bonne image de la forme de l'événement. Pour nous en assurer, nous avons examiné d'autres variables.

La multiplicité des particules légères et la somme de leurs énergies transverses constituent une bonne mesure de la violence de la collision. En tenant compte de la perte d'un nombre de plus en plus important de particules quand la complétude des événements diminue, elles ont montré que si $Z_{tot} \geq 60\%$ de la charge totale du système, la violence de la collision semble être conservée, alors qu'elle ne le serait plus en dessous de cette limite.

Les distributions en charge conservent une allure proche de celle qu'elles ont pour les événements complets de $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ si $Z_{tot} \geq 40\%$ de la charge totale du système à 32 MeV/A et si $Z_{tot} \geq 60\%$ à 50 MeV/A.

Si $Z_{tot} \geq 40\%$, le plus gros fragment de l'événement est émis avec une vitesse centrée sur celle du centre de masse de la réaction, ce qui laisse augurer la présence d'une source de quasi-fusion, ce n'est pas toujours le cas si $Z_{tot} < 40\%$.

Enfin, les énergies cinétiques moyennes des fragments conservent approximativement la même valeur si au moins 60% de la charge du système a été collectée, alors qu'elles diminuent pour les événements moins bien détectés.

Par conséquent, quelque soit l'énergie incidente, si au moins 60% de la charge totale du système a été détectée, les événements pour lesquels $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ sont des événements centraux ayant formés une source unique. Dans la mesure où ils contiennent une information partielle, ils ne pourront être utilisés pour augmenter la statistique que pour des analyses très spécifiques concernant par exemple les fragments légers. Ils vont, en outre, permettre de donner une meilleure estimation de la section efficace de quasi-fusion.

4.4 Estimation des valeurs de la section efficace selon l'énergie incidente.

Nous avons maintenant tous les éléments pour donner une estimation de la section efficace minimale de formation d'une source de quasi-fusion pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A. A 32 MeV/A, les événements complets à plus de 60%, et dont l'angle de flot est supérieur à 60° , représentent 1.11% des événements de multiplicité supérieure ou égale à quatre. Ils constituent au moins la moitié des événements d'intérêt car leur angle de flot prend aléatoirement toutes les valeurs comprises entre 0 et 90° . Par conséquent, au moins 2.22% des événements collectés de multiplicité supérieure ou égale à quatre, ont formé une

source de quasi-fusion.

De la même façon nous avons estimé qu'à 39 MeV/A, au moins 1.9% , et à 50 MeV/A, au moins 1.56% de ces événements ont formés une source unique.

En utilisant les méthodes exposées au paragraphe 5.1, nous avons calculé les sections efficaces associées à ces pourcentages. Elles sont consignées dans la figure 4.14.

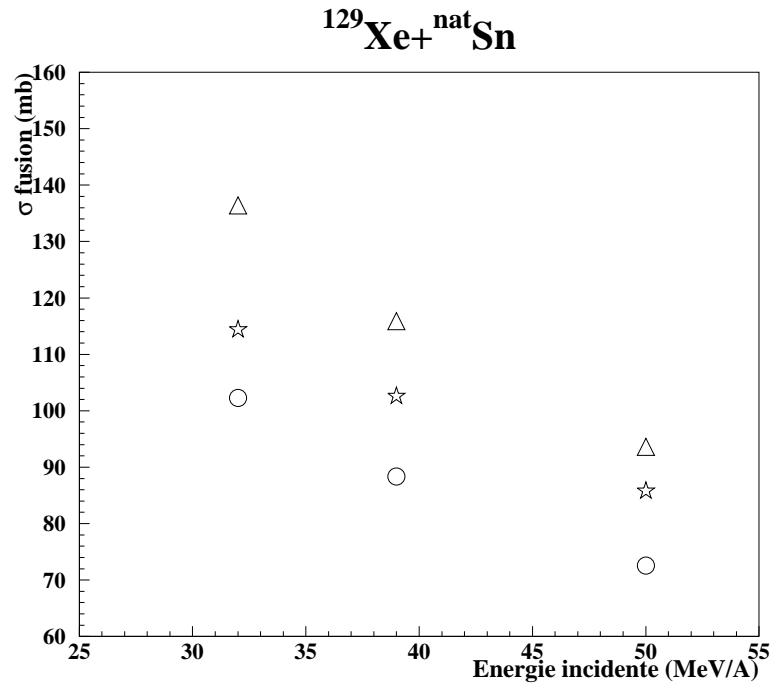


Figure 4.14: *Estimations des sections efficaces de quasi-fusion pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A. Les points correspondent à la section efficace obtenue à partir de l'approximation géométrique, les étoiles ont été obtenues à partir de la référence [WIL 80], et les triangles à partir de la référence [KOX 84].*

La section efficace de quasi-fusion décroît au fur et à mesure que l'énergie incidente augmente, quelque soit l'hypothèse utilisée pour estimer la section efficace totale de réaction.

Chapitre 5

Présentation des résultats expérimentaux

Nous avons montré que les collisions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A mènent à la formation d'une source de quasi-fusion avec une section efficace qui passe de 115 ± 20 mb à 85 ± 10 mb quand l'énergie incidente augmente. Cette source absorbe la presque totalité de la charge disponible, puisque sa taille varie entre 93 et 90 unités de charge à l'intérieur de cet intervalle en énergie incidente, son énergie d'excitation moyenne évolue alors de 7.3 à 12.5 MeV/A. Elle se désexcite en émettant un nombre élevé de fragments de charge supérieure à trois, mais aussi des particules légères et présente les caractéristiques d'une source équilibrée.

L'objet de ce chapitre est la présentation des caractéristiques de désintégration de la source ainsi que l'évolution de ces caractéristiques avec l'énergie d'excitation. Les résultats expérimentaux à 50 MeV/A ont été largement présentés par ailleurs [MAR 95], [MAR 97], [LEF 97], [BOU 97]. Ils ont également été montrés à 32 MeV/A, mais de manière beaucoup moins détaillée. Nous avons choisi d'inclure ces différents résultats en les plaçant dans la perspective de la dépendance en énergie. D'autre part, nous avons consacré la majeure partie de ce chapitre à la méthode des corrélations en vitesse réduite entre fragments qui permet un éclairage incontournable du processus.

Faisons un bref inventaire des observables considérées comme importantes pour la multifragmentation. La première d'entre elles est le nombre de fragments. Il est fortement corrélé à la densité de la source. Ensuite viennent les distributions en charge, elles sont porteuses d'informations sur les configurations de fragments au *freeze-out*. Elles peuvent indiquer si les fragments ont des tailles voisines les unes des autres, comme cela est attendu si la fragmentation résulte d'une décomposition spinodale [GUA 96], ou si l'espace des phases est rempli de manière équiprobable comme le prédisent les modèles statistiques [BON 95], [GRO 93], [GRO 94]. Cependant, l'information sur la taille des fragments primaires pourrait être masquée par les désexcitations secondaires dont les distri-

butions de charges portent évidemment la marque. Les énergies cinétiques des fragments sont sensibles à l'énergie d'excitation moyenne emmagasinée dans le complexe chaud, et permettent d'estimer une éventuelle composante d'énergie collective. Enfin, les corrélations en vitesse réduite renseignent sur la distribution de matière au *freeze-out*, sur son extension en volume, ainsi que sur le degré de simultanéité de la fragmentation. Elles sont aussi très sensibles à l'existence d'une composante collective.

Nous allons maintenant présenter ces différentes observables pour éclairer la compréhension du processus étudié.

5.1 Les partitions de charges

5.1.1 Les multiplicités de fragments de $Z \geq 3$

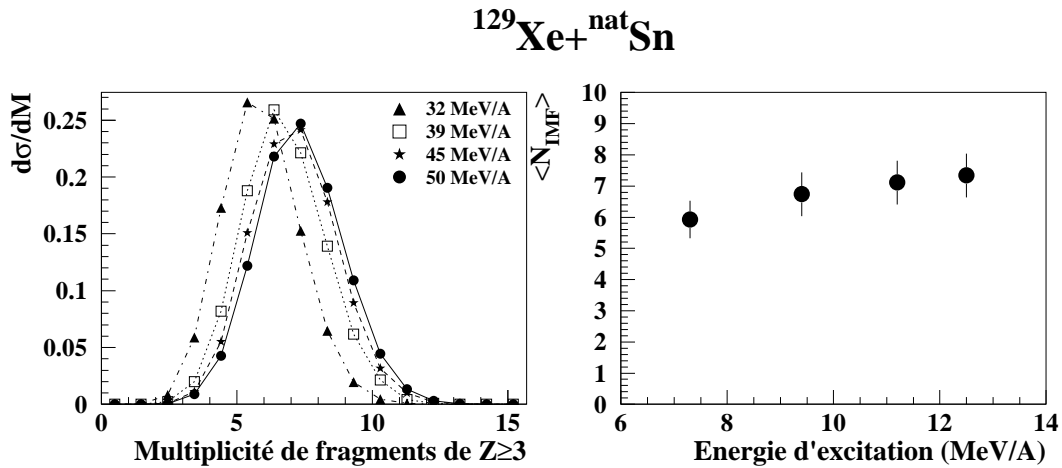


Figure 5.1: *Distribution du nombre de fragments de $Z \geq 3$ émis par la source unique produite lors des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A sur la partie gauche, et valeurs moyennes associées en fonction de l'énergie d'excitation moyenne emmagasinée dans le système sur la partie droite de la figure.*

La partie gauche de la figure 5.1 présente la distribution en multiplicité de fragments de charge ($Z \geq 3$) émis par la source unique produite entre 32 et 50 MeV/A. Etant donné la bonne efficacité d'INDRA, ces valeurs sont significatives : moins d'un fragment est perdu par événement. Notons que les distributions sont larges et que la multiplicité de fragments peut atteindre des valeurs extrêmement élevées : à 50 MeV, des événements à dix fragments ne sont pas marginaux. En moyenne, 5.9 fragments sont détectés par collision d'intérêt à 32 MeV/A, 6.7 à 39 MeV/A, 7.1 à 45 MeV/A et 7.3 à 50 MeV/A.

Si la multiplicité de fragments augmente lorsque l'énergie de bombardement passe de 32 à 39 MeV/A, soit d'environ 7.3 à 9.4 MeV/A d'énergie d'excitation, cette croissance est moins importante au delà. Nous observons une saturation du nombre de fragments produits en fonction de l'énergie d'excitation. Il est ainsi probable que nous soyons proches du régime de production maximale de fragments accessible par un tel système mais il n'est pas atteint.

Ainsi, dans ce domaine en énergie d'excitation, la multiplicité de fragments n'en constitue pas une mesure précise puisqu'une augmentation d'environ 70% de l'énergie conduit à une croissance de seulement 20% du nombre de fragments, et que cette dépendance est d'autant moins marquée que l'énergie d'excitation augmente.

L'examen de la figure montre que le maximum de la multiplicité n'est pas atteint malgré le dépôt important d'énergie d'excitation. Si on se réfère aux prédictions des modèles de multifragmentation statistique de Berlin ou de Copenhague, le maximum de la multiplicité de fragment se situerait entre 6 et 8 MeV/A d'énergie d'excitation. Or cette gamme est couverte par les mesures et nous ne l'observons pas. La référence [LEF 97] présente par exemple la multiplicité de fragments de $Z \geq 3$ prévue par MMMC [GRO 90] lors de la multifragmentation de sources de charge 90 et 79, selon l'énergie d'excitation qu'elles ont emmagasinée. Le nombre de fragments dépend de la taille de la source mais il est dans les deux cas maximum pour une énergie d'excitation de l'ordre de 7 MeV/A. La fragmentation produit alors 8 à 9 fragments selon la taille de la source, ce qui est légèrement supérieur à ce que nous observons expérimentalement si $E^* = 12.5 \text{ MeV/A}$. La figure 5.2 réalise une comparaison entre les données expérimentales et les prédictions de MMMC issues de la référence [LEF 97]. Pour une multiplicité de fragments donnée le modèle prévoit une énergie d'excitation inférieure de quelque MeV/A à ce qui est observé expérimentalement pour les collisions centrales sélectionnées pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A.

Or l'énergie d'excitation envisagée par MMMC est purement thermique et nous savons par ailleurs qu'une composante collective de l'énergie a été mise en évidence à 50 MeV/A. Quel est son rôle dans la brisure du système? Faut-il la décorréler de l'énergie thermique? Il est évidemment trop tôt pour répondre à cette question, il faut simplement souligner qu'une seule observable ne peut donner le bon éclairage pour le processus.

D'autres résultats expérimentaux présentant une dépendance entre la multiplicité de fragments et l'énergie d'excitation ou de bombardement sont également disponibles. La référence [BEA 96] indique par exemple la corrélation entre le nombre de fragments émis par les quasi-projectiles produits lors des réactions périphériques Cl+Au à 43 MeV/A et Ge+Au à 35 MeV/A et l'énergie d'excitation. Elle est comparée à celle qui est construite dans la référence [TRA 95] à partir des produits de désintégration des spectateurs du projectile isolés lors des réactions Au+Au à 600 MeV/A. Dans les trois cas les effets de compression peuvent être

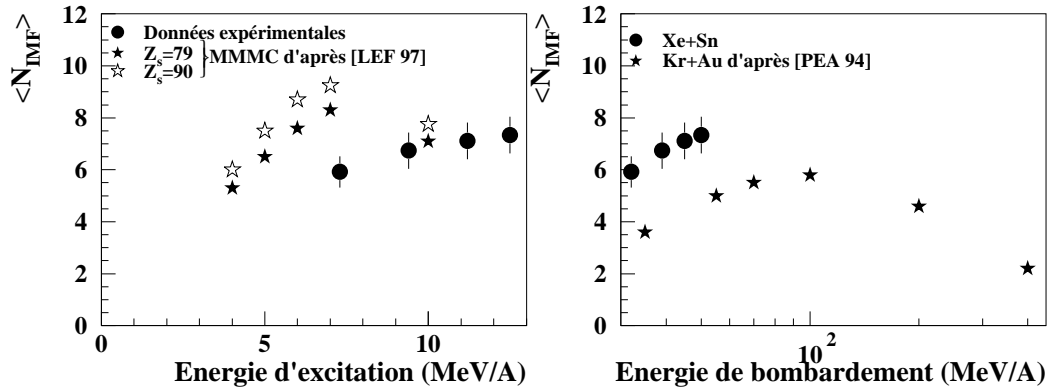


Figure 5.2: Les points noirs figurent le nombre moyen de fragments de $Z \geq 3$ émis lors des collisions centrales $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$. Il est comparé à gauche avec les prédictions de MMC [LEF 97], et à droite avec les résultats obtenus pour les collisions centrales de la réaction $\text{Kr}+\text{Au}$ [PEA 94].

négligés dans la mesure où les réactions sont périphériques. Or, il est montré que le régime d'émission maximale de fragments de $3 \leq Z \leq 30$ est atteint si l'énergie d'excitation est de l'ordre de 9 MeV/A. Cette valeur de l'énergie d'excitation, à priori purement thermique, est supérieure à celle que prédit MMC mais en est plus proche que celle que nous obtenons. D'autres résultats expérimentaux basés sur l'analyse du nombre de fragments émis par les spectateurs des projectiles produits par exemple au cours des réactions C, Al ou Cu+Au à 600 MeV/A [OGI 91], aboutissent à un résultat proche de ceux obtenus dans les références [BEA 96] et [TRA 95].

La partie droite de la figure 5.2 reprend en fonction de l'énergie de bombardement les nombres moyens de fragments émis lors des collisions centrales que nous avons sélectionnées pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$, et les compare aux multiplicités tirées de la référence [PEA 94] obtenues pour les collisions centrales sélectionnées sur des critères de multiplicité parmi les réactions Kr+Au entre 35 et 400 MeV/A. Pour une énergie incidente fixée les multiplicités données par dans référence [PEA 94] sont plus faibles que celles que nous obtenons. Ceci peut-être dû à des différences dans les efficacités des détecteurs, mais aussi dans les tailles de source. Cependant nous constatons que pour le domaine en énergie de bombardement couvert par nos analyses les courbes obtenues pour les deux systèmes montrent des évolutions parallèles. Aussi, alors que pour le système Kr+Au la production maximale de fragments est observée à 100 MeV/A d'énergie de bombardement, nous pouvons escompter obtenir une valeur proche pour $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$.

Cette supposition sera confirmée ou infirmée grâce aux expériences qui seront entreprises au GSI avec INDRA dans un proche avenir. Il faut noter que l'échelle en énergie de bombardement est logarithmique ce qui donne l'impression d'une évolution importante du nombre de fragments émis lors des réactions centrales $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$.

La différence essentielle entre les analyses réalisées pour une même énergie d'excitation sur des collisions périphériques comme dans les références [OGI 91] et [BEA 96], et des collisions centrales comme dans la référence [PEA 94], est que dans le premier cas l'énergie collective de compression peut être considérée comme négligeable, ce qui est exclu dans le second quand les énergies de bombardement deviennent grandes. Il semble que les données que nous étudions soient plus compatibles avec le second cas. Une conclusion en faveur de l'existence d'une énergie collective radiale d'origine compressionnelle est cependant prématurée à ce stade de l'analyse et devra s'appuyer sur d'autres observables.

5.1.2 Les distributions en charge

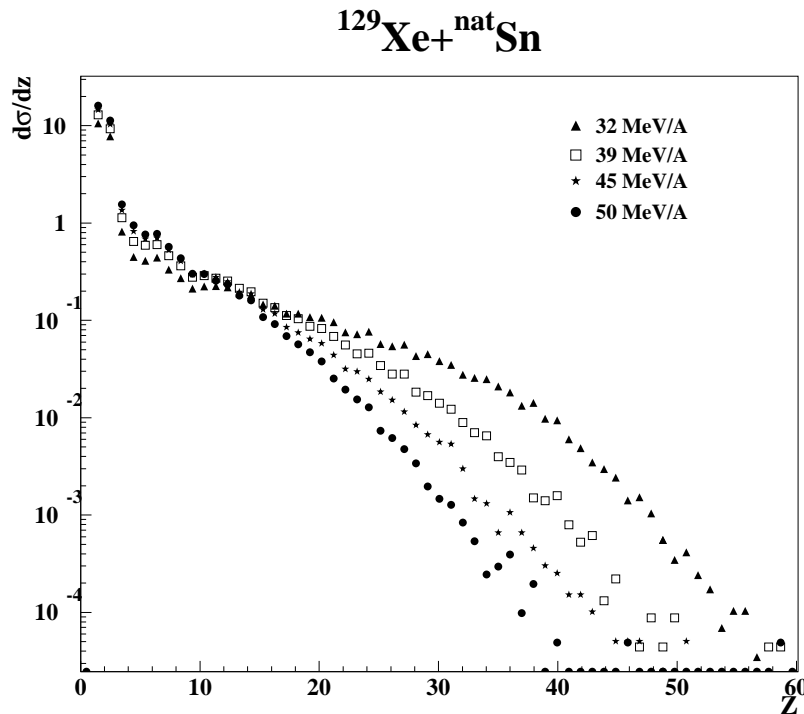


Figure 5.3: Distributions en charge des particules et fragments émis par la source de fragmentation sélectionnée au cours des collisions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A.

Examinons maintenant l'allure des distributions en charge ; elles doivent être à même d'apporter des renseignements sur la configuration de fragments au *freeze-out* et sur le processus responsable de la fragmentation. Les distributions regroupées figure 5.3 pour les quatre énergies de bombardement considérées, sont normalisées au nombre d'événements et directement comparables. Un point important est qu'elles ont été construites en incluant outre les fragments, les particules de $Z < 3$ issues de la composante anisotrope (cf. chapitre 3).

Notons que la production de particules et fragments légers ($Z \leq 10$) est importante, et augmente avec l'énergie incidente, ce qui manifeste une augmentation de l'énergie d'excitation.

Dans la région des charges 10 à 15, l'ensemble des distributions forme un plateau. Les taux de production des fragments sont, dans cette zone, équivalents quelque soit l'énergie de bombardement.

Ensuite, l'allure des distributions dépend beaucoup de l'énergie d'excitation. A 50 MeV/A, la distribution chute rapidement vers les charges les plus grosses qui n'excèdent pas 40 unités, ce qui caractérise une fragmentation explosive en entités de petites tailles. A 32 MeV/A la distribution décroît plus doucement jusqu'à des charges pouvant atteindre 60. Ceci est représentatif d'une énergie d'excitation qui, augmente avec l'énergie incidente. Dans la région des charges 40, la distribution obtenue à 32 MeV/A présente un léger épaulement que nous n'observons pas pour les autres énergies incidentes. Ainsi, pour cette énergie la production de fragments de charge égale à 30 excède d'un facteur 20 la production de ce type de fragments à 50 MeV/A. Cette évolution est remarquable, d'autant plus que le nombre de fragments formés est quasi constant.

Ainsi, à 50 MeV/A la distribution en charge a une forme beaucoup plus proche de l'exponentielle décroissante qu'à 32 MeV/A. Une telle différence de comportement est relevée dans la référence [KUN 95] relative à l'étude comparée d'événements de multifragmentation sélectionnés parmi les collisions centrales pour la réaction Au+Au à 100 MeV/A, et parmi les collisions périphériques pour la réaction Au+Au à 1000 MeV/A. La distribution en charge obtenue pour les collisions centrales est ajustée par une exponentielle alors que pour les collisions périphériques une loi de puissance convient pour rendre compte de la présence de gros fragments. Cette différence de comportement est associée à l'existence d'une énergie collective radiale pour les collisions centrales à 100 MeV/A, qui aurait pour influence d'empêcher la formation éventuelle de gros fragments par coalescence et par là d'influer sur les configurations de fragmentation. En effet il est improbable qu'une composante importante d'énergie collective entre en jeu dans les collisions périphériques.

La différence entre les deux distributions en charge de la référence [KUN 95] est beaucoup plus marquée que celle que nous observons entre les collisions centrales sélectionnées parmi les réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 et 50 MeV/A. Cependant, l'interprétation qui en est faite, conforte l'hypothèse de l'existence d'une composante collective de quelques MeV/A si l'énergie de bombardement est de

50 MeV/A, et plus faible si elle est de 32 MeV/A.

5.1.3 La charge des trois plus gros fragments

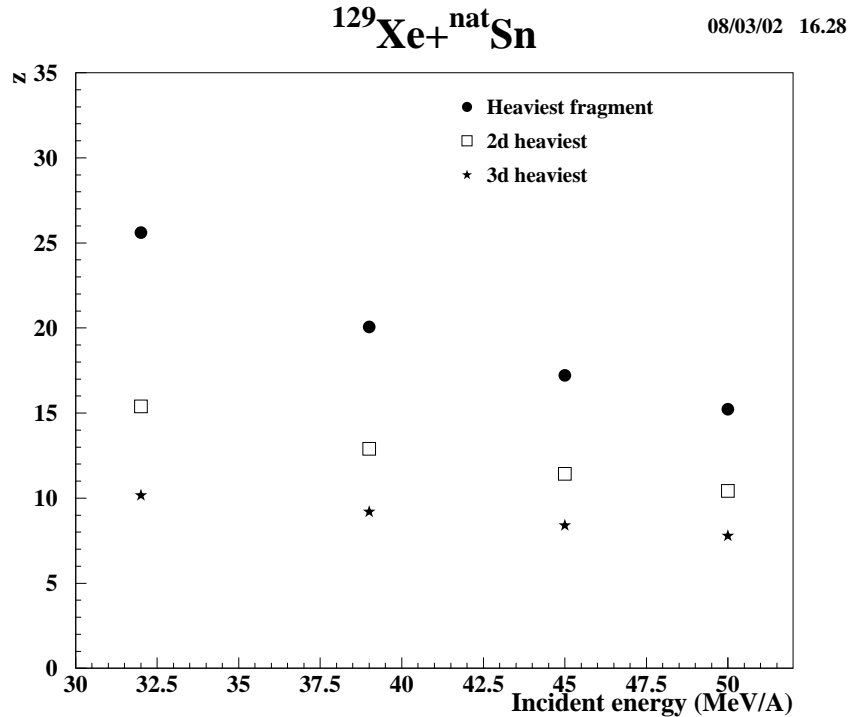


Figure 5.4: Charge moyenne des trois plus gros fragments émis par la source de fragmentation sélectionnée au cours des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A (les barres figurent les largeurs des distributions).

La figure 5.4 présente la charge moyenne, calculée événement par événement, des trois plus gros fragments issus de la source en fonction de l'énergie de bombardement. Les barres figurent les largeurs des distributions associées. A 32 MeV/A le plus gros fragment compte en moyenne 25 charges, le deuxième 15 et le troisième 10. La fragmentation est donc relativement asymétrique. La taille des fragments, surtout celle du plus gros, diminue notablement quand l'énergie de bombardement croît. Ainsi, à 50 MeV/A, la charge du plus gros fragment est de l'ordre de 15, celle du deuxième de 10 et celle du troisième de 7. Par conséquent, le degré d'asymétrie entre les fragments se réduit lorsque l'énergie incidente, c'est-à-dire l'énergie d'excitation contenue dans la source initiale, augmente. Le troisième plus gros fragment est de taille modeste et se distingue peu des autres plus petits.

Cette évolution est en accord avec celle qui est prédite par les modèles de Berlin et de Copenhague [GRO 94] qui envisagent une nette évolution de la taille du plus gros fragment de l'événement avec l'énergie d'excitation de la source émettrice. Cette observable semble donc refléter l'énergie d'excitation de manière plus directe que la multiplicité de fragments.

5.1.4 La quantité de charge détectée sous forme de fragments

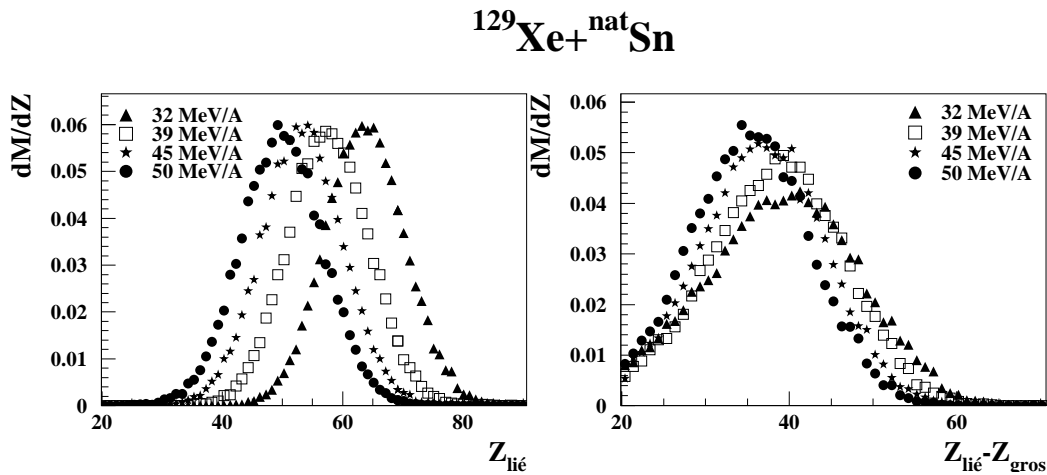


Figure 5.5: Somme des charges des fragments de $Z \geq 3$ ($Z_{\text{lié}}$) émis par la source unique formée au cours des collisions centrales lors des réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A, à gauche pour l'ensemble des fragments, à droite en excluant le plus gros.

Nous avons vu (figure 3.11) que 60 à 75% de la charge de la source de quasi-fusion se retrouve sous forme de fragments de $Z \geq 3$. La figure 5.5 présente sur sa partie gauche l'évolution de $Z_{\text{lié}} = \sum_{Z \geq 3} Z$ avec l'énergie incidente.

Cette observable est similaire à celle utilisée pour étudier les propriétés de désintégration du spectateur aux énergies relativistes.

Quelque soit l'énergie incidente, une quantité importante de matière est libérée sous forme de fragments. Ceci caractérise le régime de fragmentation aux énergies de bombardement voisines de l'énergie de Fermi. A plus haute énergie, la désintégration du complexe nucléaire conduit à produire des fragments mais la quantité de matière qui reste liée est plus faible que ce que nous observons (32 % de la charge totale disponible pour les collisions centrales Au+Au à 250 MeV/A [ROY 97]).

Pour les événements sélectionnés, plus l'énergie incidente diminue plus la somme des charges détectées sous forme de fragments est élevée (elle passe en moyenne de 49.7 à 63.6 unités de charge) alors que la taille de la source augmente à peine de cinq unités. Ceci traduit le fait que plus un système est excité plus les entités qu'il libère sont petites.

La partie droite de la figure 5.5 présente $Z_{lié}$ calculé en excluant le plus gros fragment détecté dans l'événement. Cette grandeur varie d'environ 5 unités de charge avec l'énergie de bombardement, ce qui est comparable à la variation de la taille totale de la source dont elle peut être le reflet.

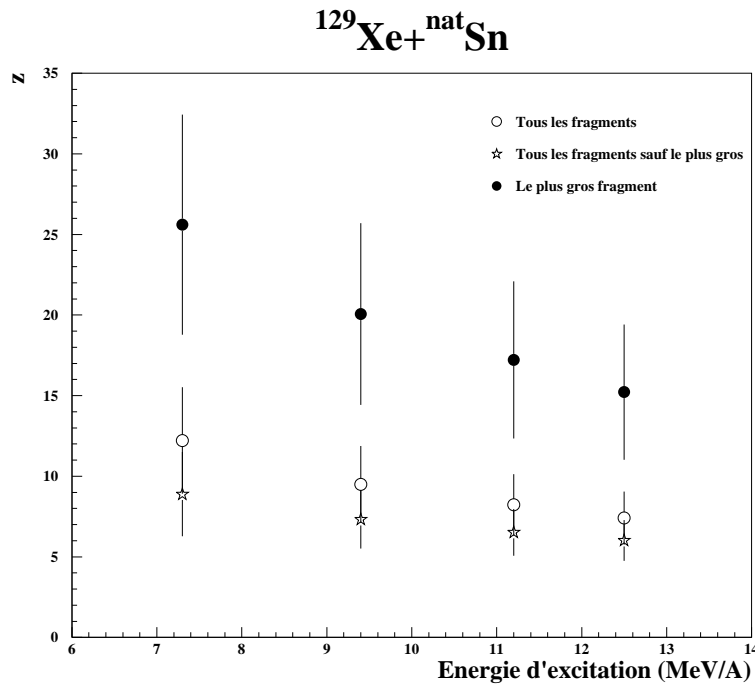


Figure 5.6: Taille moyenne des fragments émis par la source sélectionnée lors des collisions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A en incluant (points vides) et en excluant le plus gros (étoiles). Taille moyenne du plus gros fragment (points noirs).

La figure 5.6 rappelle la charge moyenne du plus gros fragment et regroupe l'évolution en fonction de l'énergie d'excitation de celle de l'ensemble des fragments en incluant (points), puis en excluant (étoiles) le plus gros. Elle est cohérente avec ce que nous avons observé jusqu'à présent puisque la taille des fragments décroît de façon très régulière avec l'énergie d'excitation dont elle pourrait constituer une mesure. A 50 MeV/A le plus gros fragment de l'événement a une taille moyenne proche de celle des autres.

5.2 Les Variables cinématiques

5.2.1 Les énergies cinétiques des fragments

Les énergies cinétiques des fragments sont des informations incontournables sur le processus de désintégration. Il a par exemple été montré qu'elles sont très sensibles au mouvement collectif d'expansion [MAR 95], [MAR 97], [RIV 97]. Elles sont en fait, le reflet de trois composantes et s'écrivent comme suit :

$$E_{cinétique} = E_{Coulombienne} + E_{thermique} + E_{expansion} \quad (5.1)$$

$E_{Coulombienne}$ est l'énergie de répulsion Coulombienne qui règne au *freeze-out* entre les fragments, elle dépend de la charge du fragment considéré et de son environnement. $E_{thermique}$ résulte de l'agitation thermique, elle est directement liée à la température au *freeze-out*. $E_{expansion}$ est la composante collective qui résulte de la phase d'expansion du système, elle dépend de la masse du fragment considéré et de sa position par rapport au centre du système (expansion auto-similaire). Dans certains cas une composante rotationnelle de l'énergie collective peut exister, cependant l'auteur de la référence [LEF 97] a montré à l'aide du modèle de Berlin qu'elle est incompatible avec les données expérimentales à 50 MeV/A.

Ces différentes composantes de l'énergie sont déterminées par la configuration de fragments au *freeze-out*, mais lorsque qu'elles sont mesurées, elles ont été fortement influencées par le processus de désintégration secondaire. Nous n'avons pas accès à l'information primaire.

L'énergie cinétique des fragments donne donc des informations sur ces trois composantes, mais il est difficile d'estimer expérimentalement chacune d'elles séparément. Aussi, pour extraire la valeur d'une éventuelle composante d'expansion il faut comparer les valeurs des énergies cinétiques obtenues expérimentalement avec celles que prévoit un générateur d'événement (SIMON,SMM...) pour différentes valeurs de cette composante. Ceci fera l'objet du chapitre prochain.

Avant cela nous allons analyser la forme des spectres expérimentaux. La figure 5.7 contient les spectres en énergie obtenus pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ à 32 et 50 MeV/A pour les fragments de $Z=3$, $Z=8$ et $Z=15$. Ils sont larges et d'autant plus que la charge des fragments est élevée. Ils ne sont pas reproductibles par une Maxwellienne dans la mesure où leur forme indique une large distribution de barrières Coulombiennes, et se distinguent par là de spectres qui résulteraient de la désintégration séquentielle d'une source équilibrée ([MAR 95]). En comparant les spectres obtenus à 32 et à 50 MeV/A, nous constatons que leurs formes et notamment leurs pentes sont très différentes. Ils sont notablement plus larges à 50 MeV/A qu'à 32, et présentent des pentes plus douces ce qui est à relier à une énergie d'excitation plus élevée et à un environnement plus dilué ou hétérogène.

La figure 5.8 regroupe les énergies cinétiques moyennes des fragments en fonction de leur charge. Elles vont permettre d'avoir une vue plus globale sur toute

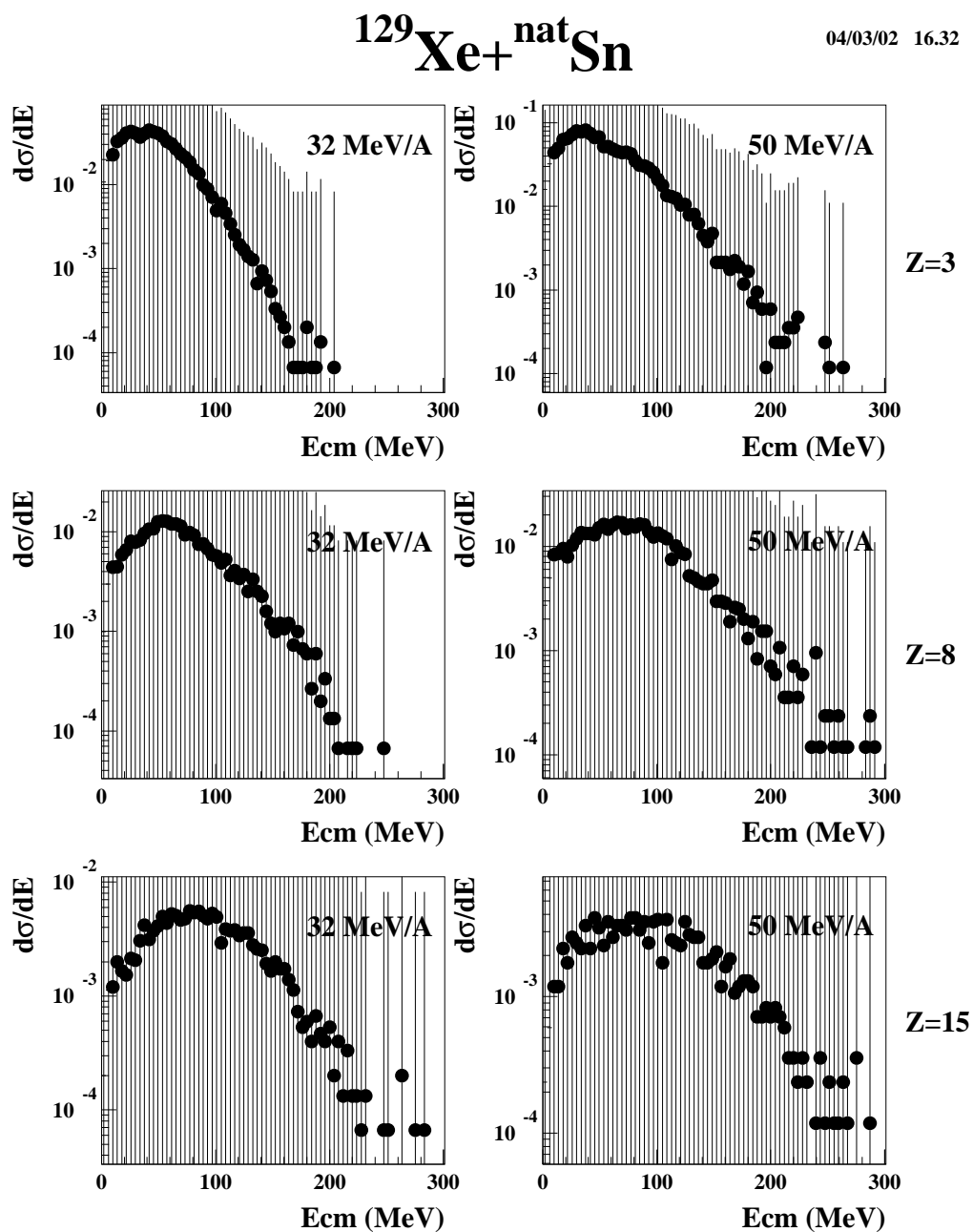


Figure 5.7: Spectre en énergie dans le centre de masse de la réaction des fragments de $Z=3$, 8 et 15 émis par la source de multifragmentation produite lors des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 et 50 MeV/A.

Xe+Sn

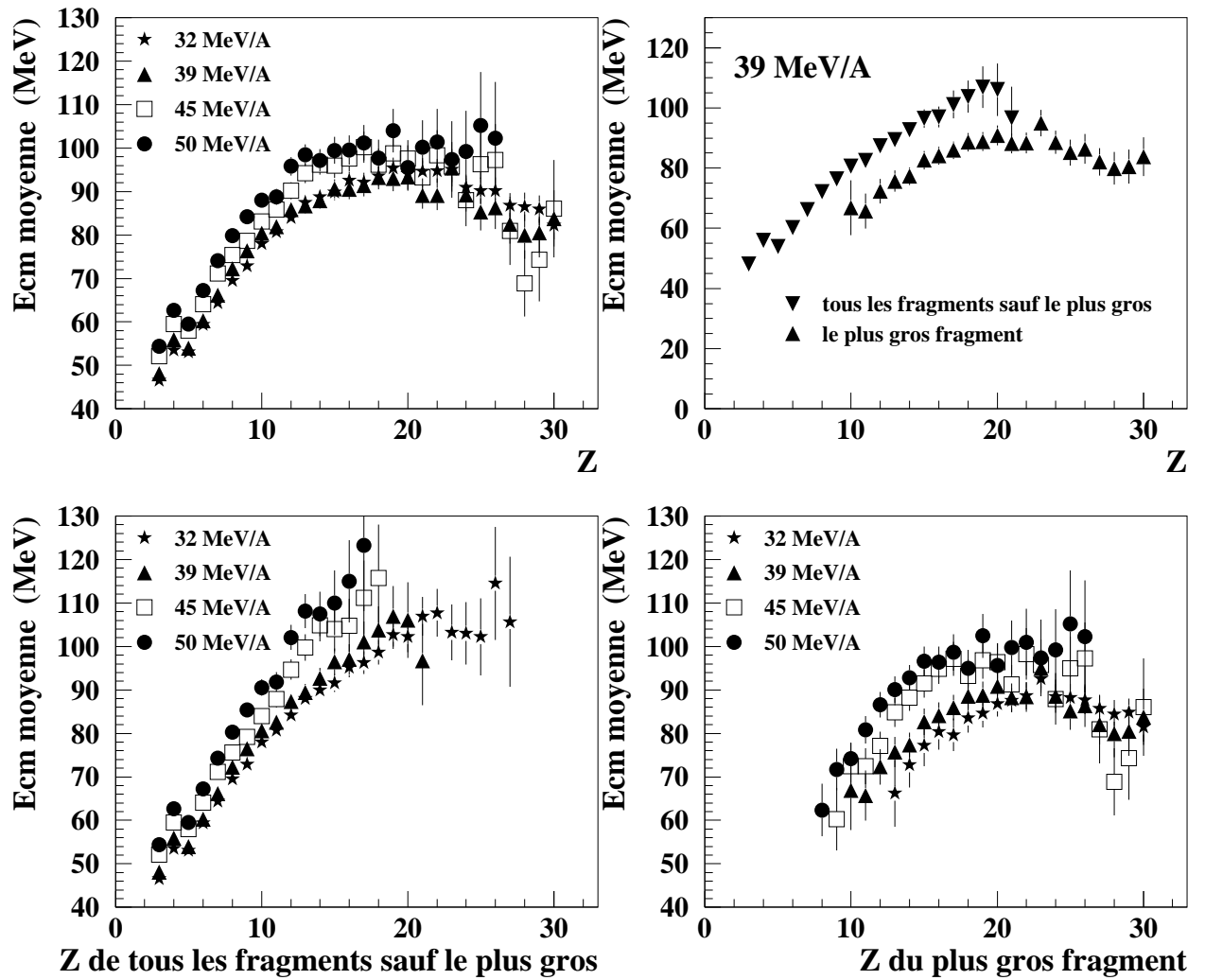


Figure 5.8: *Energie cinétique moyenne des fragments émis par la source unique produite lors des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A, en fonction de leur charge.*

la gamme en énergie de bombardement. En haut à gauche nous avons représenté l'évolution des énergies cinétiques moyennes pour l'ensemble des fragments à 32, 39, 45 et 50 MeV/A. Nous constatons que l'allure de la courbe obtenue est similaire quelque soit l'énergie incidente. Elle présente une très forte croissance de l'énergie cinétique moyenne des fragments en fonction de leur charge si celle-ci est inférieure à 12, si $13 \leq Z \leq 25$ l'énergie semble saturer, au-delà nous notons une légère redescende. Quelque soit la charge des fragments, leur énergie cinétique augmente relativement peu quand l'énergie de bombardement (donc l'énergie d'excitation) croît. Ceci est probablement à rapprocher de l'observation qui a été faite au paragraphe 5.1.1 concernant la multiplicité de fragments. Plus la source est excitée, plus elle émet de petites entités, aussi une bonne partie de l'énergie se trouve évacuée de cette manière alors que les énergies cinétiques s'accroissent peu.

Pour les collisions ayant menées à la formation d'une source unique lors des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A [MAR 97] et Gd+U à 36 MeV/A [RIV 97], un comportement particulier du plus gros fragment de la configuration a été observé : pour un Z donné son énergie cinétique est, en général plus faible que celle des autres fragments. De façon à confirmer ce résultat pour les énergies de bombardement inférieures, nous avons figuré séparément leurs énergies cinétiques moyennes en fonction de leur charge. Elles sont présentées en haut à droite de la figure 5.8 pour une énergie de bombardement de 39 MeV/A, et leur évolution en fonction de l'énergie incidente figure dans la partie basse, avec à gauche l'information relative à l'ensemble des fragments sauf le plus gros, et à droite l'information relative au plus gros fragment de l'événement. Il semble avoir un rôle particulier : effectivement, à 39 MeV/A, pour une charge donnée à 39 MeV/A, un fragment a en moyenne une énergie plus basse d'une vingtaine de MeV si il est le plus gros fragment de l'événement que si il ne l'est pas. Cette tendance est également observée à 32 et 45 MeV/A.

Deux hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ce comportement, toutes deux relatives à la position éventuelle du plus gros fragment au centre du système. La première est que si il est formé préférentiellement au centre, alors sa vitesse peut être moindre parce qu'il est ralenti par l'écran de répulsion Coulombienne lié à l'ensemble des autres fragments. La seconde est que dans l'éventualité où le système a stocké une partie de son énergie sous forme collective de compression, les fragments sont susceptibles d'être soumis à une vitesse radiale supposée auto-similaire c'est-à-dire proportionnelle à leur distance par rapport au centre du système. Les fragments situés près du centre sont peu accélérés, ce qui pourrait expliquer la faible énergie cinétique des fragments les plus gros. Dans les références [MAR 97] et [RIV 97], les énergies cinétiques des fragments sont expliquées à l'aide du code phénoménologique de multifragmentation simultanée SIMON [DUR 97] et il est montré que les énergies des gros fragments sont mieux reproduites si ils sont placés préférentiellement au centre du système. SMM [BON 95] reproduit assez correctement les énergies cinétiques

moyennes des plus gros fragments et des autres pris séparément à 50 MeV/A [BOU 97], si une composante de 2.2 MeV/A d'énergie d'expansion est utilisée. Nous verrons par la suite ce qu'il en est pour les autres énergies incidentes.

5.2.2 Construction des corrélations en vitesse réduite.

Comme nous l'avons montré précédemment, les fragments de $Z \geq 3$ forment une part importante du système, et leur nature est fortement influencée par les lois de conservation et l'interaction Coulombienne. Aussi les corrélations entre fragments devraient apporter des informations fort intéressantes non seulement sur les fragments considérés mais aussi sur le reste de la source et permettre de comprendre mieux le processus dont la configuration finale observée est le résultat [SCH 94], [SCHA 94], [GRO 93]. Les corrélations ont permis d'extraire des temps de fragmentation [BOU 89], [BIZ 92], [LOU 94], [LOP 93], [BOW 93], [BOW 95], [KIM 92], [AGO 96] et de savoir si il existe une hiérarchie dans les temps d'émission des différents fragments. Enfin, elles sont utiles pour obtenir des informations sur la taille, la forme et le volume de la source au moment du *freeze-out*. De telles caractéristiques spatio-temporelles, associées à la bonne connaissance des partitions de charge, sont essentielles pour caractériser la multi-fragmentation. C'est dans ce but que nous avons décidé de construire les fonctions de corrélation en vitesse réduite entre les fragments pris deux à deux. Il est important de noter que cette analyse est menée sur des événements quasi complets et que nous disposons de l'information relative à tous les types de fragments émis par la source unique sur l'ensemble du domaine angulaire.

Il est possible de construire des fonctions de corrélation en angles relatifs, en vitesses relatives, ou en vitesses réduites. De façon à être sensibles aux corrélations spatio-temporelles du système final, il est préférable de construire des fonctions des corrélations en vitesse. Notre choix s'est porté sur les corrélations en vitesse réduite parce qu'elles permettent de corrélérer entre eux des fragments de charge différente. En effet, la répulsion Coulombienne entre deux fragments est d'autant plus forte que leur charge est élevée, l'utilisation des vitesses réduites (équation 5.2) permet de s'affranchir de cet effet d'échelle [KIM 92], donc de traiter l'ensemble des fragments et d'accroître l'échantillon statistique.

La vitesse réduite entre deux fragments est définie de la façon suivante :

$$V_{red} = \frac{|\vec{v}_1 - \vec{v}_2|}{\sqrt{Z_1 + Z_2}} \quad (5.2)$$

v_1 et v_2 sont les vitesses des deux fragments, Z_1 et Z_2 sont leur charges respectives. Le spectre en vitesse réduite est ainsi construit pour les événements vrais dits corrélés d'une part, et pour les événements décorrélés d'autre part.

Les événements expérimentaux vrais sont ceux qui répondent aux critères de complétude définis au premier chapitre et dont $\theta_{flot} \geq 60^\circ$. Pour certaines études, d'autres contraintes ont été imposées. Elles seront signalées en temps voulu.

Les événements décorrélés sont construits à partir du même ensemble d'événements. La première étape consiste à définir la multiplicité de l'événement qui va être construit, en lui associant celle d'un événement vrai (M_i) dont le numéro est pris au hasard dans l'ensemble précédemment décrit. M_i fragments sont alors sélectionnés au hasard dans M_i événements différents dont le numéro est toujours choisi de façon aléatoire. A ce moment un test est réalisé pour assurer que deux fragments d'un même événement décorrélé n'ont pas été détectés dans un même télescope d'INDRA. A ce stade l'événement décorrélé est construit. En répétant l'opération un grand nombre de fois, un ensemble d'événements décorrélés est finalement obtenu.

Cependant, dans la mesure où aucune contrainte autre qu'une multiplicité, des vitesses et des charges réalistes pour les fragments, ne leur a été imposée, ils ne satisfont pas les lois de conservation et leurs caractéristiques peuvent être éloignées de celles des événements vrais. Pour y remédier, les distributions en multiplicité, en charge totale, en impulsion totale des fragments de $Z \geq 3$, en asymétrie d'ordre 2 et 3, ainsi que la distribution en charge du plus gros fragment de l'événement sont construites pour les événements vrais, et un poids $W_i(j)$ est associé à chacune des valeurs j de l'observable i . $W_i(j)$ est en fait la probabilité pour que l'observable i prenne la valeur j pour les événements vrais. Ainsi, le poids associé à un événement non corrélé donné est :

$$W = \prod_i W_i(j) \quad (5.3)$$

Il est d'autant plus faible que les caractéristiques de l'événement construit sont éloignées de celles qui sont les plus probables pour un événement vrai.

Nous disposons ainsi d'un ensemble d'événements décorrélés associés à un poids, dont les caractéristiques sont proches de celle de l'ensemble des événements vrais. La figure 5.9 regroupe quelques exemples de distributions obtenus pour les événements vrais (à gauche), et pour l'ensemble des événements décorrélés pondérés (à droite). Elles ont des formes analogues, ce qui permet de construire les spectres en vitesse réduite à partir desquels seront calculées les fonctions de corrélation. Un exemple de spectre en vitesse réduite obtenu pour les événements vrais et pour les événements non corrélés construits à 39 MeV/A est présenté sur la figure 5.10.

La fonction de corrélation en vitesse réduite est obtenue de la façon suivante :

$$1 + R(V_{red}) = C \frac{\sum_{\text{événements,paires}} Y_{12\text{vrais}}(v_1 Z_1, v_2 Z_2)}{\sum_{\text{événements,paires}} Y_{12\text{décorrélés}}(v_1 Z_1, v_2 Z_2) W} \quad (5.4)$$

La somme est effectuée sur toutes les paires et tous les événements considérés. La méthode utilisée conduit à avoir un nombre différent de paires corrélées et de paires non corrélées, c'est la raison de l'existence du facteur de normalisation C . Il est obtenu en se basant sur le fait que quand la vitesse réduite devient

Xe+Sn 39 MeV/A

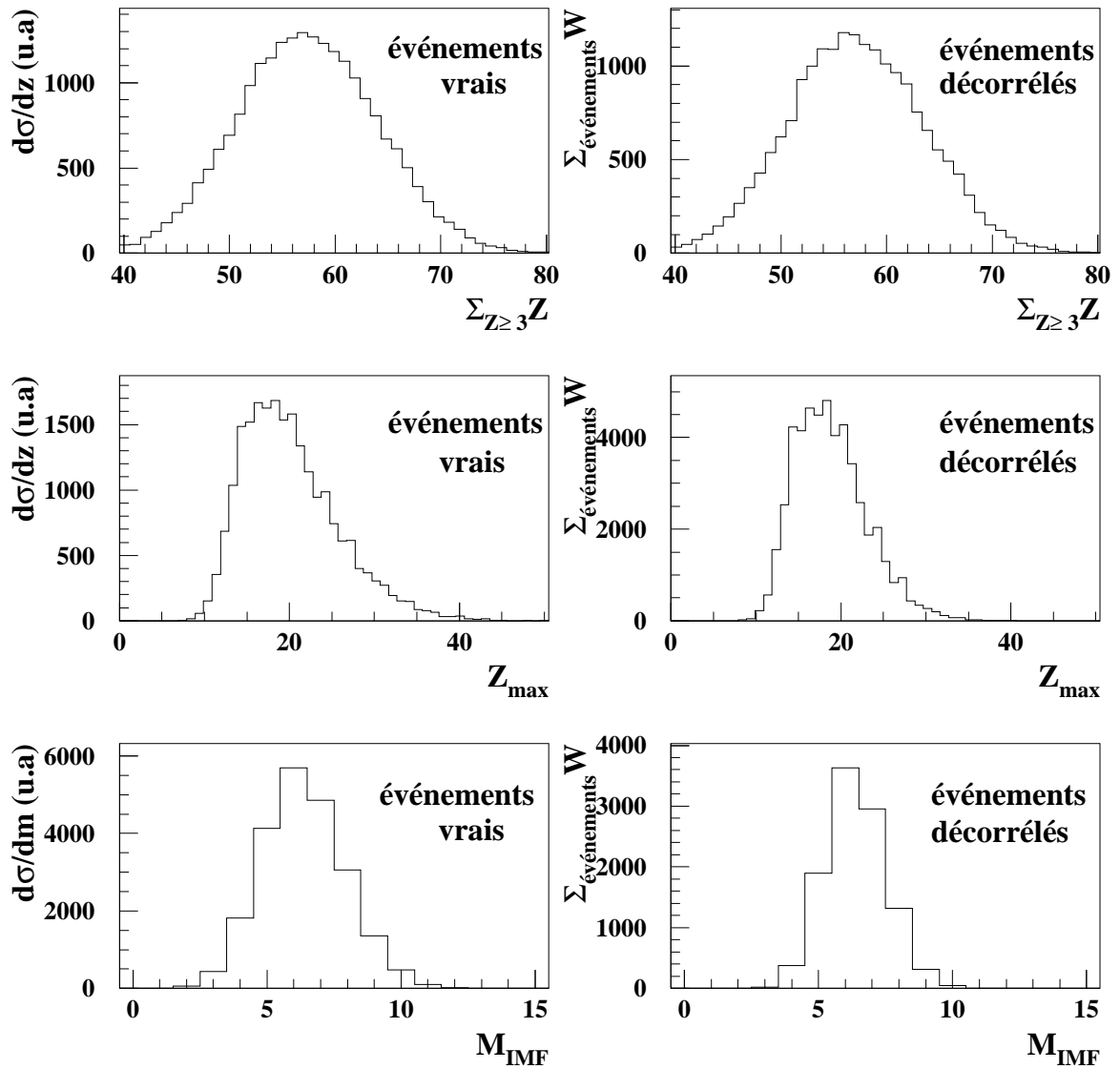


Figure 5.9: Distributions en charge totale collectée sous forme de fragments de $Z \geq 3$, en charge du plus gros fragment de l'événement, et en multiplicité de fragments de $Z \geq 3$, obtenues pour les événements vrais (à gauche) et pour les événements décorrélés (à droite) sélectionnés à partir de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 39 MeV/A.

Xe+Sn 39 MeV/A

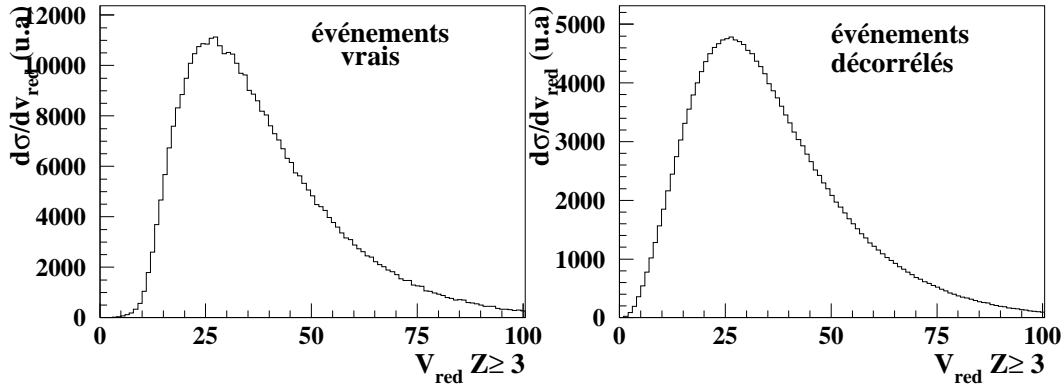


Figure 5.10: Spectres en vitesse réduite entre paires de fragments de charge supérieure ou égale à trois obtenues pour les événements vrais à gauche et pour les événements décorrés à droite, sélectionnés à partir de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 39 MeV/A.

très grande, l'interaction Coulombienne entre les fragments devient négligeable et $R(V_{red})$ doit tendre vers 0. Dans la pratique, la normalisation est réalisée sur l'intervalle des vitesses réduites comprises entre $35 \cdot 10^{-3}$ et $50 \cdot 10^{-3}c$. Il a été vérifié qu'elle n'engendre aucune modification notable de la forme des fonctions de corrélation.

5.2.3 Notations

De façon à alléger la présentation des résultats qui suivront, nous allons adopter les notations consignées ci-dessous :

- $Z \geq 3 - Z \geq 3$: Corrélations en vitesse réduite construites entre les fragments de charge supérieure ou égale à trois pris deux à deux.
- $Z \geq 3 - \text{le plus gros}$: Corrélations en vitesse réduite construites entre les fragments de charge supérieure ou égale à trois d'une part et le plus gros de la configuration d'autre part.
- $3 \leq Z \leq 9 - 3 \leq Z \leq 9$: Corrélations en vitesse réduite construites entre les fragments de charge comprise entre trois et neuf pris deux à deux.
- $Z \geq 3 - Z \geq 3 \text{ sauf le plus gros}$: Corrélations en vitesse réduite construites entre les fragments de charge supérieure ou égale à trois dont le plus gros est exclu.

- V_o : Volume de saturation.
- V : Volume au *freeze-out*.
- ρ_o : Densité de saturation.
- ρ : Densité au *freeze-out*.
- Z_{gros} : Charge du plus gros fragment de la configuration.
- $Z_{lié}$: Somme des charges détectées sous forme de fragments de $Z \geq 3$.

Elles seront utilisées dans ce chapitre et dans le suivant.

5.2.4 Influences du dispositif expérimental

Ce travail est réalisé avec des données collectées expérimentalement d'une part, mais aussi en utilisant des données générées par le modèle de Copenhague, SMM, dans des conditions comparables aux conditions expérimentales, sur lesquelles nous reviendrons au chapitre 6 ($Z_s = 97$ $E_{thermique}^* = 6.4 MeV/A$ $E_{radiale}^* = 0 MeV/A$ et $V = 2V_o$). Nous avons étudié les fonctions de corrélations sur tout le domaine en énergie mais dans un souci de concision, pour ce qui concerne l'étude des effets induits par les choix et hypothèses que nous avons faits, nous présentons les résultats uniquement à 32 MeV/A.

L'influence du filtre du détecteur

La comparaison des événements générés par SMM avec les données expérimentales nécessite de les filtrer par l'acceptance du détecteur. Ceci permet de simuler les effets que peut introduire un tel détecteur sur les observables que nous étudions. Si le filtre qui est pour INDRA une simulation informatique complexe, reproduit bien les effets induits par le détecteur, une comparaison entre des observables construites sur événements générés filtrés ou non filtrés permet de vérifier si elles sont robustes, ou distordues par le dispositif expérimental. La figure 5.11 présente les distributions en charge, en Z_{gros} et en multiplicité de fragments de $Z \geq 3$, ainsi que les corrélations $Z \geq 3 - le\ plus\ gros$ et $Z \geq 3 - Z \geq 3\ sauf\ le\ plus\ gros$ construites à partir des événements générés par SMM filtrés (points noirs) ou non (histogrammes) par l'acceptance du dispositif expérimental. Le filtre engendre la perte de quelques gros fragments, ce qui modifie très légèrement la partie de la distribution en charge relative aux fragments de charge élevée, induit une faible baisse de la charge moyenne du plus gros fragment, et diminue la multiplicité moyenne de fragments de $Z \geq 3$ de moins d'une unité. Les corrélations en vitesse réduite construites entre les fragments de $Z \geq 3$ et le plus gros fragment de l'événement présentent une bosse Coulombienne légèrement plus large après filtrage. Cet effet est faible et peut être imputé au fait que les fragments

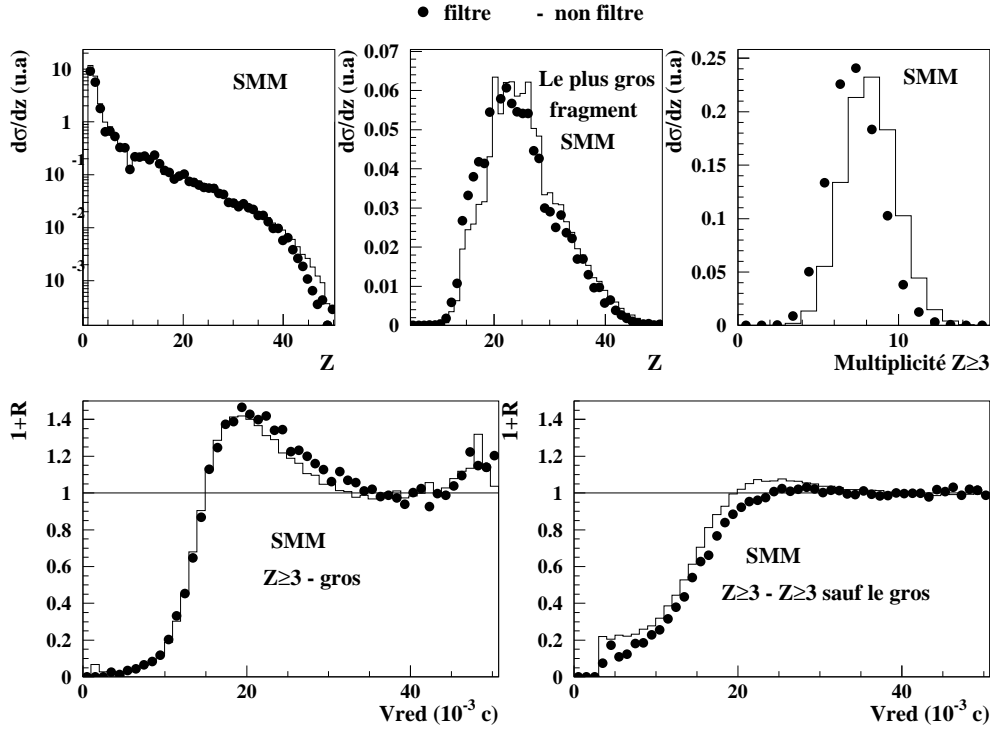


Figure 5.11: *Effet du filtre expérimental sur les événements générés par SMM pour $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A. Les distributions en Z , en Z_{gros} , ainsi que la distribution en multiplicité de fragments, filtrées (points noirs) ou non (histogrammes) sont regroupés en haut. La partie basse présente les fonctions de corrélation $Z \geq 3 - \text{le plus gros}$ et $Z \geq 3 - Z \geq 3 \text{ sauf le plus gros}$.*

non détectés par INDRA répondent à des caractéristiques bien particulières ce qui réduit la gamme des possibilités. La corrélation $Z \geq 3 - Z \geq 3 \text{ sauf le plus gros}$ montre que le filtre interdit les très faibles vitesses réduites qui correspondraient à deux particules détectées dans le même télescope d'INDRA, et induit une atténuation de la bosse de corrélation. Il est raisonnable de conclure que le filtre, donc le détecteur, ne distord pas de façon drastique les observables qui nous intéressent.

Le choix du domaine angulaire

INDRA permet d'exploiter les informations relatives à l'ensemble des fragments émis par la source de quasi-fusion. Cependant comme nous l'avons vu au premier chapitre, tous les télescopes ne présentent pas les mêmes caractéristiques. La nature des détecteurs, leur seuil et leur ouverture angulaire varient, ce qui peut

être considéré comme un problème pour construire des fonctions de corrélation à l'aide de l'ensemble des modules de détection [AGO 96]. Le détecteur peut être divisé en deux ensembles que nous considérerons comme homogènes, la partie avant ($2^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$ dans le laboratoire) et la partie arrière ($45^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$). Nous avons donc cherché à estimer l'influence de la partie arrière, qui présente des caractéristiques différentes et correspond à un angle solide relativement faible dans le centre de masse de la réaction, sur l'allure des fonctions de corrélation en vitesse réduite. Pour ce faire, nous avons construit les corrélations en vitesse réduite en utilisant l'ensemble du détecteur, puis en utilisant uniquement la partie avant.

La figure 5.12 présente les fonctions de corrélation $Z \geq 3$ – *le plus gros* construites pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A. Dans le but de valider nos comparaisons ultérieures avec SMM, où simplement pour mieux comprendre les effets observés, elle montre également les observables relatives aux événements SMM que nous avons jugées être les mieux adaptés à une comparaison avec les données recueillies à 32 MeV/A (voir paragraphe 6.3.2).

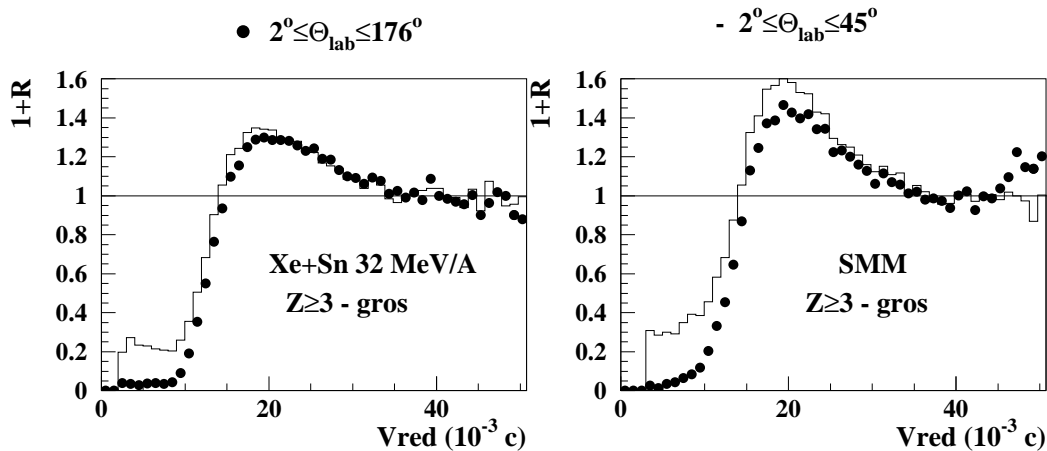


Figure 5.12: *Corrélations $Z \geq 3$ – le plus gros obtenues pour les événements sélectionnés à partir de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A (à gauche), et pour les événements SMM correspondant (à droite), en utilisant l'ensemble du détecteur (points noirs) ou uniquement sa partie avant (histogrammes).*

Quoique le domaine angulaire $45^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 176^\circ$ corresponde à un angle solide faible dans le centre de masse de la réaction, nous observons une différence non négligeable entre les fonctions de corrélations construites à partir des fragments détectés sur l'ensemble du détecteur (points noirs), et celles qui ont été construites en utilisant uniquement la partie avant (histogrammes). L'utilisation de la partie avant du détecteur seule induit une remontée importante dans la région des basses

vitesse réduite. Il est probable qu'en supprimant une partie du détecteur nous augmentions la proportion du nombre de paires qui conduisent à une petite vitesse relative par rapport au nombre de paires menant à une grande vitesse relative. La fonction de corrélation est donc biaisée par le caractère partiel de l'information. En outre, le front de montée est situé à une vitesse légèrement plus basse, et la bosse de corrélation est un peu plus importante. Quoiqu'il en soit, ces effets sont faibles et présents de façon quasi similaire dans le calcul et dans les données, cela nous permet de penser qu'ils n'altéreront pas notre comparaison entre les deux. C'est pourquoi, sauf indication contraire, les fonctions de corrélation présentées dans la suite ont été construites en utilisant l'ensemble du détecteur.

Influence de la contrainte sur la complétude

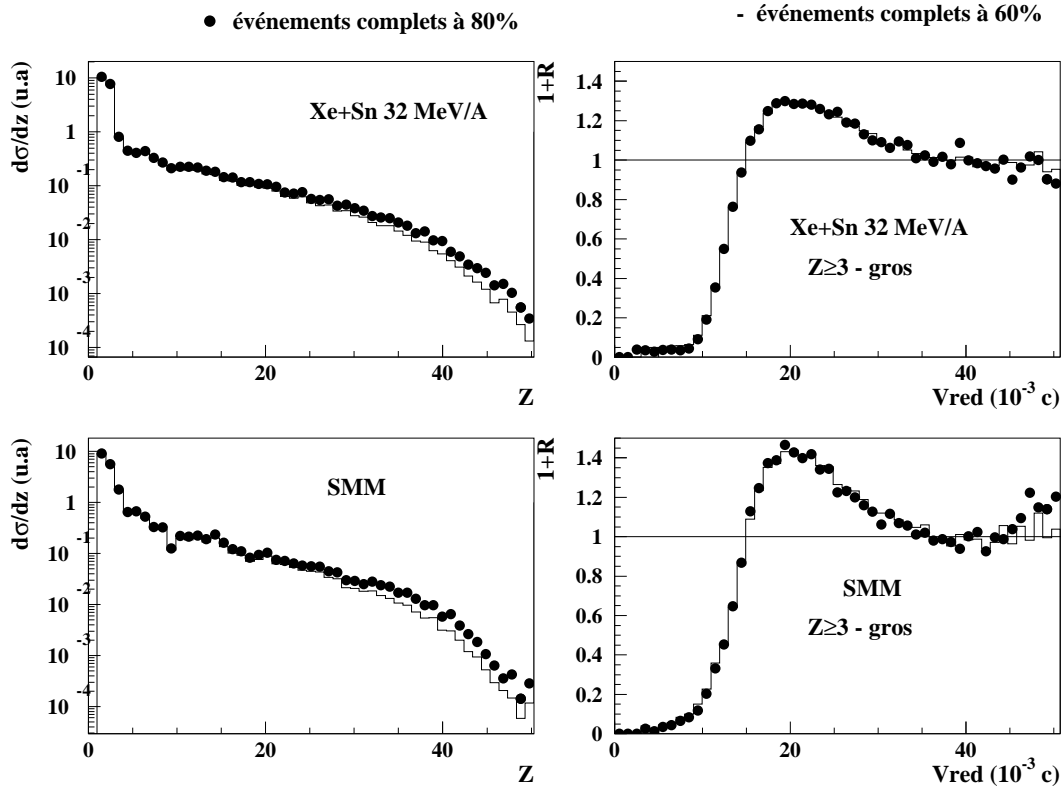


Figure 5.13: La partie gauche de la figure présente les distributions en charge obtenues avec des événements complets à 80% (points noirs), et à 60% (histogrammes). Ces événements sont issus des données expérimentales $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A en haut, et générés par SMM pour le même système en bas. La partie droite présente les fonctions de corrélations $Z \geq 3$ – le plus gros correspondantes.

Les données expérimentales ont été sélectionnées dans un lot d'événements complets à plus de 80%. Nous avons montré au chapitre 4, qu'il est possible de sélectionner des événements de même type en relâchant la contrainte sur la complétude à 60%. Ils ne peuvent pas être utilisés pour tout type d'analyse puisqu'ils contiennent une information partielle, mais peuvent être très utiles pour des analyses fines en corrélation nécessitant une statistique importante. La figure 5.13 présente la distribution en charge associée à ces deux critères de complétude différents pour les données expérimentales (en haut) et pour des événements générés par SMM filtrés par l'acceptance du dispositif expérimental (en bas), ainsi que les corrélations $Z \geq 3$ – *le plus gros* construites sur les mêmes événements.

Si les distributions en charge construites à partir des événements complets à plus de 60% présentent un très léger déficit dans la partie relative aux fragments de charge supérieure à 30, les corrélations $Z \geq 3$ – *le plus gros* ne montrent pas de dépendance au critère de complétude dans des limites raisonnables. Ceci est d'autant plus remarquable qu'elles mettent notamment en jeu les fragments qui induisent la légère modification de la distribution en charge. Les corrélations construites entre les trois plus gros fragments de l'événement pris deux à deux laissent apparaître une petite modification de l'amplitude de la bosse Coulombienne. Cependant nous avons choisi de ne pas les présenter ici parce que les événements complets à 60% seront utilisés uniquement pour des analyses spécifiques concernant les fragments les plus légers, qui ont un rôle dans la corrélation présentée ci-dessus, mais ne font jamais partie des trois plus gros fragments de l'événement.

5.2.5 Choix spécifiques à l'analyse

Pertinence du choix des corrélations en vitesse réduite

La figure 5.14 établit la pertinence du choix de construire des fonctions de corrélation en vitesse réduite plutôt qu'en vitesse relative. Elle présente la dépendance entre la largeur à mi-hauteur de la zone de déplétion Coulombienne si la fonction de corrélation est construite en vitesse relative (en haut), ou en vitesse réduite (en bas) et $\sqrt{Z_1 + Z_2}$ où Z_1 et Z_2 sont les charges des deux fragments de la paire. La largeur de la zone de déplétion de la fonction de corrélation en vitesse relative croît très fortement avec la somme des charges des fragments de la paire. Ceci est relié à la force de répulsion Coulombienne d'autant plus importante entre deux fragments qu'ils sont de charge élevée et interdit de traiter ensemble des paires de fragments de charge différente. Comme le montre la partie basse de la figure 5.14, le choix de la vitesse réduite (équation 5.2) comme variable de corrélation permet de s'affranchir de cet effet d'échelle. La largeur de la zone de déplétion Coulombienne dans les fonctions de corrélation en vitesse réduite ne dépend pas, aux erreurs statistiques près, de la charge des fragments de la paire.

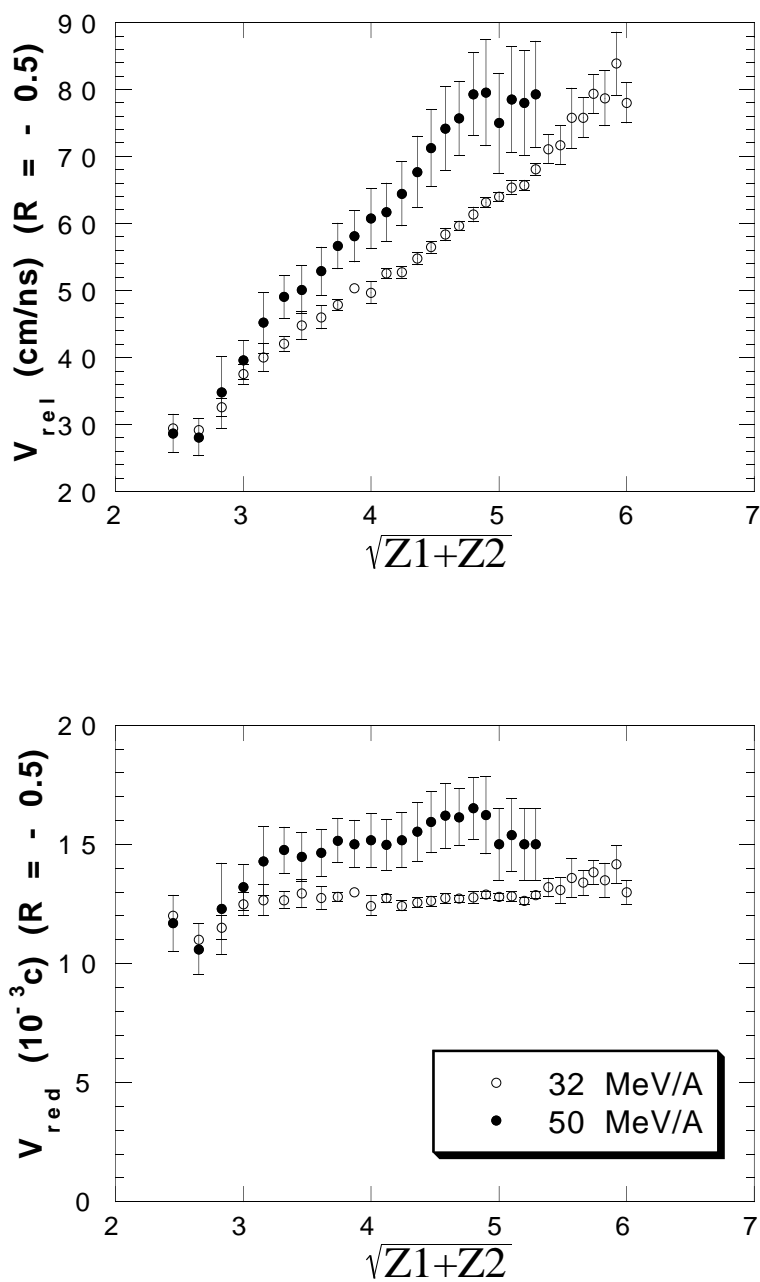


Figure 5.14: *Dépendance entre la largeur à mi hauteur de la zone de déplétion Coulombienne si la fonction de corrélation est construite en vitesse relative (en haut), ou en vitesse réduite (en bas) avec racine de $Z_1 + Z_2$ où Z_1 et Z_2 sont les charges des deux fragments de la paire.*

La vitesse réduite permet ainsi de traiter ensemble des paires de fragments de charge différente. Un comportement particulier est observé pour les fragments les plus légers.

Influence de la sélection en angle de flot

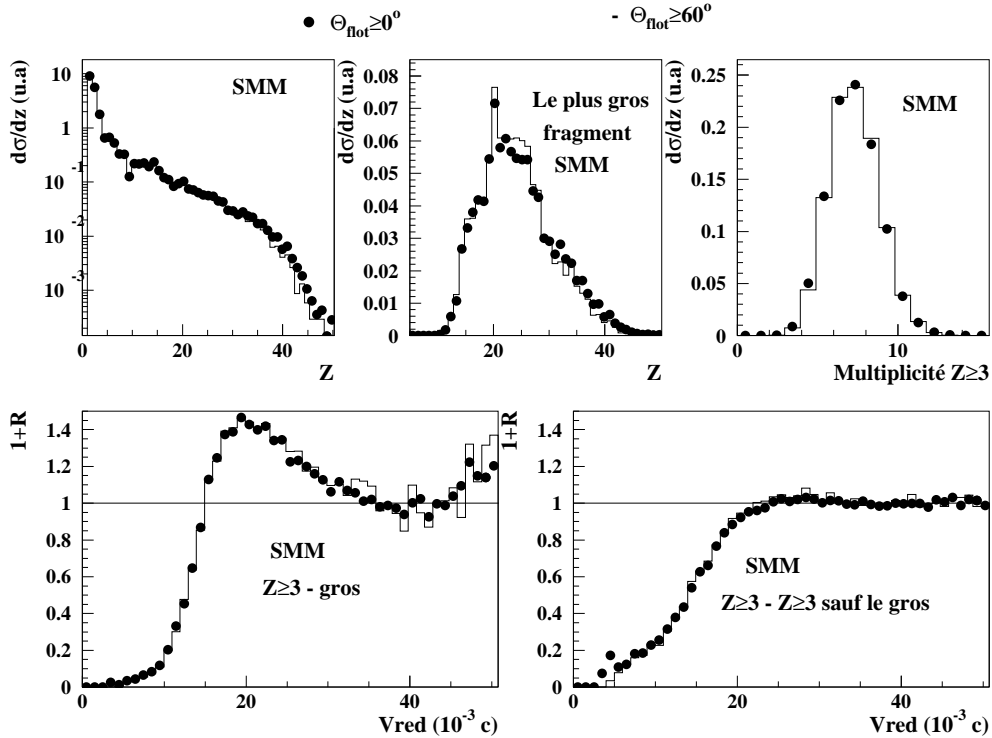


Figure 5.15: Les distributions en Z , en Z_{gros} , et en multiplicité de fragments obtenues pour les événements SMM adaptés à 32 MeV/A sont regroupées en haut avec (histogrammes) ou sans (points noirs) coupure en angle de flot. La partie basse présente les fonctions de corrélation $Z \geq 3 - Z \geq 3$ – le plus gros et $Z \geq 3 - Z \geq 3$ – sauf le plus gros dans les mêmes conditions.

Outre le critère de complétude les événements sélectionnés ont un angle de flot supérieur à 60° . Au cours de l'analyse, nous serons amenés à les comparer avec les prédictions du modèle SMM qui simule la désintégration d'une source unique. Les événements générés réalisent tous une multifragmentation, aussi est-il possible d'accroître la statistique disponible en ne leur imposant pas de contrainte en angle de flot. Pour vérifier que cela n'engendre pas de perte de cohérence dommageable dans le traitement des deux lots d'événements, nous avons comparé les fonctions de corrélation obtenues à partir des événements simulés avec et sans coupure en

angle de flot. De manière à avoir une statistique suffisante, nous avons réalisé ce travail pour des événements complets à plus de 60%. Il est synthétisé par la figure 5.15. Y sont présentés les distributions en charge associées aux deux classes d'événements, en Z_{gros} et en multiplicité de fragments de charge supérieure ou égale à trois, ainsi que les corrélations $Z \geq 3 - \text{le plus gros}$ et $Z \geq 3 - Z \geq 3 \text{ sauf le plus gros}$. Comme le montre la figure, ces observables, ainsi que toutes celles que nous avons pu analyser sont extrêmement peu influencées par une coupure en angle de flot. Ainsi, de façon à accroître la statistique disponible, aucune coupure en angle de flot ne sera effectuée sur les événements générés par SMM.

5.2.6 Les Corrélations expérimentales.

Comportement général.

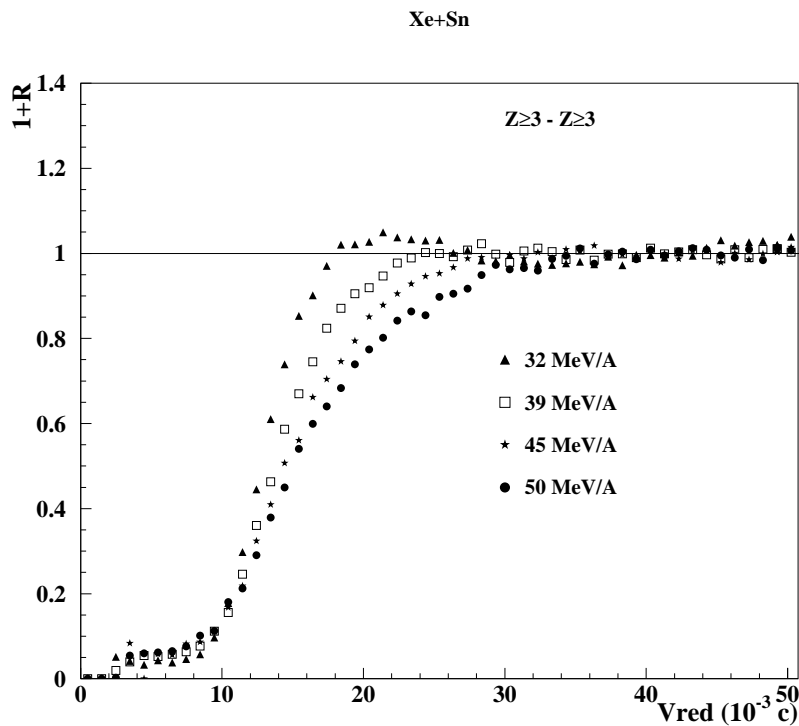


Figure 5.16: *Fonctions de corrélations construites entre les fragments de $Z \geq 3$ émis par la source de fragmentation produite lors des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A, 39, 45 et 50 MeV/A.*

Ayant validé notre méthode de construction des fonctions de corrélation, et vérifié leur robustesse vis-à-vis des hypothèses et choix que nous avons été amenés à faire du fait de l'utilisation d'un détecteur tel qu'INDRA, ou de notre méthode d'analyse, nous allons maintenant présenter et discuter les corrélations expérimentales. Il est difficile de les interpréter sans l'aide d'un simulateur. Il est cependant possible d'extraire quelques tendances.

Quel peut-être l'apport des corrélations expérimentales?

Elles présentent une zone de déplétion à faible vitesse réduite (figure 5.16) dont la largeur peut être reliée aux temps d'émission. En effet, la force de répulsion Coulombienne interdit à deux fragments d'être émis proches l'un de l'autre à la fois dans l'espace et le temps. Ainsi, si de petites vitesses relatives sont autorisées entre les fragments alors ils ont été émis en un temps suffisamment long pour que quand l'un soit émis l'autre se soit déjà suffisamment éloigné pour ne pas être dans son champ Coulombien. A l'inverse une zone de déplétion Coulombienne importante est le signe d'une émission rapide et simultanée. Dans la référence [AGO 96], les auteurs montrent à l'aide d'un modèle phénoménologique que la variation du temps entre deux émissions successives influence la forme des fonctions de corrélation, non seulement au niveau de la zone de déplétion mais aussi au niveau de la bosse Coulombienne. Elle en constitue ainsi une bonne mesure.

Cette zone reflète aussi la distance inter-fragment et donc le volume de *freeze-out* [SCH 94].

La figure 5.16 qui présente les corrélations fragment-fragment obtenues en fonction de l'énergie incidente, montre des zones de déplétion Coulombienne assez importantes qui augmentent légèrement avec l'énergie incidente. Or, une configuration de fragments qui mène à une zone de déplétion Coulombienne à petite vitesse réduite ne peut être le résultat d'un processus séquentiel [SCHA 94]. Pour obtenir les temps relatifs à la fragmentation il faudrait alors comparer la forme de la corrélation expérimentale, et en particulier la largeur de la zone de déplétion, avec les prédictions d'un simulateur d'événements adéquat. Ce type d'étude a été mené dans les références [BOW 93] et [BOW 95] pour des collisions centrales sélectionnées par une simple coupure en multiplicité, et a permis aux auteurs de conclure à des temps moyens entre émissions successives de l'ordre de 200 fm/c. En ce qui concerne la référence [KIM 92] relative aux collisions centrales pour le système Ar+Au à 35 MeV/A, les auteurs ont obtenus des temps d'émissions qui varient de moins de 100 à plus de 300 fm/c, selon l'impulsion emportée par les fragments considérés. Pour la collision Au+Au à 35 MeV/A [AGO 96], l'intervalle de temps entre deux émissions successives a été estimé à 85 fm/c.

Nous n'avons pas cherché à faire ce type d'étude mais plutôt à extraire les informations que les corrélations fragment-fragment peuvent nous apporter sur l'environnement de la paire considérée (référence [GRO 93]). En effet, à haute vitesse réduite, leur forme signe l'interaction mutuelle entre fragments et est sensible aux configurations de cassure. Ces informations sont, en fait, contenues dans

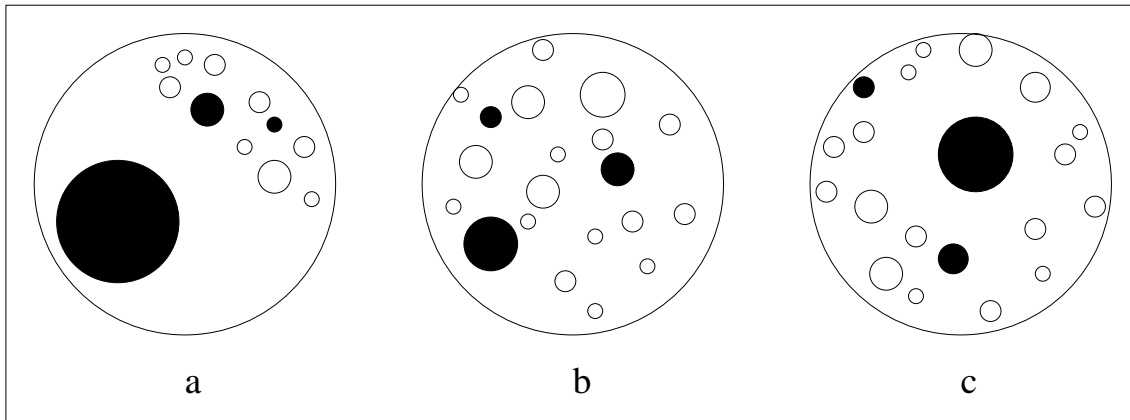


Figure 5.17: *Différents types de configurations caractéristiques pour la forme des fonctions de corrélation. a et b ont été réalisées d'après la référence [GRO 93].*

l'existence ou non d'une bosse de corrélation, et dans son amplitude. Dans le cas d'un système très fragmenté, pour lequel la taille des trois plus gros fragments de la configuration diffère peu de celle des autres, les deux partenaires d'une paire donnée sont le plus souvent séparés par quelque autres fragments dont l'effet est d'écranter leur interaction Coulombienne mutuelle de sorte que la trajectoire d'un fragment est déterminée par son interaction avec l'ensemble de l'environnement (5.17 b). Les fragments pris deux à deux apparaissent alors toujours décorrélés si bien qu'au delà de la zone de déplétion, la fonction de corrélation sera plate. Dans le cas d'un système peu fragmenté, où le plus gros fragment de la configuration est beaucoup plus gros que les quelques autres peu nombreux, la force de répulsion que le gros fragment produit est telle qu'il pousse tous les autres dans une même direction (5.17 a). Leur mouvement est alors gouverné par l'interaction mutuelle qui existe entre eux et ils seront tous émis à petite vitesse relative, provoquant une bosse de corrélation d'autant plus importante que la fragmentation deviendra asymétrique pour aller vers une fission puis une évaporation. Ainsi l'amplitude de la bosse de corrélation située juste au delà de la zone de déplétion Coulombienne peut nous renseigner sur le degré de fragmentation du système. Elle est un indicateur de la taille relative des fragments les plus gros par rapport à la charge totale du reste du système. Une diminution de l'amplitude de la bosse de corrélation peut signifier que la taille des fragments diminue et donc que l'énergie d'excitation augmente, ou qu'elle est constante mais que la taille du système croît [GRO 93]. Ce point sera repris plus loin dans ce chapitre et dans le suivant.

La figure 5.16 regroupe les corrélations construites entre fragments de $Z \geq 3$ en fonction de l'énergie incidente. A 50 MeV/A, la bosse de corrélation est inexistante, suggérant un système très fragmenté. Au fur et à mesure que décroît l'énergie incidente la zone des vitesses réduites de l'ordre de 0.02 c se peuple

progressivement pour aboutir à une petite bosse de corrélation à 32 MeV/A. Nous avons vu par ailleurs, que de 50 à 32 MeV/A, la fragmentation se fait de plus en plus asymétrique. La taille de la source de fragmentation, diminue très peu quand l'énergie incidente augmente, elle est approximativement constante, ce comportement signale sans doute une croissance de l'énergie d'excitation emmagasinée dans le système.

Dépendance de la forme de la fonction de corrélation en fonction du type de fragments étudié.

Après cette analyse générale de l'évolution de la forme des fonctions de corrélation selon l'énergie incidente nous allons regarder des fonctions de corrélations plus spécifiques. En particulier, nous avons noté un comportement spécial du plus gros fragment de la configuration en montrant par exemple que pour une charge donnée il est moins énergétique que les autres. Pour expliquer cet effet nous avons évoqué l'hypothèse qu'il ait une position centrale. C'est pourquoi nous avons construit les fonctions de corrélation $Z \geq 3$ — *le plus gros* et $Z \geq 3 - Z \geq 3$ *sauf le plus gros*. D'autre part, de façon à détecter un éventuel comportement particulier des fragments légers, comme par exemple une évaporation de certains d'entre eux au cours de la phase d'expansion comme le prévoit le modèle EES [FRI 90], nous avons construit les fonctions de corrélations entre les fragments de charge comprise entre 3 et 9. L'ensemble de ces corrélations sont rassemblées par la figure 5.18 pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A, et dans la figure 5.19 à 50 MeV/A. Les formes des corrélations présentées par ces figures à 32 et 50 MeV/A, sont radicalement différentes.

A 32 MeV/A (figure 5.16), la corrélation entre fragments de $Z \geq 3$ présentait une petite bosse de corrélation. Ce comportement est rappelé par la figure 5.18. Lorsque le plus gros fragment détecté dans l'événement est exclu du lot de fragments précédemment défini, cette bosse disparaît totalement et la fonction de corrélation a une forme proche de celle que nous observons lorsque l'énergie de bombardement est supérieure. Par ailleurs, la corrélation $Z \geq 3$ — *le plus gros* présente une bosse d'amplitude très importante. Ceci doit être relié au fait qu'à 32 MeV/A, le plus gros fragment détecté dans l'événement comporte en moyenne 10 charges de plus que le deuxième plus gros et 15 de plus que le troisième. La répulsion Coulombienne qu'il développe à l'encontre des autres fragments est donc relativement importante ce qui conduit à une bosse de corrélation de grande amplitude telle qu'elle est prévue par le raisonnement exposé plus haut. Ainsi, lorsque le plus gros fragment est exclu de l'ensemble de fragments à corrélérer, la fonction présente l'allure attendue pour un système très fragmenté. Ceci montre que la situation expérimentale à 32 MeV/A n'est pas celle de la figure (5.17 a), mais plutôt celle de la (5.17 c). Le plus gros fragment repousse certes les autres suffisamment pour qu'il existe entre eux une vitesse réduite approximativement constante, mais suffisamment peu pour que l'ensemble des fragments continue à

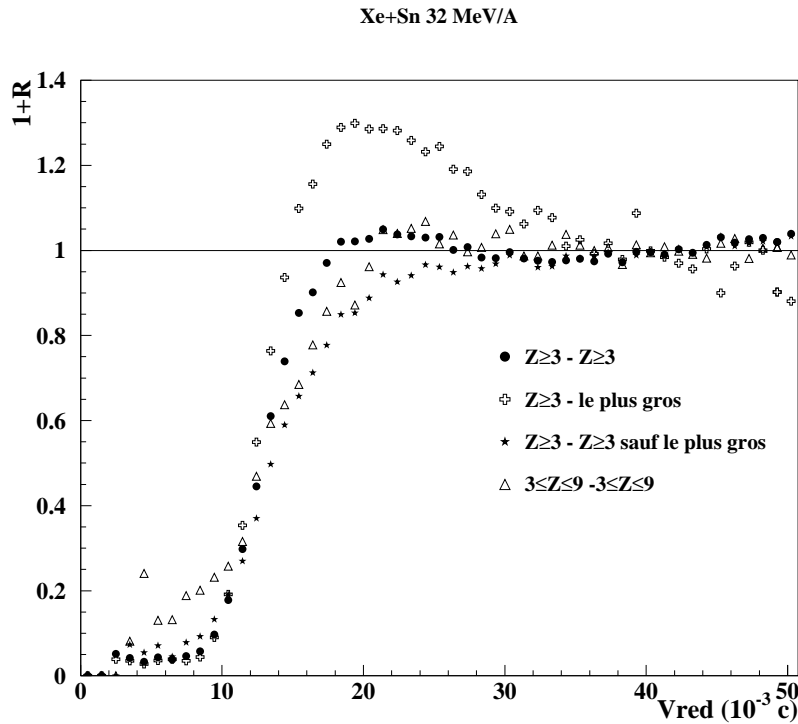


Figure 5.18: Fonctions de corrélations $Z \geq 3 - Z \geq 3$, $Z \geq 3 - Z \geq 3$ sauf le plus gros, $Z \geq 3 - \text{le plus gros}$, $3 \leq Z \leq 9 - 3 \leq Z \leq 9$ construites pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A.

former une unité en terme d'influence Coulombienne. Nous nous situons donc dans le cadre d'une fragmentation asymétrique. En outre, en faisant abstraction de la bosse de corrélation, la zone de déplétion Coulombienne est d'une largeur équivalente pour les trois types de corrélations envisagées ci-dessus, ce qui signifie qu'il n'apparaît pas de hiérarchie très importante dans les temps d'émission des fragments. Pour ce qui concerne la fonction de corrélation construite entre fragments légers ($3 \leq Z \leq 9$), son allure générale, est différente de celle des autres corrélations construites à 32 MeV/A. Un nombre non négligeable de paires présentent une vitesse réduite petite qui se place à l'emplacement du trou Coulombien beaucoup moins marqué que pour les autres corrélations. Ceci permet de penser que ces fragments sont émis sur un intervalle de temps plus long que les fragments plus lourds et peut être rapproché de ce que prévoit le modèle EES, c'est-à-dire une multifragmentation évolutive.

Pour une énergie de bombardement de 50 MeV/A, la situation (figure 5.19) n'est pas la même puisque les différentes corrélations représentées ont des formes voisines. Ainsi que cela a été dit précédemment la fonction de corrélation construite entre les fragments de $Z \geq 3$ ne présente pas de bosse de corrélation.

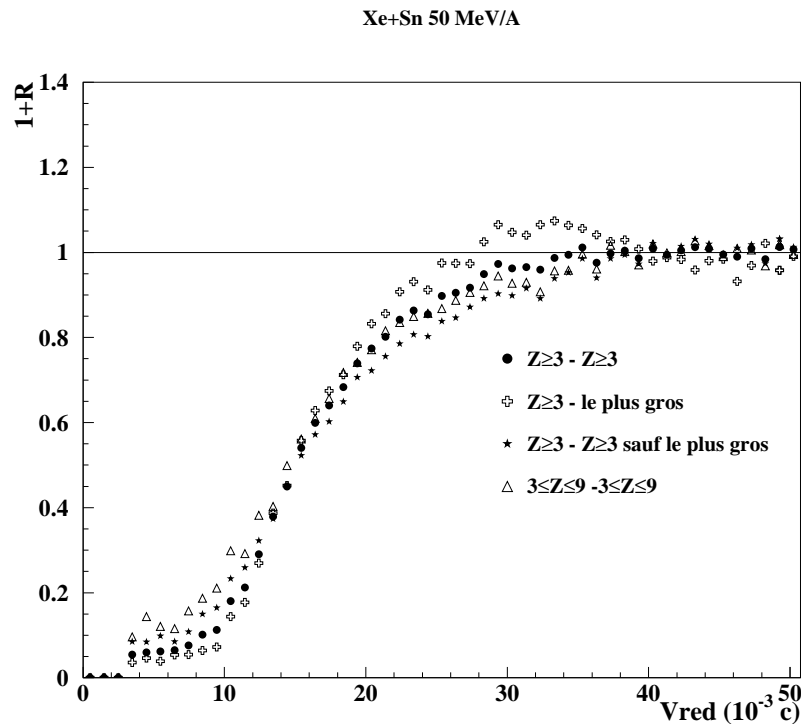


Figure 5.19: Fonctions de corrélations $Z \geq 3 - Z \geq 3$, $Z \geq 3 - Z \geq 3$ sauf le plus gros, $Z \geq 3 -$ le plus gros, $3 \leq Z \leq 9 - 3 \leq Z \leq 9$ construites pour la réaction $^{129}\text{Xe} + {}^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A.

Si le plus gros fragment de l'événement est exclu de l'ensemble des fragments à corrélérer, la forme de la fonction est peu modifiée, cependant un plus grand nombre de paires ont une petite vitesse réduite et le front de montée est plus doux dans la région des vitesses relatives de l'ordre de 0.02 à 0.03 c. La corrélation $Z \geq 3 -$ le plus gros présente une bosse de corrélation d'amplitude très faible, située à une vitesse de l'ordre de 0.03 c. Ceci traduit le fait que le plus gros fragment de l'événement est certes de charge élevée, mais se trouve dans un environnement de fragments plus petits qui forment une proportion importante de la charge totale du système. La fonction de corrélation entre fragments légers a une forme proche de celle qui a été construite à partir de l'ensemble des fragments. La différence essentielle se situe dans le fait que les petites vitesses réduites sont plus fréquemment autorisées.

La figure 5.20 est destinée à suivre l'évolution du rôle du plus gros fragment détecté dans l'événement en fonction de l'énergie incidente. Elle regroupe les fonctions de corrélation construites entre celui-ci et le reste des fragments de $Z \geq 3$ de la configuration considérée. Quelque soit l'énergie de bombardement la fonction de corrélation présente une bosse Coulombienne qui est d'autant plus

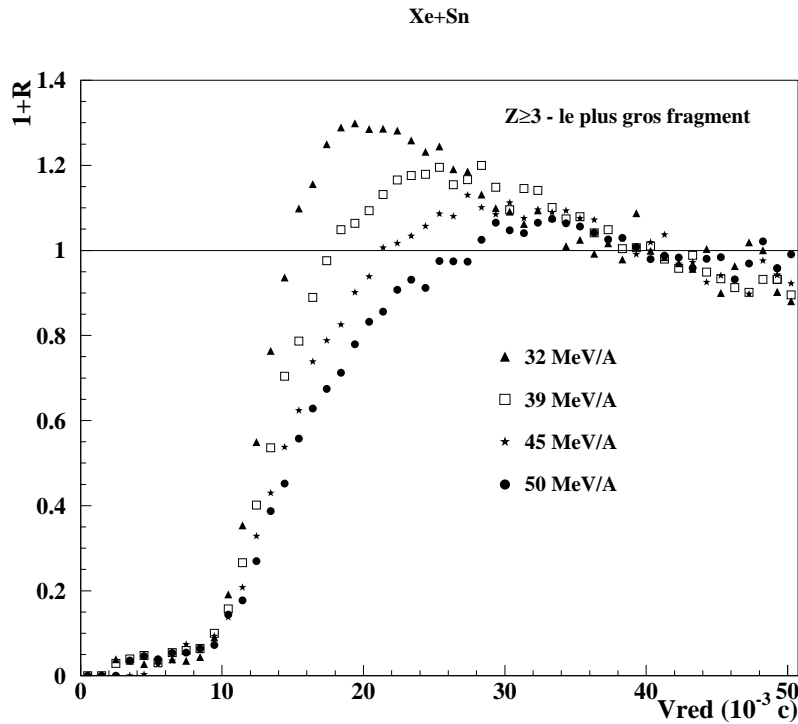


Figure 5.20: *Fonctions de corrélations $Z \geq 3$ – le plus gros pour la réaction $^{129}\text{Xe} + {}^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A, 39, 45 et 50 MeV/A.*

petite que l'énergie d'excitation croît et se déplace vers les plus grandes vitesses réduites, ce qui reflète simplement le fait que l'impulsion donnée aux fragments est plus importante. Le front de montée qui précède la bosse de corrélation est d'autant plus abrupte que l'énergie d'excitation est basse. Ceci est probablement lié à la violence de la collision. La zone de déplétion Coulombienne reste large sur tout le domaine en énergie d'excitation considéré. L'importance décroissante de la bosse de corrélation est liée à la proportion de charge de moins en moins importante emportée par le plus gros fragment de l'événement par rapport au reste du système. Nous savons que la taille de la source de fragmentation est quasi constante entre 32 et 50 MeV/A, aussi c'est le système qui se fragmente d'autant plus que l'énergie d'excitation croît et non le nombre de charge qui augmente.

Influence de la charge du plus gros fragment de la configuration sur la forme des fonctions de corrélation.

Nous venons de voir que l'influence particulière du plus gros fragment de la configuration est d'autant plus marquée que l'énergie incidente diminue. Il sem-

ble que cette influence soit liée à l'importance de sa charge par rapport à celle des autres fragments de la configuration. Cependant, le Z_{gros} présente une distribution. Aussi est-il intéressant de savoir si des coupures sur le Z_{gros} influencent la forme de la fonction de corrélation en vitesse réduite.

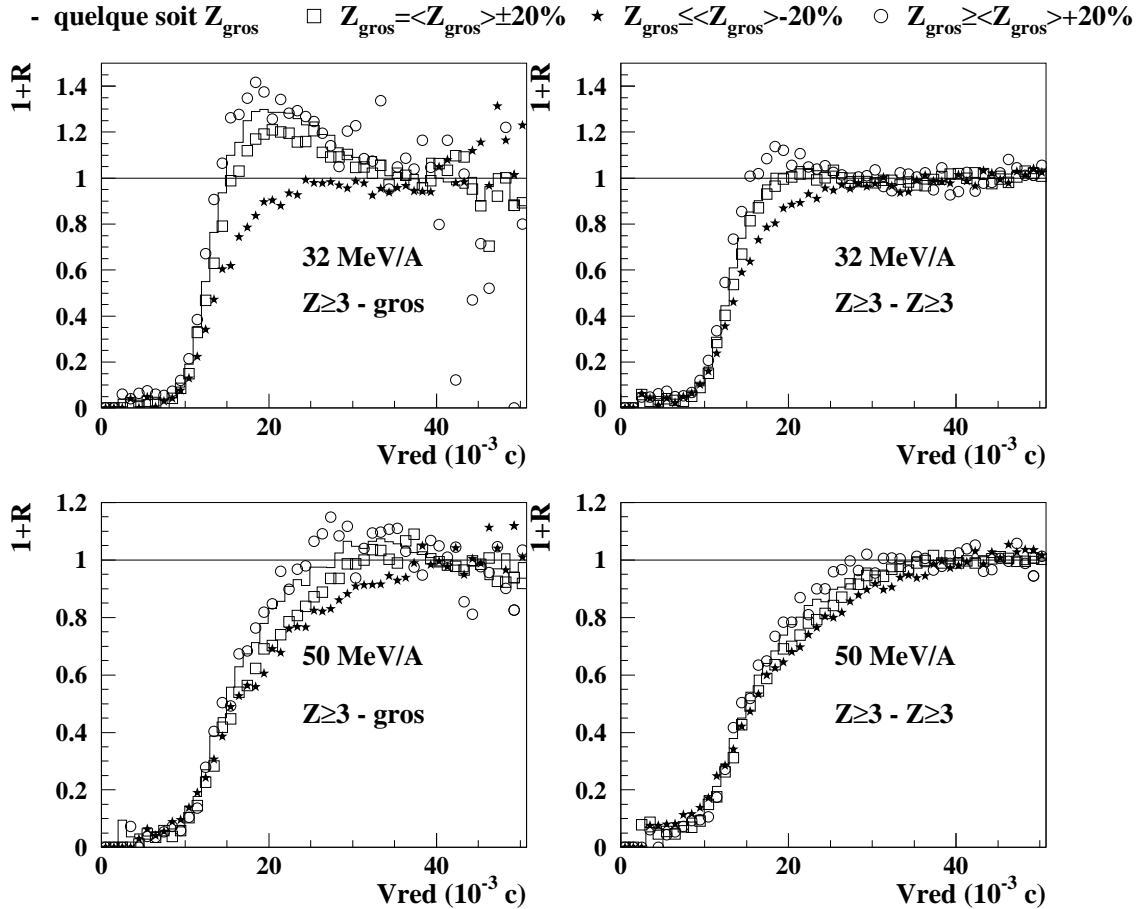


Figure 5.21: *Fonctions de corrélations $Z \geq 3$ – le plus gros et $Z \geq 3 - Z \geq 3$ pour les événements sélectionnés à 32 MeV/A et 50 MeV/A selon la charge du plus gros fragment de la configuration.*

Ainsi la figure 5.21, permet de comparer les fonctions de corrélations $Z \geq 3$ – le plus gros et $Z \geq 3 - Z \geq 3$ lorsque différentes contraintes sont imposées sur sa taille dans les configurations expérimentales à 32 et 50 MeV/A.

Cette figure met en évidence le fait que quelque soit l'énergie de bombardement, comme cela est prévu par le modèle de Berlin MMMC [SCHA 94], les fonctions de corrélation, et surtout les corrélations $Z \geq 3$ – le plus gros présentent une dépendance importante avec le Z_{gros} . La sélection des événements pour lesquels

Z_{gross} excède de 20% la taille qu'il a en moyenne dans l'ensemble des événements étudiés jusqu'à présent (c'est-à-dire $25+20\%=30$ à 32 MeV/A et $15+20\%=18$ à 50 MeV/A), provoque une augmentation notable de l'amplitude de la bosse Coulombienne dans l'une et l'autre des fonctions de corrélation. Si Z_{gross} est inférieure de 20% à $\langle Z_{gross} \rangle$ alors, la bosse de corrélation disparaît complètement à 32 comme à 50 MeV/A. La zone située à haute vitesse réduite se peuple davantage.

Si il est imposé que $20 \leq Z_{gross} \leq 30$ à 32 MeV/A et $12 \leq Z_{gross} \leq 18$ à 50 MeV/A, c'est-a-dire qu'il s'éloigne peu de la valeur moyenne de la distribution, alors la bosse de corrélation diminue notablement. La raison de cette évolution est que les configurations pour lesquelles un très gros fragment conduit à une bosse de corrélation d'amplitude très importante sont éliminées. Ainsi la fonction de corrélation est très sensible à la structure d'un événement donné plus qu'aux caractéristiques moyennes du lot de configurations analysées.

Ainsi, la contrainte sur le Z_{gross} influence beaucoup l'amplitude de la bosse Coulombienne. A 50 MeV/A, où cette bosse est petite, elle en influence aussi la largeur, mais n'en provoque jamais un déplacement vers les hautes ou les basses vitesses réduites. Ceci montre que la position de la bosse de corrélation est liée à deux composantes de l'énergie cinétique des fragments que sont l'énergie thermique et l'énergie collective, sa largeur est reliée à l'énergie Coulombienne.

En revanche, le Z_{gross} n'a pas d'influence sur la largeur de la zone de déplétion Coulombienne comme cela est prévu par le modèle de Berlin dans la référence [SCHA 94]. Si cette zone est le reflet des temps de fragmentation et de la distance inter-fragments au *freeze-out*, ceci est l'assurance que ces grandeurs sont indépendantes de la taille du plus gros fragment de la configuration et donc que le lot d'événements considérés est homogène.

5.3 Résumé

L'inventaire des observables liées aux partitions de charge nous permet de dégager les caractéristiques principales de la source de multifragmentation :

- La multiplicité de fragments est élevée (six-sept) et le système est très fragmenté. En outre, le nombre de fragments croît de façon monotone.
- Malgré la quantité d'énergie déposée, la quantité de charge liée sous forme de fragments est importante. Elle diminue néanmoins nettement avec l'énergie d'excitation (entre 7 et 12 MeV/A). Le système est relativement stable et l'énergie déposée, bien au delà de l'énergie de liaison, ne conduit pas à sa vaporisation.
- L'évolution la plus significative en ce qui concerne la topologie des partitions de charge est la diminution de la taille du plus gros fragment avec l'énergie d'excitation.

- La charge moyenne des fragments diminue avec l'énergie d'excitation. Cette décroissance est principalement associée à la baisse de la charge du fragment le plus gros de sorte qu'à la plus haute énergie d'excitation tous les fragments sont en moyenne de taille similaire.

Les distributions en énergie cinétique des fragments ne sont pas de forme Maxwellienne et sont incompatibles avec une émission de type séquentielle. Leurs largeurs évoluent avec l'énergie d'excitation mais leurs valeurs moyennes diffèrent au maximum de 10 MeV. L'énergie cinétique moyenne du plus gros fragment est toujours inférieure à celles des autres quelque soit l'énergie d'excitation. Cet effet semble indiquer une localisation privilégiée de ce fragment dans la configuration.

Les fonctions de corrélation en vitesse réduite sont largement dépendantes de l'énergie d'excitation. La largeur de déplétion Coulombienne s'accroît ce qui suggère une diminution des temps d'émission, une augmentation du volume de *freeze-out* ou une croissance de l'énergie stockée sous forme collective à mesure que l'énergie d'excitation augmente. Même à 32 MeV/A, elle est supérieure à ce qu'elle serait si les fragments étaient émis séquentiellement. Les bosses Coulombiennes s'atténuent en même temps que le système devient plus fragmenté. Lorsque l'un des fragments de la paire est le plus gros de la configuration la bosse Coulombienne prend de l'importance, d'autant plus que l'énergie d'excitation est faible. Ainsi son amplitude mesure le degré d'asymétrie entre les fragments. Les corrélations entre fragments légers présentent une zone de déplétion Coulombienne plus étroite, ce qui montre qu'ils sont émis sur une plus grande échelle de temps.

Chapitre 6

Confrontation de l'expérience avec le modèle de multifragmentation statistique SMM.

Nous venons de rappeler les caractéristiques principales du processus de désintégration de la source de fusion incomplète formée au cours des collisions centrales sélectionnées lors des réactions $^{129}\text{Xe} + {}^{nat}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A. Ces caractéristiques placent définitivement le processus observé dans le régime de multifragmentation. En particulier, le nombre très élevé de fragments, la forme de leur spectre en énergie et celle des fonctions de corrélation en vitesse réduite, permettent au moins qualitativement de rejeter un scénario de désintégration se déroulant à densité de saturation comme c'est par exemple le cas dans les modèles de désintégration séquentielle binaire. En effet, pour ce type de désintégration les spectres sont de forme Maxwellienne et les corrélations montrent une bosse Coulombienne de grande amplitude due à la faible dispersion de barrières, et un remplissage du trou Coulombien lié à un intervalle de temps important entre deux émissions successives [MAR 95], [BOW 95]. Par conséquent, nos résultats expérimentaux suggèrent le passage du système par un état de densité plus basse que la densité de saturation, et un processus rapide.

Outre ces caractéristiques globales des produits de désintégration, nous avons également observé que les spectres en énergie cinétique et les distributions en charge des fragments ne dépendent pas de l'angle d'émission dans le centre de masse. Cette isotropie n'est pas une condition suffisante pour affirmer que tous les degrés de liberté ont été thermalisés et qu'un équilibre total a été atteint, mais c'est une condition nécessaire.

Finalement ces propriétés de désintégration et d'isotropie concernent une quantité de matière qui représente la plus grande partie de la matière disponible

dans la voie d'entrée, ce qui renforce l'idée d'un important degré d'équilibration.

Ces trois points sont des arguments suffisants pour confronter les données avec les prédictions d'un modèle de multifragmentation à l'équilibre. La question sous-jacente à laquelle nous voulons répondre, et qui en quelque sorte, justifie cette confrontation, est : dans quelle mesure les propriétés de l'émission de fragments que nous observons sont-elles décrites par un modèle statistique à l'équilibre? Il s'agit là d'une problématique cruciale qui est au coeur des recherches sur l'origine de la multifragmentation. Y répondre revient à préciser le cadre dans lequel elle se place. La confrontation des données avec un modèle de multifragmentation statistique ne sera sans doute pas suffisante pour obtenir une réponse définitive, mais elle est une étape indispensable pour la compréhension du phénomène.

S'il est possible de montrer que les données sont compatibles avec un équilibre statistique, alors nous serons en mesure d'en déduire certaines informations globales sur les grandeurs thermodynamiques du système (entropie, température moyenne...).

Le modèle EES [FRI 90], dans la mesure où il décrit la phase d'expansion et permet d'estimer la valeur de la composante d'énergie collective qui en résulte, est extrêmement intéressant. Malheureusement, pour des raisons techniques, il n'envisage que la désintégration de fragments de charge inférieure ou égale à neuf, ce qui ne permet pas une confrontation complète avec les données expérimentales. Les modèles de Berlin (MMMC) [GRO 93] et de Copenhague (SMM) [BON 95], prédisent la configuration des fragments au *freeze-out* quelque soit leur taille et simulent la phase de désexcitation secondaire. Dans ce cadre, nous serons en mesure de comparer l'allure des distributions en charge expérimentales, les multiplicités, ainsi que les tailles des fragments les plus gros, avec leur prédictions. Si ces variables statiques sont reproduites, nous vérifierons la reproductibilité des variables cinématiques dont nous verrons qu'elles sont extrêmement contraignantes pour les modèles. Ceci permettra de vérifier si l'ensemble des données expérimentales est compatible avec un scénario de multifragmentation statistique.

Cependant, à l'heure actuelle, seul le modèle de Copenhague incorpore numériquement une possible composante d'énergie collective d'expansion. D'autre part, des analyses, antérieures à ce travail, effectuées sur les collisions menant à la formation d'une source unique à 50 MeV/A [MAR 95], [MAR 97], [LEF 97], ont conduit à évoquer un mouvement d'expansion pour expliquer les énergies cinétiques des fragments. Notamment, une analyse avec MMMC [LEF 97], a montré que tout en obtenant un bon accord en ce qui concerne les variables statiques, les énergies cinétiques théoriques sous-estiment d'environ 2 MeV/A les énergies expérimentales. L'éventualité d'un mouvement collectif de rotation ayant été rejeté, il ne restait que le mouvement collectif d'expansion qui n'a pu être exploré à l'aide du code MMMC.

Cette étude conjointe des propriétés statiques et des énergies cinétiques a été effectuée avec le modèle SMM et présentée dans la référence [BOU 97]. A 50 MeV/A, il a été conclu à un bon accord si l'on supposait une taille de source de

78 unités de charge, une énergie d'excitation thermique 7 MeV/A, et une composante collective d'expansion de 2.2 MeV/A. Cependant, le volume de *freeze-out* a été fixé à trois fois le volume normal ($3V_0$), qui correspond à une densité d'un tiers de la densité de saturation et est la valeur communément admise mais jamais démontrée. Elle est par exemple extraite de calculs utilisant le modèle microscopique de transport BNV [BON 94]. Or, les corrélations en vitesse réduite, qui reflètent la séparation entre fragments sont un moyen de tester cette extension en volume. Dans ce chapitre, nous nous proposons donc de tester une approche statistique sur la base d'une comparaison détaillée des variables statiques et cinématiques.

Après une brève présentation de SMM, nous exposerons l'accord obtenu entre les données expérimentales et le modèle pour les différentes énergies de bombardement étudiées. Nous montrerons entre autre qu'à la lumière des événements générés, la forme des fonctions de corrélation est très sensible à l'existence d'une composante collective.

6.1 Présentation de SMM.

SMM, appelé aussi modèle de Copenhague [BON 95], simule la désintégration simultanée d'un système isolé à l'équilibre thermodynamique. Il a vocation à décrire la désexcitation d'un système nucléaire chaud, formé lors d'une collision d'ions lourds aux énergies intermédiaires ou à haute énergie de bombardement, ou bien lors d'une collision entre un système hadronique et un noyau lourd. L'idée qui justifie une telle description de la multifragmentation est que sous l'effet d'une forte pression interne, résultat d'une agitation thermique intense, et éventuellement suite à une première phase de compression induite par la dynamique de la collision, le système nucléaire se dilate. Durant cette phase, des fluctuations de densité se développent, la matière devient de plus en plus inhomogène et il se forme une alternance de régions liquides et gazeuses (les fragments et les particules) qui vont continuer à échanger de la matière et de l'énergie. Quand le volume devient suffisamment grand, ce qui équivaut à une densité basse, ($\rho_0/10 \leq \rho \leq \rho_0/2$), c'est-à-dire que la distance entre les fragments formés est supérieure à la portée de l'interaction nucléaire (2 à 3 fm), ils cessent d'interagir et n'échangent plus de nucléons : c'est la configuration de *freeze-out*. Si le système n'a pas acquis une énergie d'excitation suffisante pour générer une pression thermique capable de le mener dans un régime de densité favorable à la fragmentation, il se recomprime et oscille ainsi jusqu'à se refroidir suffisamment par fission ou évaporation de particules et fragments légers.

SMM ne décrit pas cette phase de la collision, il génère de manière statistique les partitions de fragments au *freeze-out*. La multifragmentation est donc décrite de manière statique. Le postulat de base du modèle est qu'au moment de la fragmentation le système a atteint un équilibre thermodynamique. Les configu-

rations sont alors échantillonnées à l'aide d'un algorithme de type Monte Carlo sur l'ensemble microcanonique constitué de toutes les partitions possibles. Les valeurs de l'énergie d'excitation, de la charge, de la masse totale et du volume de *freeze-out* imposent les partitions. La probabilité associée à chacune d'elles est proportionnelle à l'exponentielle de son entropie qui dépend des quantités précédemment citées. En effet, la fragmentation est envisagée comme le serait une transition de phase dans un système infini, aussi est elle initiée dans un désordre et une entropie grands. Dans le domaine d'énergie d'excitation où elle se produit, toutes les voies de désintégration sont possibles ce qui justifie l'emploi d'une méthode statistique. Les fragments sont de forme sphérique et leurs centres doivent être contenu dans le volume de *freeze-out*. Si ce n'est pas le cas, la configuration est rejetée.

Après cette phase les fragments primaires se déplacent sous l'influence de l'interaction Coulombienne, puis se désexcitent. Ceux dont la masse (A_f) est inférieure à cinq unités sont considérés comme stables. Si $5 \leq A_f \leq 16$, leur énergie d'excitation est du même ordre de grandeur que leur énergie de liaison, aussi, ils se désexcitent selon le modèle de Fermi par une cassure simultanée en fragments légers. C'est un traitement microcanonique, qui autorise l'accès vers des états fondamentaux ou peu excités de noyaux stables ou instables. Enfin, les noyaux primaires dont la masse excède 16 unités évacuent leur énergie d'excitation par émissions successives traitées selon la théorie de Weisskopf [WEI 37] étendue à l'émission de fragments légers dans des états fondamentaux ou stables. Les noyaux très gros peuvent aussi fissionner, ce canal étant décrit par le formalisme de Bohr-Wheeler [BOH 39].

SMM est un modèle purement thermique ce qui signifie que la configuration de fragments est exclusivement déterminée par l'énergie d'excitation thermique disponible dans le système considéré. Cependant, il est possible de geler une partie de l'énergie sous forme collective radiale afin de mimer un scénario possible dans lequel le système passe par une phase d'expansion au cours de laquelle il emmagasine de l'énergie, qu'il relaxera après ou lors de la fragmentation. Il est supposé que si cette composante (ϵ_{rad}) n'excède pas 3 MeV/A, elle ne vient pas perturber le processus de fragmentation et que sa seule influence est d'induire une vitesse supplémentaire aux fragments. Celle-ci est supposée auto-similaire, comme l'indiquent de nombreux calculs réalisés à l'aide de modèles microscopiques de transport, c'est-à-dire qu'elle dépend linéairement de la position du fragment par rapport au centre du noyau et s'exprime de la façon suivante :

$$v_i = v_o \frac{r_i}{R} \quad \text{avec} \quad R^2 = \langle r_i^2 \rangle \quad \text{et} \quad \epsilon_{rad} = \frac{3}{10} m_o v_o^2 \quad (6.1)$$

r_i est la position du fragment i par rapport au centre du noyau, m_o est la masse d'un nucléon et v_o sa vitesse à la surface. SMM permet donc de simuler l'éventuelle présence d'une composante d'énergie collective radiale d'expansion, en faisant l'hypothèse qu'elle est totalement découplée de la phase de fragmenta-

tion thermique.

Ainsi SMM est une modélisation idéalisée de la multifragmentation nucléaire dont les postulats de base sont les suivants :

- Le système séjourne dans une région de basse densité où l'interaction mutuelle entre fragments cesse : le *freeze-out*.
- Il est alors à l'équilibre thermique.
- Le volume de *freeze-out* (V) ainsi que les fragments formés sont de forme sphérique.
- La fragmentation est simultanée.
- La désexcitation secondaire des fragments formés lors de la fragmentation a lieu après la phase d'expansion Coulombienne.
- Il existe un découplage entre le degré de liberté thermique et le mouvement collectif d'expansion.
- La vitesse d'expansion est auto-similaire.

Une caractéristique importante de ce modèle est qu'il inclut beaucoup de physique nucléaire (énergie de liaison, énergie de surface, paramètre de densité de niveau, ...), au contraire d'une approche de type percolatif par exemple.

Ce modèle sera utilisé par la suite de façon à extraire des informations quant aux mécanismes responsables de la multifragmentation et permettra de savoir si la désintégration de la source formée au cours des collisions centrales $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A se produit conformément à ses hypothèses. Notons, que la source étudiée à chaque énergie de bombardement est unique, bien isolée et correctement définie, ce qui nous place dans un contexte favorable pour répondre à des questions fondamentales.

Une spécificité de ce travail est la détermination expérimentale de l'énergie d'excitation et de la taille de la source de multifragmentation. Ce sont des grandeurs qui servent d'ingrédients d'entrée au modèle. Cette démarche diffère de celle utilisée dans les approches hybrides dont un exemple peut être trouvé dans la référence [BOW 95]. Dans ces approches, les paramètres d'entrée des modèles de désintégration (qu'ils soient statistiques ou non), sont donnés par des modèles de collision (BUU, ...) à condition que ces paramètres soient déterminés lorsqu'un équilibre est atteint. Cette interdépendance entre les modèles n'est pas satisfaisante et affaiblit les conclusions qui peuvent être déduites d'une comparaison expérience-théorie. Cette approche hybride est souvent la conséquence de la pauvreté de la méthode de sélection des événements qui exclut une caractérisation précise des sources de multifragmentation.

L'autre méthode consiste à se placer dans le cadre de modèles de multifragmentation statistique tels que SMM ou MMMC, et d'effectuer une recherche des

paramètres de source qui reproduisent le mieux les résultats expérimentaux. Dans ce cas, les paramètres sont déterminés de manière à reproduire les observables que l'on estime contraignantes pour le modèle (multiplicité moyenne de fragments, taille moyenne du plus gros, charge totale liée sous forme de fragments, ...). Puis, la capacité du modèle à reproduire simultanément d'autres observables (moment de la distribution de charge, paramètres d'asymétrie entre les deux ou trois plus gros fragments, ...) est testée. Cette méthode est basée sur l'hypothèse implicite que quelques variables suffisent à caractériser le processus. De plus, elles sont en général effectuées en supposant un volume de *freeze-out* fixe. Il est souvent pris égal à $3V_0$.

Les premières analyses de ce type ont été appliquées aux données ALADIN [BAO 93], et plus récemment par la collaboration Multics-Miniball pour l'étude des partitions observées lors des réactions Au+Au à 25 et 35 MeV/A [AGO 96].

Pour ce qui concerne les résultats obtenus lors des collisions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A, une première tentative a consisté à supposer comme paramètre d'entrée des modèles (MMMC ou SMM) la taille et l'énergie d'excitation expérimentale. Les prédictions des modèles ainsi obtenues [LEF 97], [BOU 97] sont médiocres et ont conduit à conclure que les partitions de charge ne peuvent s'expliquer que si l'énergie d'excitation au *freeze-out* est plus faible que l'énergie d'excitation déterminée par calorimétrie. En effet, l'ensemble des charges émises de manière isotrope par le système a été identifié et, à partir de là, son énergie d'excitation reconstituée, mais il se peut que certaines d'entre elles aient été émises avant le *freeze-out*. La possibilité d'émissions isotropes hors équilibre, résultant d'interactions nucléon-nucléon lors de la première phase de la collision avait déjà été évoquée, il faut penser aussi à une évaporation éventuelle de particules et fragments légers lors de la phase d'expansion du système tel que cela est prévu par EES [BOU 97]. C'est ce qui a conduit à la recherche optimale des paramètres d'entrée. Nous débuterons notre présentation par un rappel des résultats obtenus en supposant $V = 3V_0$.

Pour tous les calculs présentés par la suite, la masse de la source est prise de telle façon que le rapport du nombre de neutrons sur le nombre de protons soit le même que pour le système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$. Les événements générés sont toujours filtrés par l'acceptance du dispositif expérimental.

6.2 Comparaison entre l'expérience et SMM si $V = 3V_0$.

Des comparaisons entre les données expérimentales sélectionnées à 32 et 50 MeV/A, et des calculs réalisés avec SMM pour un volume de *freeze-out* égal à $3V_0$, comme le prédisent plusieurs modèles théoriques (BNV [LEF 97], EES

[BOU 97]...), ont été montrés dans la référence [BOU 97]. Toutes les variables relatives aux partitions de charge sont correctement reproduites, mais pour ajuster les énergies cinétiques moyennes des fragments il est nécessaire de supposer l'existence d'une composante collective radiale de l'énergie de 0.5 MeV/A si l'énergie de bombardement est de 32 MeV/A, et de 2.2 MeV/A si elle est de 50 MeV/A. Cependant la reproductibilité des fonctions de corrélations n'a pas été testée. Or, elles peuvent apporter des renseignements intéressants sur les configurations de fragments au *freeze-out*, et notamment sur le volume de *freeze-out* et la valeur de la composante collective de l'énergie. C'est ce que nous nous proposons de faire par la suite après avoir rappelé l'accord obtenu pour l'ensemble des autres variables. L'ensemble des distributions présenté par la suite est normalisé au nombre d'événements.

6.2.1 Cas des événements sélectionnés à 50 MeV/A.

Le jeu de paramètres le mieux adapté pour reproduire les caractéristiques de la source de multifragmentation formée au cours des collisions centrales sélectionnées à 50 MeV/A d'énergie de bombardement, en supposant le volume de *freeze-out* égal à $3V_o$, est le suivant (voir [BOU 97]):

$$Z_s = 78 \quad E_{thermique}^* = 7 \text{ MeV/A} \quad E_{radiale}^* = 2.2 \text{ MeV/A} \quad \text{et} \quad V = 3V_o$$

Les partitions de charge.

La figure 6.1 réalise une comparaison entre les distributions en charge de l'ensemble des fragments, et celles des trois plus gros, construites à partir des données expérimentales sélectionnées à 50 MeV/A et celles prédites par SMM dans les conditions précédemment décrites. La distribution de charge expérimentale est très correctement reproduite : un accord spectaculaire est observé sur trois ordres de grandeur. Le calcul fait apparaître une très légère surestimation du nombre de fragments tels que $20 \leq Z \leq 25$ et de Lithium, et une petite sous-estimation de la production de fragments de charge égale à dix. Les distributions en charge des trois plus gros fragments des configurations théoriques correspondent remarquablement bien à ce qui est observé expérimentalement.

La figure 6.2 présente les distributions en $Z_{lié}$. Le modèle sous-estime en moyenne légèrement la distribution expérimentale et présente une distribution plus étroite.

La multiplicité des particules de $Z \leq 2$ émises entre 60° et 120° dans le centre de masse de la réaction est quant à elle largement sous-estimée. Rappelons que le fait d'utiliser uniquement l'information relative aux particules émises autour de 90° dans le centre de masse permet de s'affranchir de la composante anisotrope. Le nombre de particule reporté ici correspond à la moitié de l'ensemble des

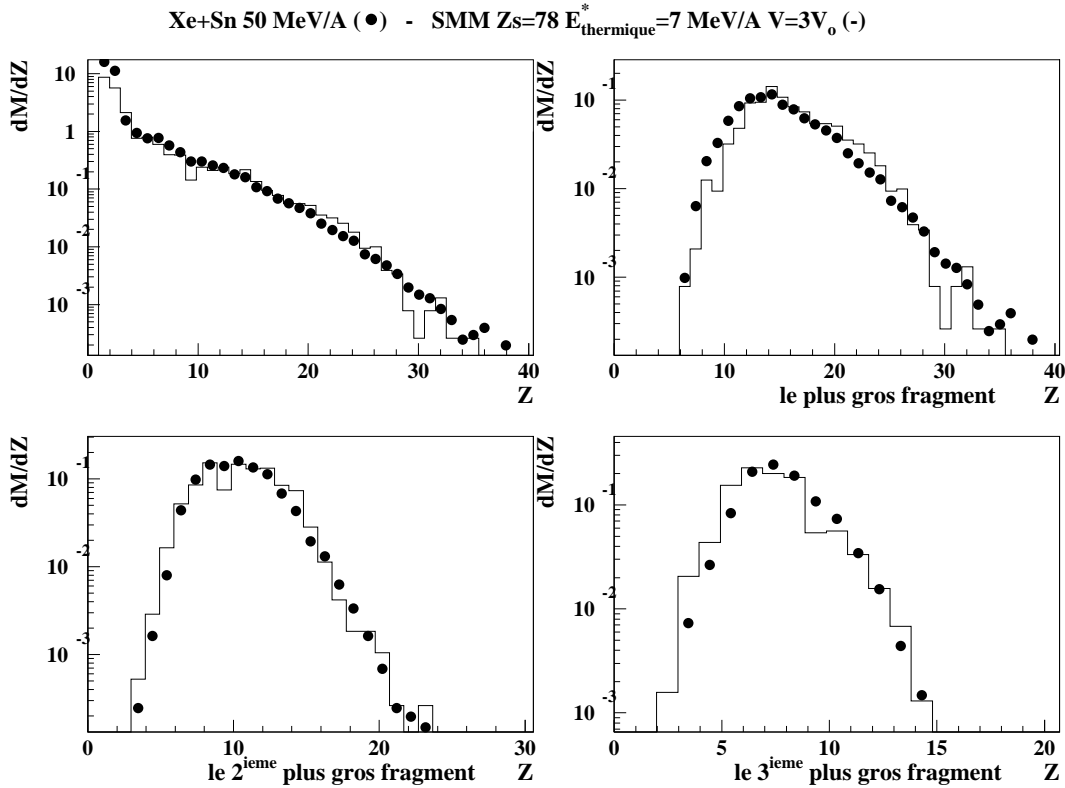


Figure 6.1: Distributions en charge de l'ensemble des fragments et des trois plus gros fragments produits par la source de fragmentation formée lors des collisions sélectionnées à partir de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A (points noirs), comparées aux distributions prédites par SMM (histogrammes).

particules émises par la source d'intérêt. Cette sous-estimation du nombre de particules légères est interprétée en terme de particules émises dans la phase d'expansion avant le *freeze-out*. En ce qui concerne les distributions en multiplicité de fragments, SMM prédit une distribution en nombre de fragments de $Z \geq 3$, quasi identique à la distribution expérimentale. Cependant, il sous-estime d'environ une unité la distribution en nombre de fragments de $Z \geq 6$.

Ainsi, l'accord global obtenu en ce qui concerne les caractéristiques des partitions de charge est excellent. A ce stade de l'analyse, nous pouvons conclure que le modèle de multifragmentation statistique supposant un équilibre thermique à un volume de *freeze-out* de $3V_0$ est capable de reproduire les caractéristiques des partitions de charge observées expérimentalement. Il s'agit là d'une conclusion très forte sur l'origine de la multifragmentation. Des analyses similaires ont mené à des conclusions analogues pour d'autres systèmes [BAO 93], [AGO 96].

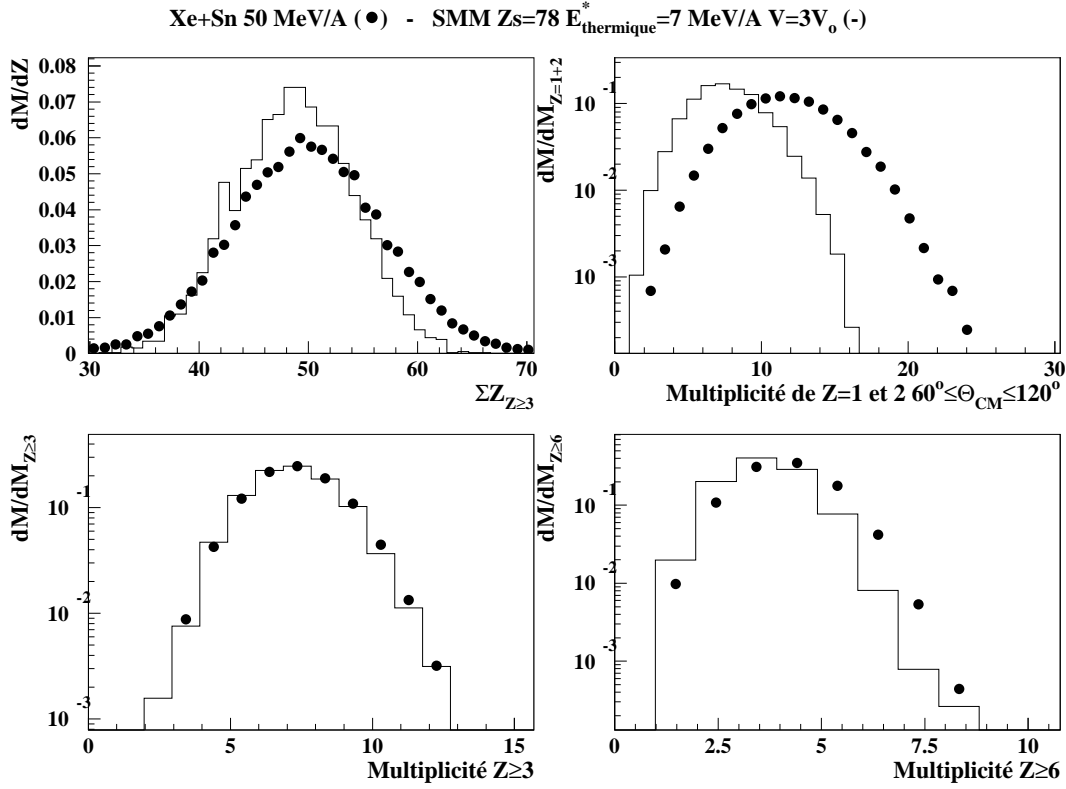


Figure 6.2: Distributions en $Z_{\text{lié}}$, et en multiplicité de particules de $Z \leq 2$ et fragments de $Z \geq 3$ et $Z \geq 6$ produits par la source de fragmentation formée lors des collisions sélectionnées à partir de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A (points noirs), comparées aux distributions prédites par SMM (histogrammes).

L'écart entre les caractéristiques expérimentales de la source et les caractéristiques prévues au *freeze-out* est imputé, par les auteurs de la référence [BOU 97], aux particules émises pendant la phase d'expansion. Néanmoins, il peut être associé aux particules de prééquilibre émises suite à des collisions nucléon-nucléon.

Voyons maintenant, ce que peuvent nous apprendre les variables cinématiques.

Les énergies cinétiques des fragments.

Considérons, tout d'abord, le scénario purement thermique, c'est-à-dire que les fragments sont libérés après le *freeze-out* sous l'action de la composante thermique et de la répulsion Coulombienne. L'énergie radiale est alors supposée nulle, et comme le montre la figure 6.3, les énergies cinétiques sont sous-estimées de 25 à 60 MeV selon la charge des fragments.

Elles sont convenablement prédites par SMM à condition de supposer qu'à la

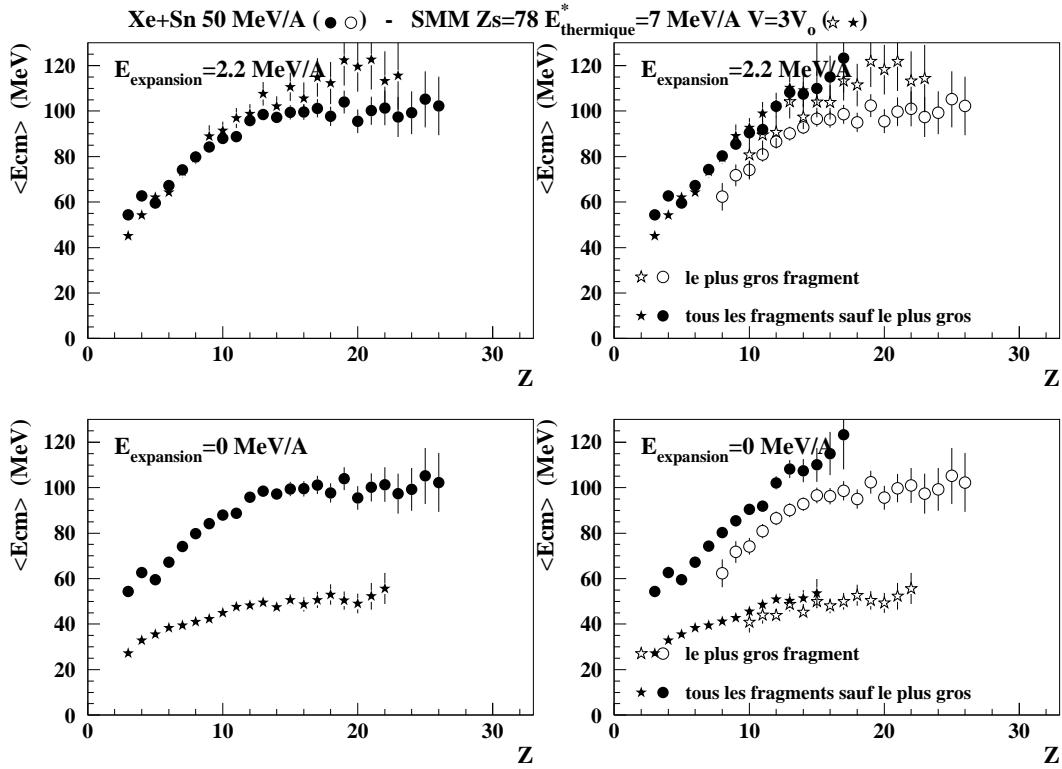


Figure 6.3: Énergies cinétiques moyennes des fragments dans les événements expérimentaux, comparées à celles des fragments générés par SMM avec 2.2 MeV/A d'énergie collective (en haut) , ou sans (en bas).

composante thermique de l'énergie s'ajoute une composante collective radiale de 2.2 MeV/A. Les énergies expérimentales sont alors légèrement surestimées si la charge des fragments excède 15. Pour un Z donné, un fragment généré par SMM est moins énergétique si il est le plus gros de l'événement que si il ne l'est pas mais cette différence est moins marquée que pour les résultats expérimentaux.

Les points ne sont présentés sur cette figure que lorsqu'ils correspondent à une moyenne réalisée sur plus de cinquante fragments. L'échantillon statistique est plus faible pour le calcul que pour les données expérimentales, ce qui explique la différence du nombre de points présentés dans les deux cas.

La figure 6.4 présente, pour des fragments de charge égale à trois, cinq, dix, et quinze, une comparaison entre les spectres en énergie cinétique observés expérimentalement et prévus par SMM lorsque l'énergie radiale est de 2.2 MeV/A. Si la valeur moyenne est bien reproduite, les formes sont différentes et les spectres prédits par SMM sont plus étroits que les spectres expérimentaux. Remar-

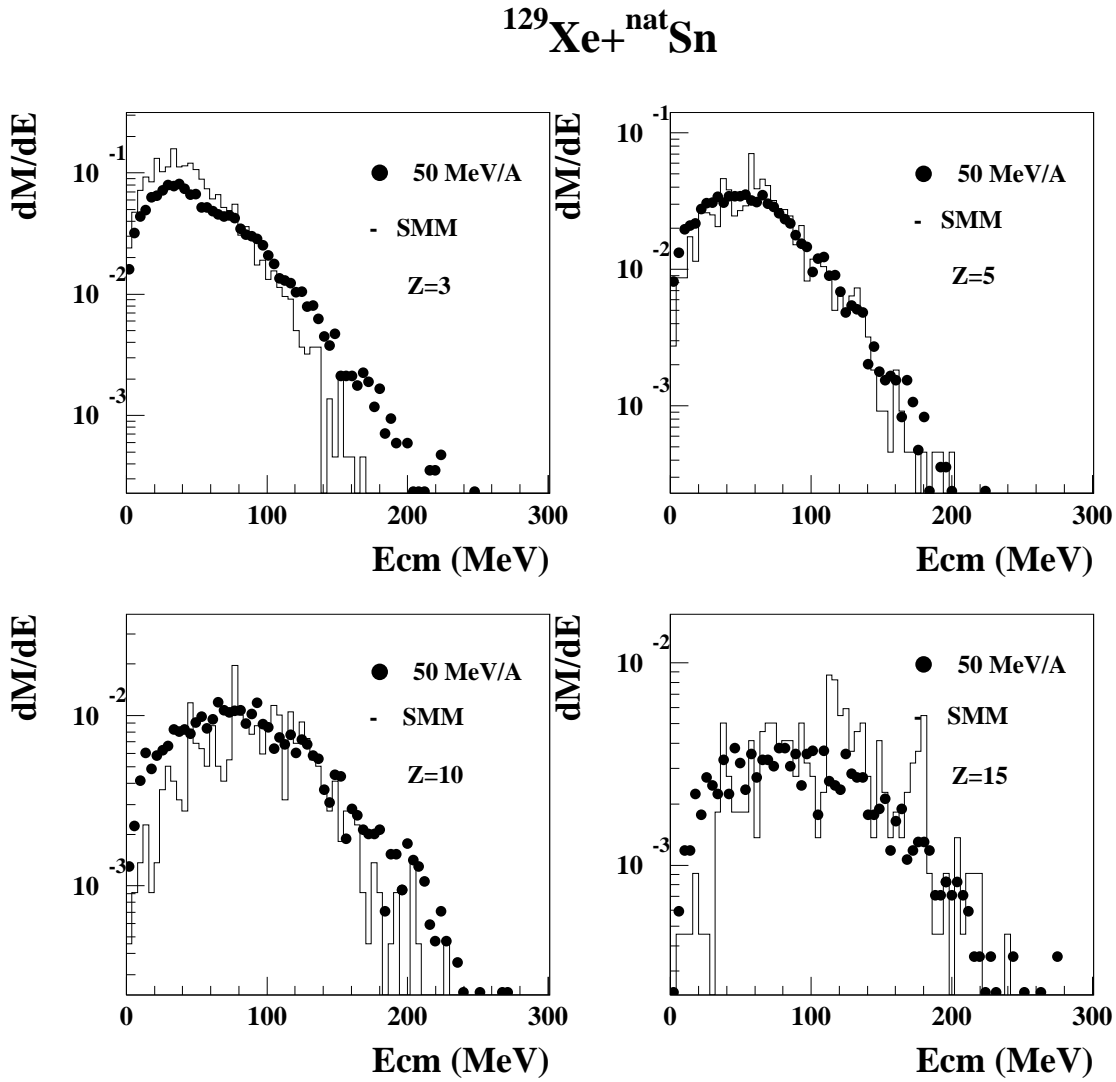


Figure 6.4: Spectres en énergie cinétique des fragments de charge égale à 3, 5, 10 et 15 construits à partir des données expérimentales (points noirs), comparés aux spectres prédits par SMM si $E_{rad} = 2.2 \text{ MeV/A}$ (histogrammes).

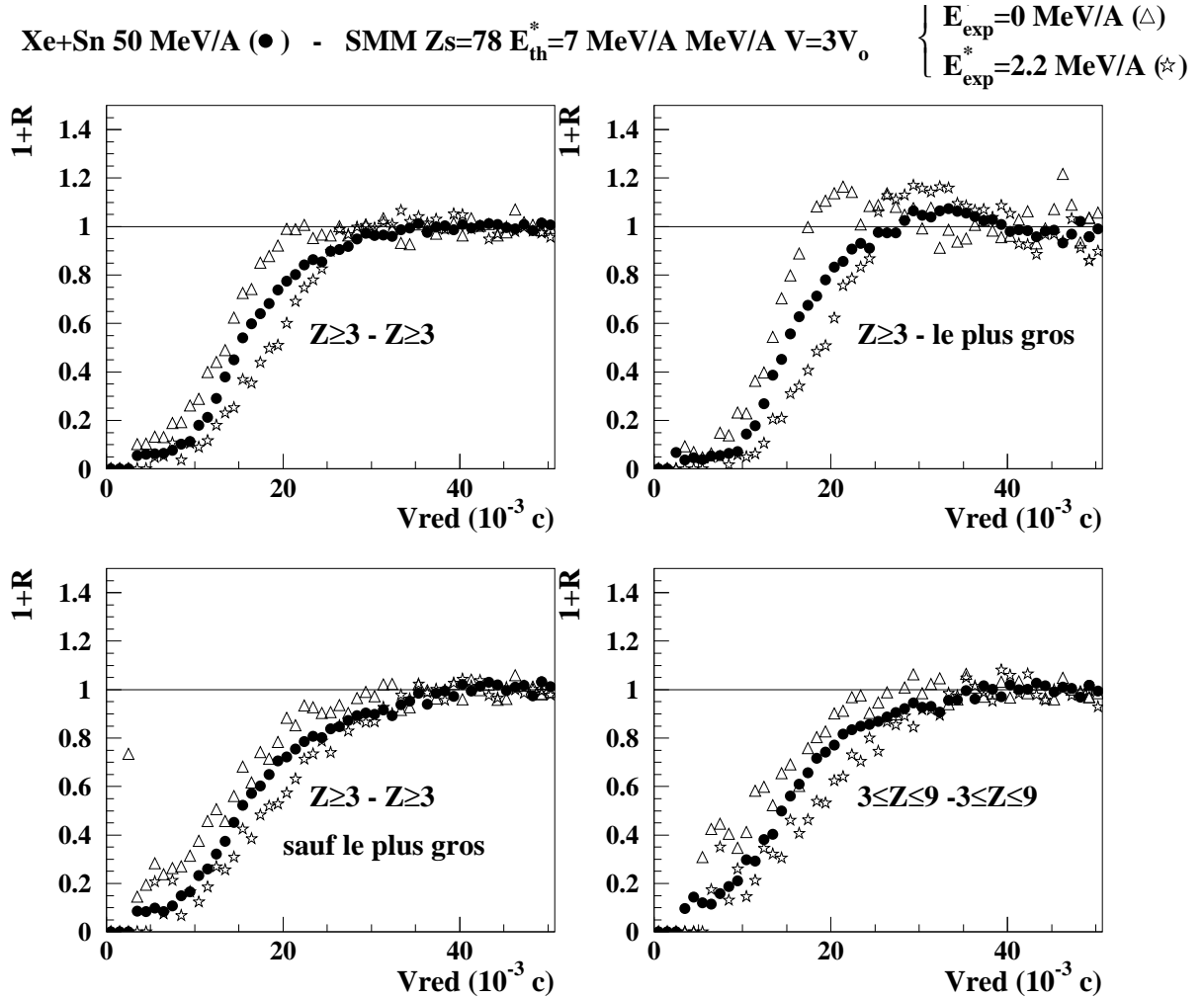


Figure 6.5: Fonctions de corrélation en vitesse réduite $Z \geq 3 - Z \geq 3$, $Z \geq 3 - Z \geq 3$ sauf le plus gros, $Z \geq 3 - \text{le plus gros}$ et $3 \leq Z \leq 9 - 3 \leq Z \leq 9$. Les points noirs sont mis pour les événements centraux ayant formés une source unique à 50 MeV/A, les symboles vides figurent les configurations générées par SMM avec (étoiles) ou sans (triangles) énergie collective.

quons que les spectres calculés présentent un déficit d'autant plus important à basse énergie cinétique que les fragments sont de charge élevée. Ceci est une conséquence de l'influence croissante de l'énergie radiale au fur et à mesure que la masse augmente (équation 6.1), et a pour effet d'augmenter les énergies cinétiques moyennes d'autant plus que les fragments sont gros. D'où la surestimation observée si la charge des fragments excède quinze.

A ce niveau, les résultats expérimentaux concernant les partitions de charge et les énergies cinétiques des fragments sont compatibles avec un scénario de multifragmentation statistique si on suppose la présence d'une énergie collective d'expansion d'une valeur de 2.2 MeV/A découplée de la composante purement thermique. Nous allons maintenant procéder à la vérification de ce scénario en examinant les corrélations en vitesse réduite prédites par le modèle.

Les fonctions de corrélation en vitesse réduite.

Les fonctions de corrélation $Z \geq 3 - Z \geq 3$, $Z \geq 3 - \text{le plus gros}$, $Z \geq 3 - Z \geq 3$ sauf le plus gros et $3 \leq Z \leq 9 - 3 \leq Z \leq 9$, prédites par SMM pour les deux ensembles de paramètres considérés, sont présentées figure 6.5. Un premier constat est que les fonctions de corrélation calculées développent, comme les données expérimentales, une large zone de déplétion Coulombienne. Cependant, les formes obtenues sont très différentes de celles qui sont observées expérimentalement. En effet, la composante collective d'expansion joue un rôle important en ce qui concerne la largeur de la zone de déplétion Coulombienne. Si l'énergie collective radiale vaut 2.2 MeV/A, ce qui permet de reproduire les énergies cinétiques moyennes des fragments, la zone de déplétion Coulombienne prédite est trop large et le front de montée qui la suit n'a pas la courbure qu'il présente expérimentalement. Si l'expansion est nulle, la largeur de la déplétion diminue considérablement et sous-estime cette fois celle qui est observée expérimentalement.

Il semble qu'une valeur intermédiaire devrait permettre d'améliorer l'accord entre les fonctions de corrélation expérimentales et théoriques. Cependant, cette solution conduirait à sous-estimer largement les énergies cinétiques.

Ainsi, les fonctions de corrélation mettent en évidence un désaccord entre les prédictions de SMM quant à la désintégration d'une source de charge 78, ayant emmagasiné 7 MeV/A d'énergie d'excitation thermique et 2.2 MeV/A sous forme collective radiale, dans un volume de *freeze-out* égal à trois fois le volume normal, et les données expérimentales. L'ajout d'une composante collective d'expansion de 2.2 MeV/A, même si elle permet de reproduire les énergies cinétiques moyennes des fragments, modifie la forme des fonctions de corrélation, et ne permet en outre, pas une bonne reproduction de la distribution des énergies cinétiques.

Deux raisons peuvent être à l'origine de ce désaccord : le volume de *freeze-out* utilisé est trop important ce qui conduit à une distance trop grande entre les fragments au *freeze-out*, ou bien la composante radiale provoque un éloignement

trop important des fragments les uns des autres. Notons qu'un volume de *freeze-out* surestimé induit une sous-estimation de la force de répulsion Coulombienne et ainsi des énergies cinétiques. Ceci conduit à ajouter une composante d'expansion trop grande. Cet effet de l'augmentation de la largeur de la zone de déplétion Coulombienne quand l'énergie collective radiale augmente est discutée dans la référence [KOT 95] relative aux collisions Au+Au entre 100 et 400 MeV/A.

Une autre possibilité peut être envisagée pour expliquer ce désaccord. En effet, pour simuler la répartition de cette énergie entre les fragments en leur attribuant une vitesse radiale auto-similaire, le modèle fait l'hypothèse d'un découplage entre les modes thermique et collectif d'expansion, qui serait valable pourvu que la composante d'énergie collective n'excède pas 3 MeV/A [BON 95]. Dans ces conditions elle ne perturberait pas la phase de fragmentation. En testant les capacités du modèle à reproduire les événements expérimentaux en supposant l'existence d'une composante collective d'expansion, nous testons aussi cette hypothèse de découplage. Il est difficile de décorrélérer les deux.

A priori, la composante d'énergie collective radiale attendue dans les données expérimentales sélectionnées à 32 MeV/A devrait être beaucoup plus faible et proche de zéro. Aussi, ce cas devrait être plus facile à gérer et permettre de répondre plus directement aux questions posées.

6.2.2 Cas des événements sélectionnés à 32 MeV/A.

Les partitions de charges.

A 32 MeV/A d'énergie de bombardement, les caractéristiques des partitions de charge sont reproduites en simulant à l'aide de SMM la multifragmentation d'une source de charge 83, ayant emmagasiné une énergie d'excitation de 5 MeV/A sous forme thermique [BOU 97]. Le volume de *freeze-out* est toujours pris égal à trois fois le volume normal.

L'ensemble des distributions de charge présentées par la figure 6.6 est bien reproduit par les prédictions du modèle même si le nombre de fragments de charge très élevée est légèrement sous-estimé.

La distribution en $Z_{lié}$ (figure 6.7) prédite par le modèle sous-estime très faiblement la largeur et la valeur moyenne de la distribution expérimentale. Les distributions en multiplicités de fragments de $Z \geq 3$ ou $Z \geq 6$ théoriques présentées sur la même figure sont également satisfaisantes quoique sous-estimées d'une unité en moyenne. Par contre, la multiplicité des particules de $Z \leq 2$ prédite par SMM est très largement inférieure à celle que nous observons expérimentalement. Le surplus de particules expérimentales peut être interprété comme résultant d'une émission précédant la phase de fragmentation. L'accord obtenu pour l'ensemble des variables statiques est donc tout à fait satisfaisant.

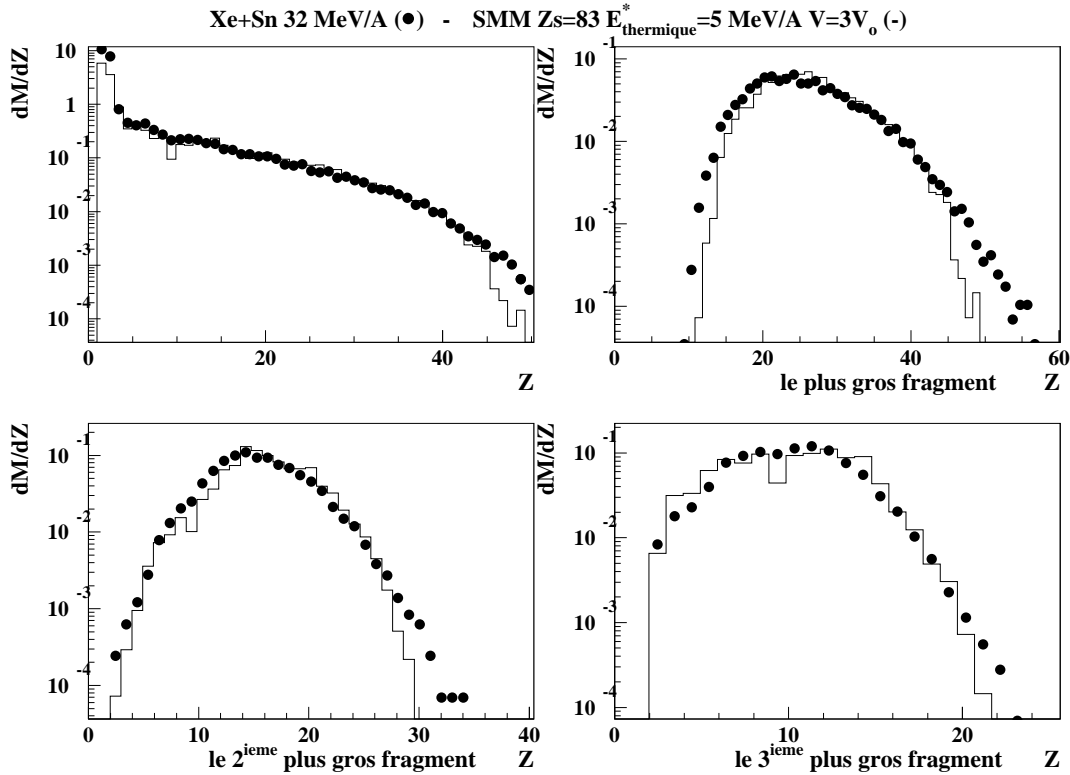


Figure 6.6: *Distributions en charge de l'ensemble des fragments et des trois plus gros fragments produits par la source de fragmentation formée lors des collisions sélectionnées à partir de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A (points noirs), comparées aux distributions prédites par SMM (histogrammes).*

Les énergies cinétiques des fragments.

En ce qui concerne les variables cinématiques, la figure 6.8 montre que pour reproduire les énergies cinétiques moyennes observées expérimentalement, il est nécessaire d'introduire une composante d'énergie collective de 0.5 MeV/A, faute de quoi elles sont sous-estimées de 20 à 40 MeV. Ceci étant fait, l'allure de la courbe est correctement reproduite et les énergies théoriques ne sont plus que très légèrement en dessous des énergies expérimentales. A cette condition, la différence observée entre les énergies cinétiques moyennes d'un fragment lorsqu'il est le plus gros et lorsqu'il ne l'est pas, est bien reproduite.

Plus qu'à 50 MeV/A, la forme des spectres prédits par SMM diffère de celle qui est observée expérimentalement (fig 6.9). Les spectres calculés sont plus étroits et leur pente est plus abrupte. Ceci suggère l'idée que les fragments formés par SMM ne seraient pas assez chauds. En effet une énergie d'excitation importante

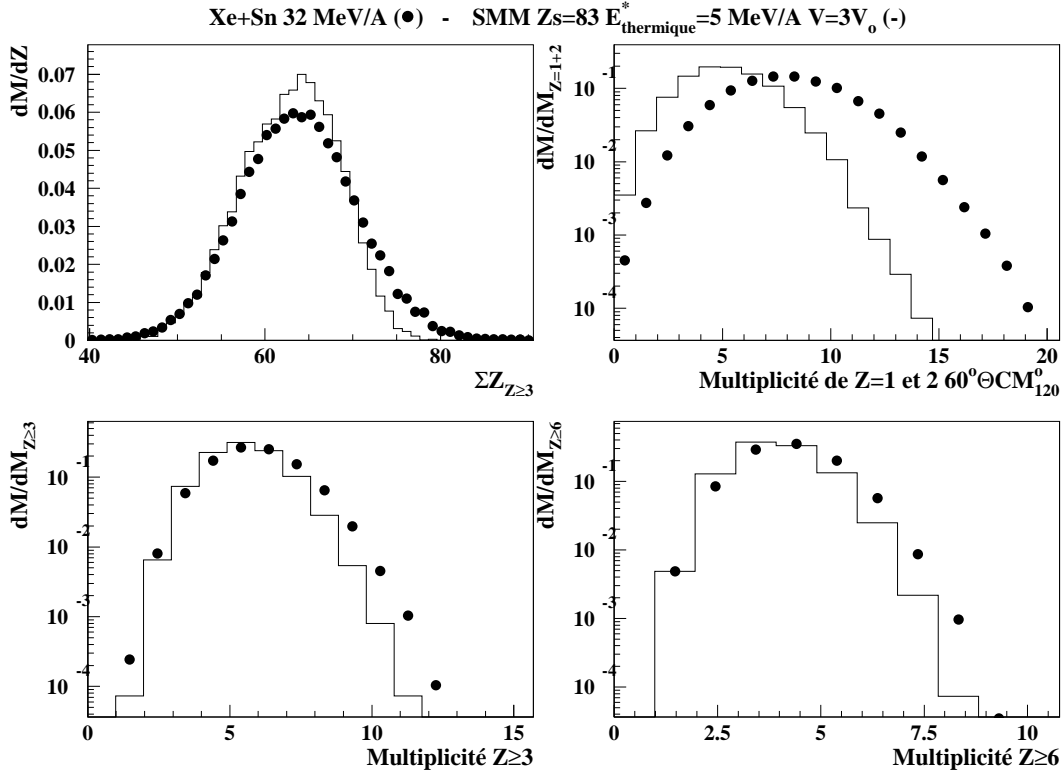


Figure 6.7: Distributions en $Z_{\text{lié}}$, et en multiplicité de particules de $Z \leq 2$ et fragments de $Z \geq 3$ et $Z \geq 6$ produits par la source de fragmentation formée lors des collisions sélectionnées à partir de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A (points noirs), comparées aux distributions prédites par SMM (histogrammes).

emmagasinée dans les fragments permettrait une phase de désexcitation plus intense et de ce fait une gamme plus large en énergies cinétiques finales.

Les fonctions de corrélation en vitesse réduite.

Le jeu de paramètres qui permet de reproduire à la fois les variables statiques et les énergies cinétiques moyennes des fragments, c'est-à-dire celui qui suppose une énergie collective radiale de 0.5 MeV/A ne permet pas de reproduire la forme des fonctions de corrélation regroupées figure 6.10. La largeur de la zone de déplétion Coulombienne est une nouvelle fois surestimée et la bosse de corrélation est d'amplitude beaucoup trop importante surtout lorsqu'il s'agit de la fonction de corrélation $Z \geq 3$ — la plus gros. Même si une énergie collective nulle ne permet pas de reproduire les énergies cinétiques moyennes, nous avons reporté sur la figure 6.10 les fonctions de corrélations construites dans cette hypothèse. La

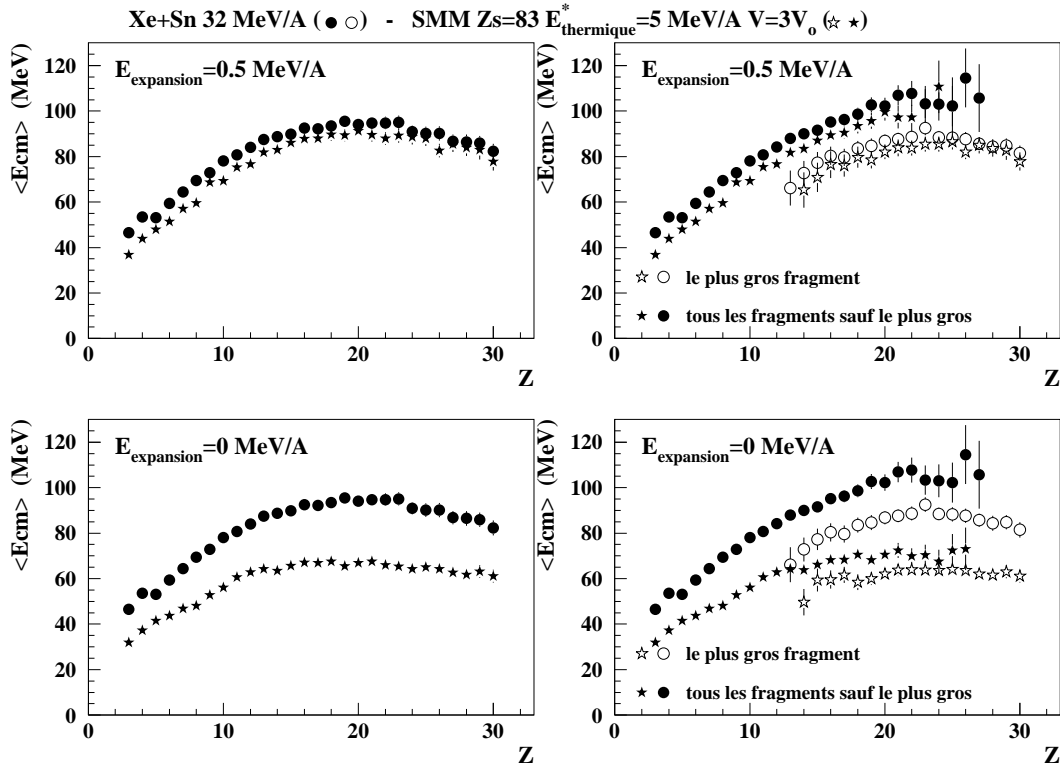


Figure 6.8: Énergies cinétiques moyennes des fragments dans les événements expérimentaux, comparées à celles des fragments générés par SMM avec 0.5 MeV/A d'énergie collective (en haut), ou sans (en bas).

largeur de la zone de déplétion Coulombienne est alors correctement prédite par SMM. En ce qui concerne les corrélations $Z \geq 3 - Z \geq 3$ et $Z \geq 3 - le plus gros$, la bosse de corrélation se situe dans une région de vitesses réduites plus petites que si l'énergie collective est non nulle et son amplitude est moindre. L'effet observé sur la bosse de corrélation $Z \geq 3 - le plus gros$ est important puisque l'addition d'une composante collective d'expansion induit une augmentation de l'amplitude de la bosse Coulombienne d'environ 20% et dégrade d'autant l'accord entre les données et le calcul.

L'ajout d'une composante collective d'expansion provoque un éloignement plus rapide des fragments les un des autres, ce qui a donc principalement deux effets visibles grâce aux fonctions de corrélations. Cela accroît les vitesses relatives et, la largeur de la zone de déplétion Coulombienne. De surcroît cela diminue les perturbations Coulombiennes que subissent les fragments suite aux désintégrations secondaires, puisqu'elles se produisent lorsque les fragments sont

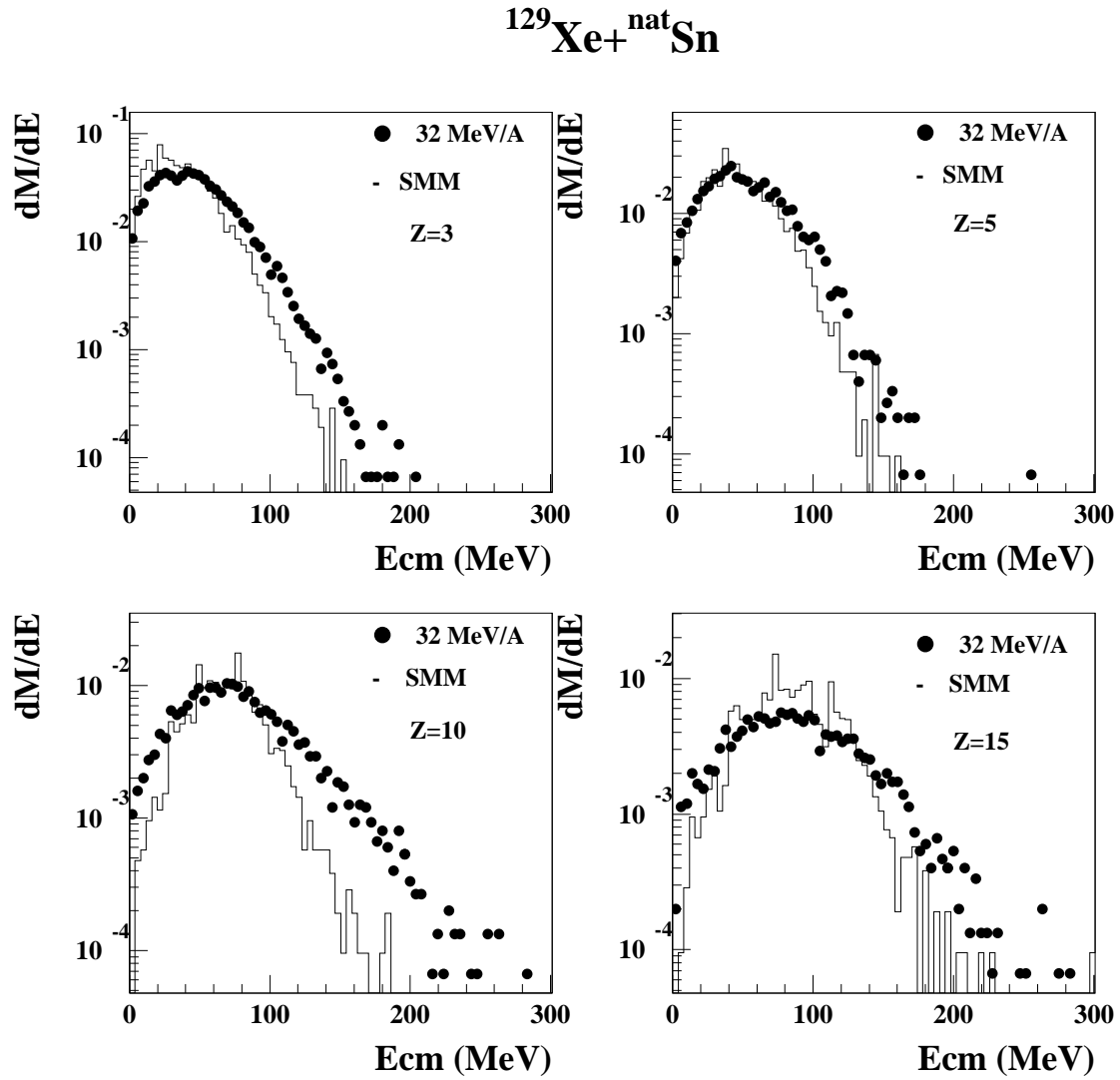


Figure 6.9: Spectres en énergie cinétique des fragments de charge égale à 3, 5, 10 et 15 construits à partir des données expérimentales (points noirs), comparés aux spectres prédits par SMM si $E_{rad} = 0.5 \text{ MeV/A}$ (histogrammes).

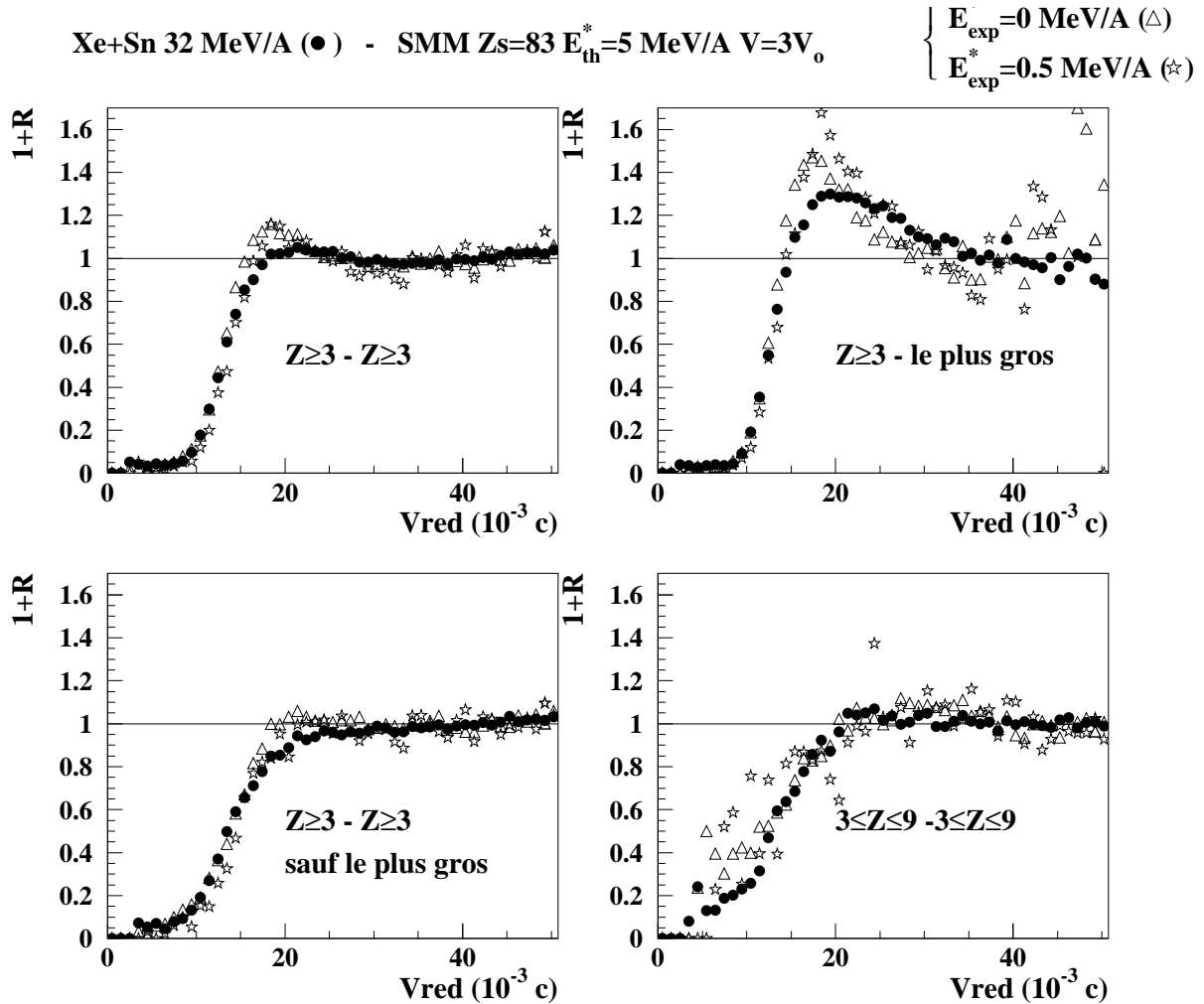


Figure 6.10: Fonctions de corrélation en vitesse réduite $Z \geq 3 - Z \geq 3$, $Z \geq 3 - Z \geq 3$ sauf le plus gros, $Z \geq 3 - \text{le plus gros}$ et $3 \leq Z \leq 9 - 3 \leq Z \leq 9$. Les points noirs sont mis pour les événements centraux ayant formés une source unique à 32 MeV/A, les symboles vides figurent les configurations générées par SMM avec (étoiles) ou sans (triangles) énergie collective.

plus éloignés les uns des autres, ce qui a pour effet de resserrer la bosse Coulombienne dans l'espace des vitesses réduites et surtout d'augmenter son amplitude.

Au chapitre 5, nous avons mis en évidence le fait que la présence d'un fragment de charge importante par rapport à celle de l'ensemble des autres fragments de la configuration induit une force de répulsion Coulombienne telle, que la vitesse relative qui existe entre le gros fragment et les autres fragments est quasi constante. La fonction de corrélation en vitesse réduite présente alors une bosse Coulombienne. Ce phénomène est présent à 32 MeV/A, mais pas à 50 MeV/A où les fragments sont de taille plus proche les uns des autres, c'est pourquoi son effet cumulé avec celui de l'énergie collective induit une forte augmentation de l'amplitude de la bosse Coulombienne à 32 mais pas à 50 MeV/A.

Ainsi, au vu des fonctions de corrélations en vitesse réduite, il semble que les données expérimentales sélectionnées à 32 MeV/A soient plus compatibles avec une énergie collective radiale nulle dans la mesure où cela permet de respecter la largeur de la zone de déplétion Coulombienne, et de minimiser le désaccord dans la région de la bosse Coulombienne. Cependant l'amplitude de la bosse reste trop importante par rapport aux données ce qui témoigne du fait que le rapport entre la taille du plus gros fragment et celle du reste du système est surestimé. En outre, l'énergie cinétique des fragments ne peut être expliquée par un calcul basé sur les paramètres utilisés ici.

6.2.3 Bilan de l'analyse des prédictions de SMM si $V = 3V_o$.

Il n'est donc pas possible d'obtenir une description cohérente des variables statiques et cinématiques dans le cadre fourni par la version actuelle de SMM en supposant le volume de *freeze-out* $V = 3V_o$, que ce soit pour les données expérimentales sélectionnées à 50 MeV/A, ou à 32 MeV/A. L'addition d'une composante collective est nécessaire pour reproduire les énergies cinétiques moyennes, mais induit des comportements inconciliables avec les fonctions de corrélation expérimentales. Dans la mesure où les paramètres qui permettent de reproduire les partitions de charge si le volume de *freeze-out* vaut $3V_o$ échouent à reproduire conjointement l'ensemble des variables cinématiques, il est nécessaire de lever cette contrainte. Rappelons que cette valeur de $3V_o$ est couramment employée mais n'a aucune justification expérimentale.

6.3 Recherche des caractéristiques optimales des sources de multifragmentation sans contrainte sur le volume de *freeze-out*.

A ce niveau il faut augmenter les énergies cinétiques moyennes des fragments en introduisant moins d'énergie collective radiale. Pour cela une possibilité est d'accroître la force de répulsion Coulombienne ce qui peut être fait, par exemple, en rapprochant les fragments au *freeze-out*, ou en augmentant la charge de la source de fragmentation. Ce faisant, la bonne reproduction des partitions de charge doit être conservée. La taille du plus gros fragment détecté dans l'événement ainsi que la variable $Z_{lié}$ sont de bons indicateurs à ce sujet.

En ce qui concerne le Z_{gros} , une étude menée dans la référence [LEF 97] avec le modèle de Berlin MMMC, met en évidence une indépendance de la taille du plus gros fragment avec celle du système pour une énergie d'excitation et un volume de *freeze-out* donné. Ce comportement a également été observé expérimentalement. En effet, deux systèmes menant à des sources de quasi-fusion de tailles différentes mais d'énergies d'excitation équivalentes, $^{129}Xe + ^{nat}Sn$ à 32 MeV/A et $^{156}Gd + ^{238}U$ à 36 MeV/A, ont été étudiés avec le multidétecteur INDRA. Il a été montré [RIV 97], que la taille du plus gros fragment formé dans l'un et l'autre des systèmes est approximativement la même. Partant de ce résultat, il est possible de varier la taille de la source de fragmentation tout en maintenant un bon accord pour les partitions de charge. C'est ensuite le $Z_{lié}$, qui, comme nous l'avons vu au chapitre précédent contrôle si le couple taille de la source - énergie d'excitation est correct et va nous permettre de déterminer les bons couples $Z_s, E_{thermique}^*$ pour une densité donnée. A partir de là, les énergies cinétiques moyennes et surtout la largeur de la zone de déplétion Coulombienne permettent de vérifier si la combinaison obtenue est correcte.

Partant des cas étudiés à $3V_o$, il est possible d'augmenter le volume de *freeze-out*. Un volume plus grand nécessite une énergie d'excitation plus petite pour reproduire la taille de Z_{gros} , donc des énergies cinétiques plus faibles. Par conséquent, une augmentation de la taille de la source est alors nécessaire pour compenser le déficit en énergie par une composante Coulombienne plus élevée. Cependant une source plus grosse sans augmentation de l'énergie d'excitation induira une asymétrie très importante dans la distribution de matière ce qui se traduit par une bosse de corrélation de grande amplitude.

Il faut donc diminuer le volume de *freeze-out* et c'est le résultat de cette analyse que nous présentons maintenant en débutant par le cas à 50 MeV/A puis en présentant le cas à 32 MeV/A. Pour cette seconde partie le volume optimal est de $2V_o$.

Dans le cadre de SMM, si l'ensemble des centres des fragments ne peut être contenu dans le volume de *freeze-out* la configuration concernée est rejetée. Si le volume est trop petit cela se produit pour un grand nombre de configurations,

si bien que le lot d'événements retenus est trop particulier pour être valable. Aussi, il est raisonnable que le rayon de *freeze-out* soit supérieur à la somme des rayons des deux plus gros fragments. Dans ces conditions, pour un calcul destiné à reproduire les événements expérimentaux produits avec une énergie de bombardement de 32 MeV/A, un volume de *freeze-out* égal à deux fois le volume normal reste raisonnable, un volume plus petit ne le serait pas. Aux autres énergies de bombardement les deux plus gros fragments de l'événement sont plus petits qu'à 32 MeV/A si bien que cette limite est d'autant plus raisonnable.

6.3.1 Cas des événements sélectionnés à 50 MeV/A.

Les partitions de charge.

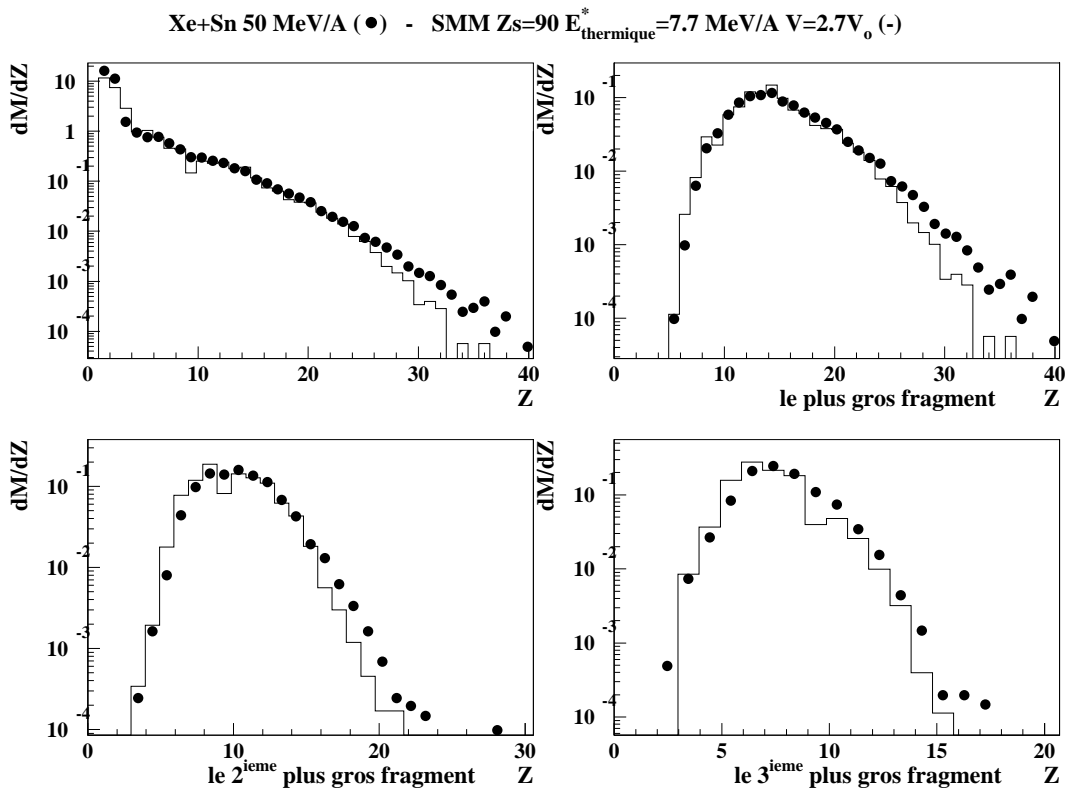


Figure 6.11: *Distributions en charge de l'ensemble des fragments et des trois plus gros fragments produits par la source de fragmentation formée lors des collisions sélectionnées à partir de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A (points noirs), comparées aux distributions prédites par SMM (histogrammes).*

La figure 6.11 présente les distributions en charge de l'ensemble des fragments et des trois plus gros fragments détectés dans les collisions centrales ayant menées à la formation d'une source de quasi-fusion pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A comparées aux prédictions de SMM pour la désintégration d'une source de charge 90, ayant emmagasiné 7.7 MeV/A d'énergie d'excitation thermique et 1.3 MeV/A sous forme collective radiale dans un volume de *freeze-out* égal à $2.7V_0$. Nous avons vérifié qu'un système plus dense est incompatible avec les données expérimentales pour cette énergie incidente. L'accord entre ces données et les calculs présentés est raisonnable même si la production de gros fragments est sous-estimée.

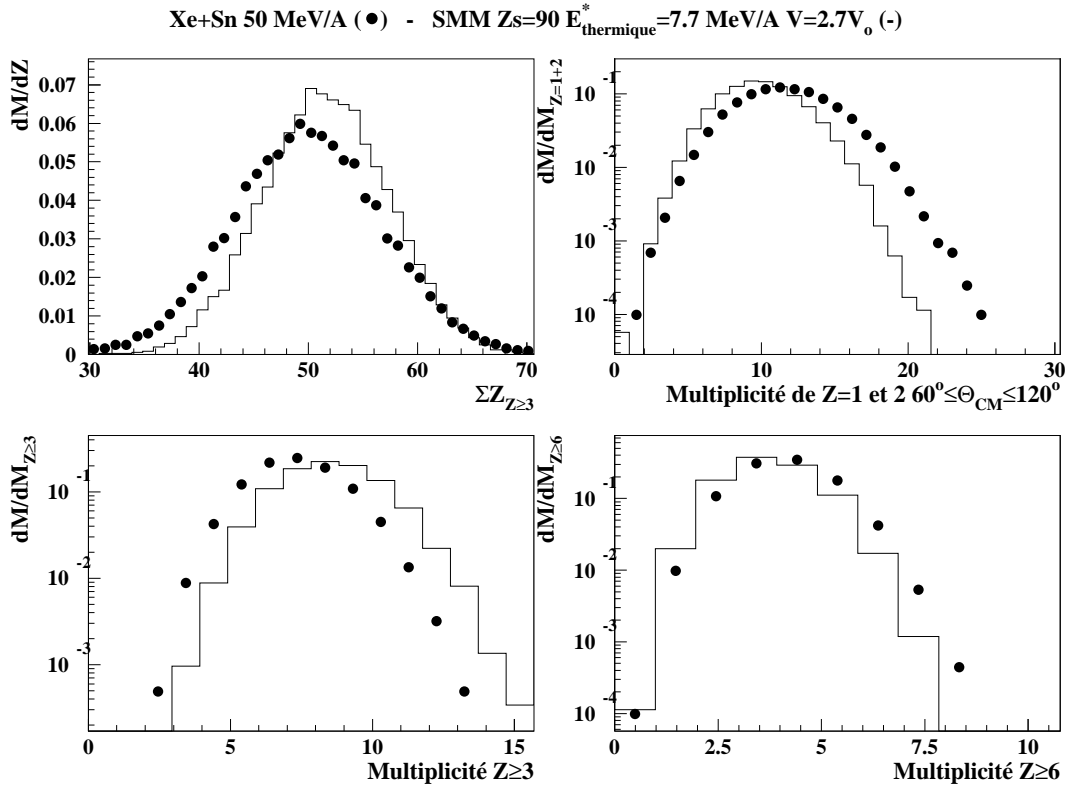


Figure 6.12: Distributions en $Z_{lié}$ et en multiplicité de particules de $Z \leq 2$ et fragments de $Z \geq 3$ et $Z \geq 6$ produits par la source de fragmentation formée lors des collisions sélectionnées à partir de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A (points noirs), comparées aux distributions prédites par SMM (histogrammes).

La figure 6.12 montre les distributions en $Z_{lié}$, et en multiplicités de particules légères émises entre 60° et 120° dans le centre de masse de la réaction, ainsi que les distributions en multiplicité de fragments de $Z \geq 3$ et $Z \geq 6$. $Z_{lié}$ est

légèrement surestimé, mais le nombre de particules légères est plus proche de la valeur expérimentale qu'il ne l'est pour la désintégration d'une source de charge 78 (figure 6.2). La multiplicité de fragments de $Z \geq 3$ est supérieure à celle qui est observée, mais le nombre de fragments de $Z \geq 6$ est en accord à une unité près avec les données expérimentales.

Ainsi, bien que les figures 6.1 et 6.11, et 6.2 et 6.12 résultent de la désintégration par SMM de deux sources différentes, (les tailles de source utilisées sont respectivement de 78 et 90, les énergies d'excitation de 7 et 7.7 MeV/A, et les volumes de *freeze-out* de $3V_o$ et $2.7V_o$) elles ne font pas apparaître de différences fondamentales. A ce niveau de l'analyse, nous pouvons conclure que le modèle de multifragmentation statistique supposant un équilibre thermique au *freeze-out*, est capable de reproduire les caractéristiques des partitions de charge observées expérimentalement. Néanmoins, nous mettons ici en évidence le fait que les partitions de charge ne sont pas discriminantes et ne permettent pas de déterminer sans ambiguïté les caractéristiques de la source expérimentale au *freeze-out*. En effet, ayant fixé le volume au *freeze-out*, il est possible de déduire la taille et l'énergie d'excitation de la source qui reproduit les données. Pour tenter de lever cette ambiguïté, les variables cinématiques doivent être examinées, mais il est clair que les énergies cinétiques moyennes seules ne peuvent pas permettre une détermination non ambiguë de la composante collective de l'expansion. En l'occurrence, c'est la largeur de la zone de déplétion et l'amplitude de la bosse Coulombienne dans les fonctions de corrélations qui vont permettre de la préciser pour le système étudié ici.

Les variables cinématiques sont-elles discriminantes?

La figure 6.13 reprend l'ensemble des corrélations expérimentales construites à partir des événements ayant menés à la formation d'une source unique au cours de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A. Elles sont comparées aux corrélations construites à partir des configurations générées par SMM.

Les corrélations expérimentales sont en général convenablement reproduites, et d'autant mieux que le plus gros fragment de la configuration considéré a un rôle peu important. La fonction de corrélation construite entre fragments de $Z \geq 3$ reproduit bien la forme de la fonction expérimentale. La largeur de la zone de déplétion et le front de montée sont bien reproduits. Cela signifie que la combinaison entre le volume de *freeze-out* et l'énergie radiale sont corrects. Notons cependant que le front de montée relatif au calcul est moins arrondi que celui des corrélations expérimentales. Lorsque le plus gros fragment est exclu de la paire considérée, les fonctions de corrélation expérimentale et théorique sont identiques pour des vitesses réduites supérieures à 0.01 c. Nous reviendrons plus tard sur la partie liée aux vitesses réduites plus faibles. Si au lieu d'exclure le plus gros fragment, les corrélations sont construites entre lui et les autres fragments alors elles présentent une bosse Coulombienne qui est plus large théoriquement

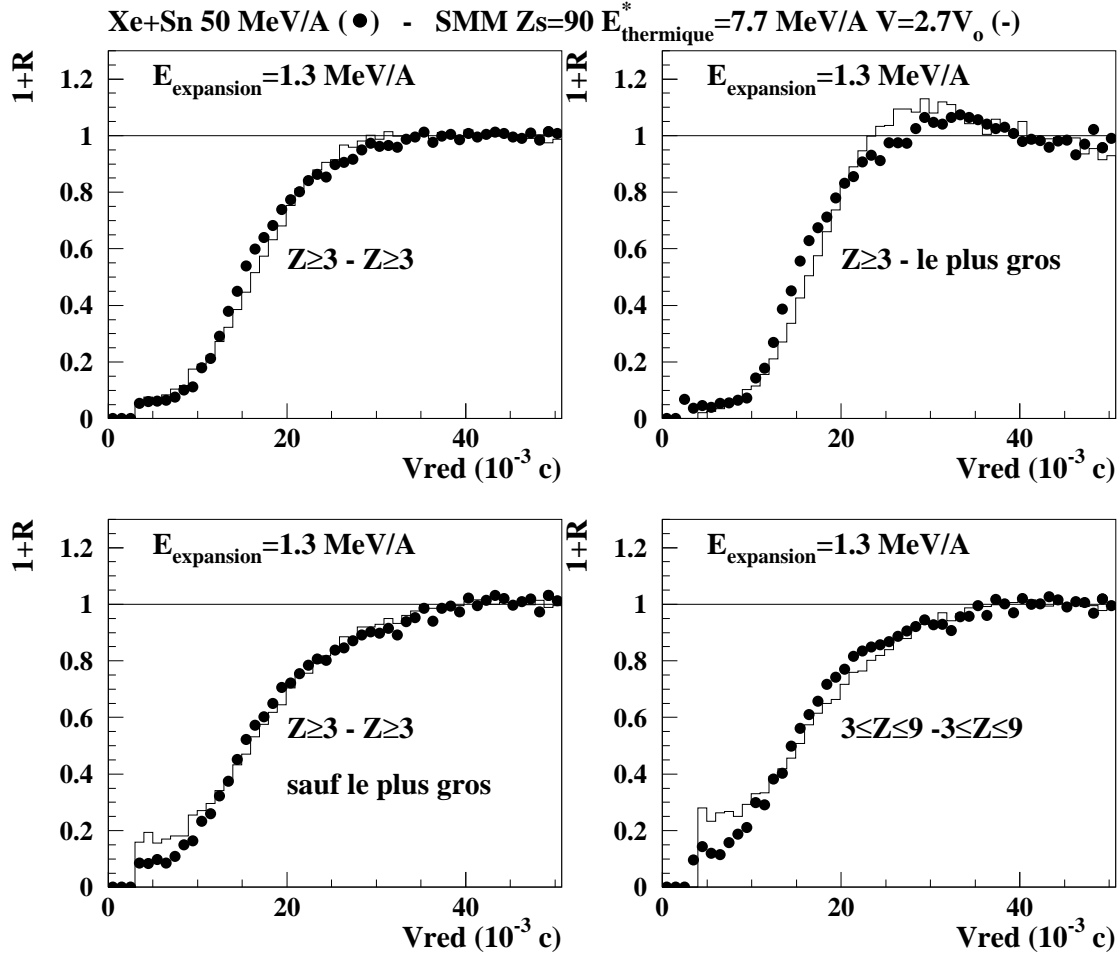


Figure 6.13: Fonctions de corrélations $Z \geq 3 - Z \geq 3$, $Z \geq 3 - Z \geq 3$ sauf le plus gros, $Z \geq 3 - \text{le plus gros}$ et $3 \leq Z \leq 9 - 3 \leq Z \leq 9$ construites pour les données expérimentales (points noirs), et prévues par SMM (histogrammes) pour la fragmentation d'une source telle que $Z_s=90$, $E_{thermique}^* = 7.7$ MeV/A, $E_{expansion}^* = 1.3$ MeV/A et $V = 2.7V_0$.

qu'expérimentalement. Le caractère plus abrupt de la corrélation obtenue à partir des événements SMM est exacerbé. Pour ce qui concerne les fragments légers ($3 \leq Z \leq 9$), la forme de la corrélation prédite par SMM est proche de celle qui correspond aux événements expérimentaux, sauf pour des vitesses réduites inférieures à $0.01 c$, où SMM prévoit un nombre de paires plus important que ce qui est observé expérimentalement. Ce phénomène est également observable dans une moindre mesure sur les corrélations entre fragments de $Z \geq 3$ lorsque le plus gros est exclu de la paire. Une hypothèse peut être émise selon laquelle les fragments responsables de ce comblement de la zone de déplétion Coulombienne seraient les fragments légers issus de la désexcitation secondaire qui se produit de manière séquentielle. Une étude spécifique destinée à asseoir cette hypothèse sera développée ultérieurement.

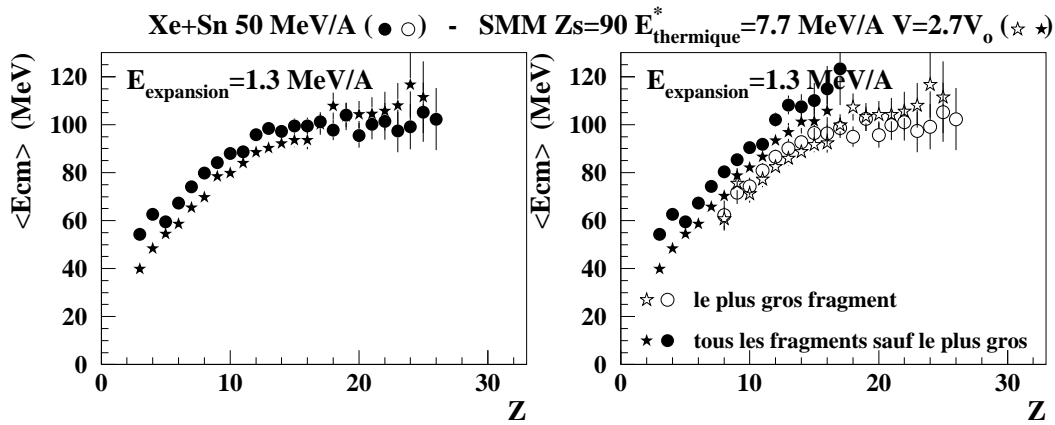


Figure 6.14: *Énergies cinétiques des fragments dans les événements expérimentaux (points), comparées à celles des fragments générés par SMM (étoiles).*

La figure 6.14 montre que les énergies cinétiques expérimentales sont sous-estimées en moyenne de 5 MeV , ce qui correspond à moins de 10% de leur valeur. L'écart diminue quand la taille des fragments augmente, il est d'ailleurs très faible pour le plus gros fragment de l'événement.

Ainsi, le fait d'augmenter la taille de la source permet d'augmenter l'énergie d'excitation en gardant des tailles de fragments correctes et d'accroître l'énergie liée à la répulsion Coulombienne entre les fragments. Les énergies cinétiques se trouvent ainsi accrues ce qui permet d'approcher les valeurs expérimentales en introduisant moins d'énergie d'expansion.

Les spectres en énergie cinétique des fragments de charge égale à $3, 5, 10$ et 15 produits par SMM sont comparés aux spectres expérimentaux (figure 6.15). Le

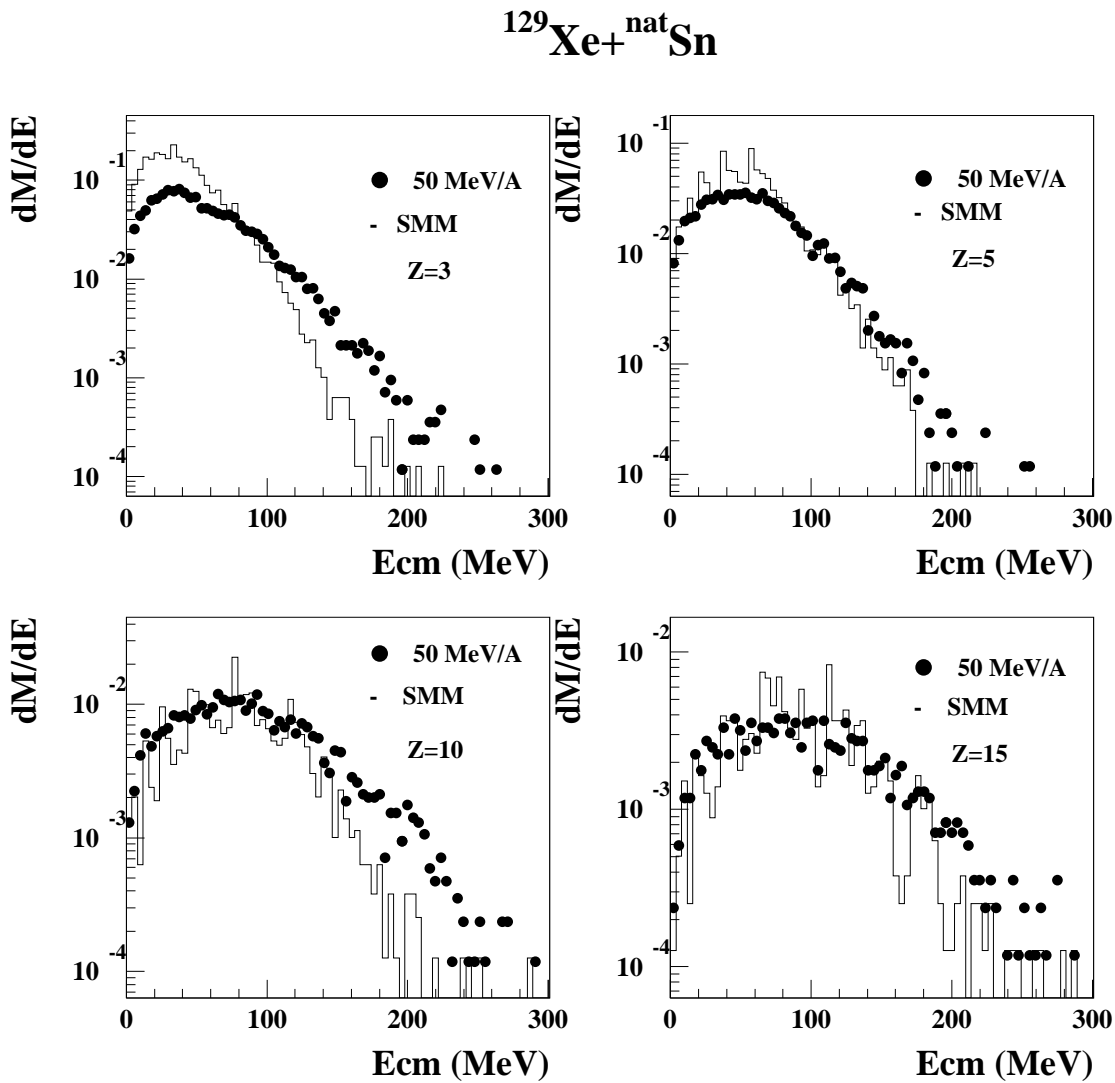


Figure 6.15: Spectres en énergie cinétique des fragments de charge égale à 3, 5, 10 et 15 construits à partir des données expérimentales (points noirs), comparés aux spectres prédits par SMM si $E_{rad} = 1.3\text{MeV}/A$ (histogrammes).

déficit important à basse énergie cinétique observé dans les spectres des fragments de $Z \geq 7$ générés par le modèle (figure 6.4) lors de la désintégration d'une source de charge 78 avec une énergie collective de 2.2 MeV/A, n'apparaît pas ici. Nous avons vérifié qu'il n'apparaît dans aucun des spectres de $Z \leq 20$. Cependant, les spectres des fragments légers prédits par SMM sont toujours plus étroits que les spectres expérimentaux et leur pente est plus abrupte. Cette dernière observation reste valable quelque soit la taille des fragments.

Pour compléter cette analyse, la forme de l'événement a été étudiée au travers des variables sphéricité et coplanarité. Elles mesurent la forme de l'événement et sont construites à partir du tenseur en énergie défini au chapitre 2. Elles s'expriment de la façon suivante :

$$c = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_1) \quad \text{et} \quad s = \frac{3}{2}(1 - \lambda_1) \quad (6.2)$$

λ_1 et λ_2 sont les valeurs propres associées aux petits axes de l'ellipsoïde construit sur le tenseur en énergie de l'événement (figure 3.6). Pour un événement sphérique, si le nombre de fragments est grand, la sphéricité tend vers un et la coplanarité vers 0 ; si l'événement a la forme d'un disque la sphéricité sera grande et la coplanarité tendra vers $\sqrt{3}/4$; enfin si l'événement est de forme allongée, sphéricité et coplanarité seront proches de 0.

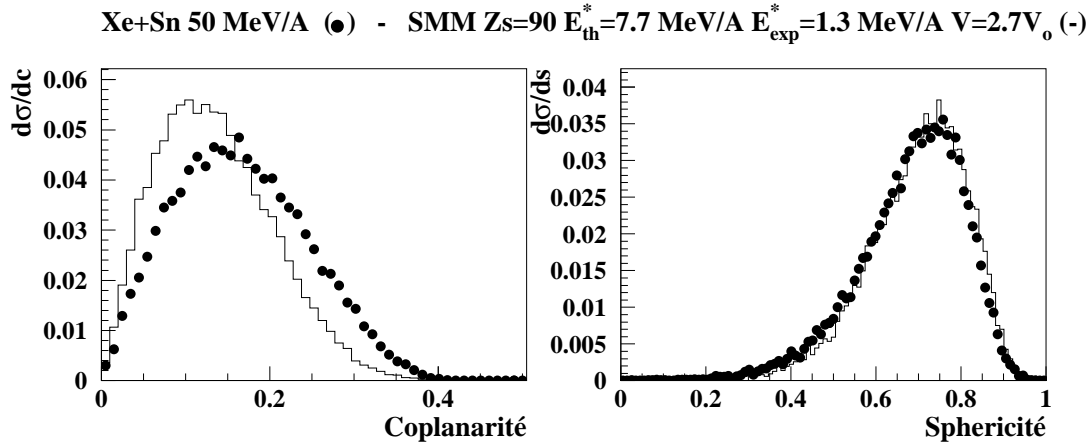


Figure 6.16: *Distributions en sphéricité et coplanarité pour les événements centraux ayant formé une source de quasi-fusion à 50 MeV/A (points noirs), comparées aux distributions prévues par SMM (histogrammes).*

La figure 6.16 présente une comparaison entre les variables sphéricité et coplanarité, précédemment définies, construites à partir des données expérimentales à 50 MeV/A et à partir des événements générés par SMM ($Z_s = 90$

$E_{thermique}^* = 7.7 MeV/A$ $E_{radiale}^* = 1.3 MeV/A$ et $V = 2.7V_0$). Nous constatons que les distributions en sphéricité obtenues se superposent bien, même si en moyenne SMM prédit des configurations plus sphériques que les données ($\langle sphéricité \rangle_{SMM} = 0.68$ et $\langle sphéricité \rangle_{exp} = 0.61$). En revanche, la coplanarité associée aux événements simulés est plus petite que celle qui correspond aux événements expérimentaux. Ainsi, les événements expérimentaux sélectionnés à 50 MeV/A, ne sont pas aussi relaxés en forme que les configurations générées par SMM, ce qui peut expliquer les légères différences observées en ce qui concerne la forme des fonctions de corrélation.

Les corrélations entre fragments légers.

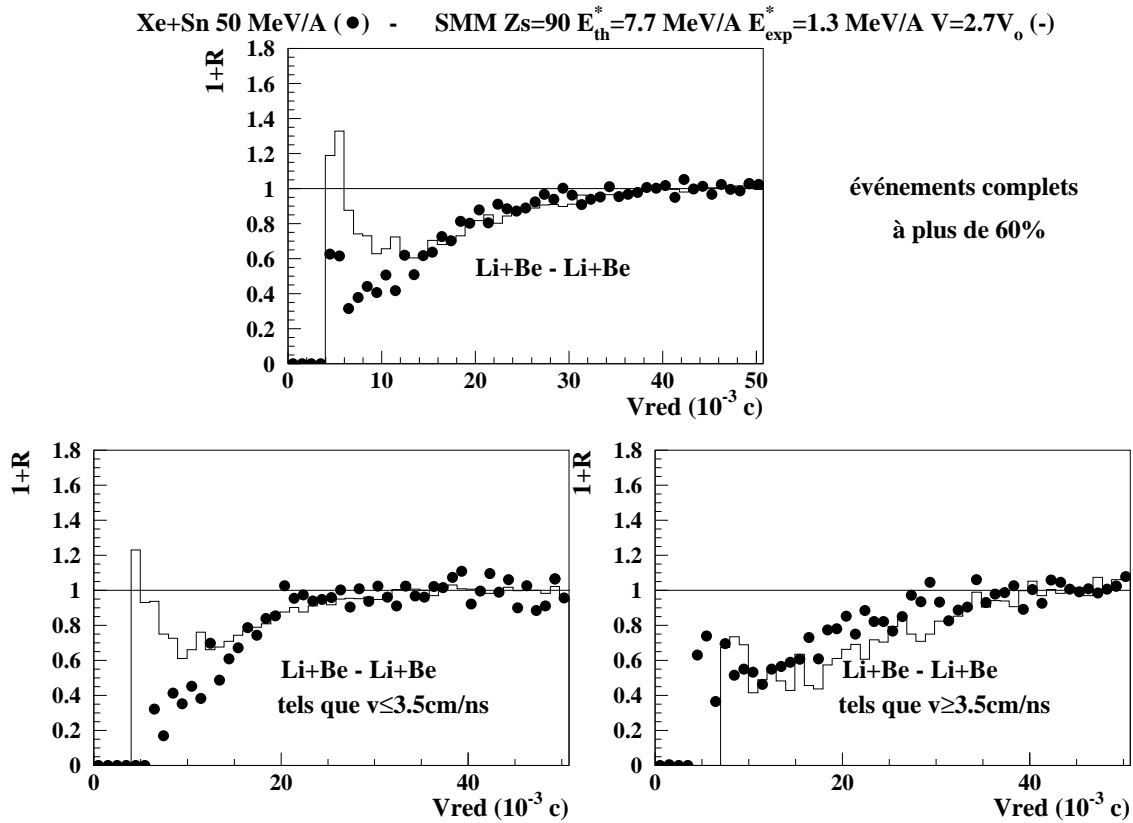


Figure 6.17: Fonctions de corrélations construites entre les Lithiums et les Berylliums émis par la source de fragmentation sélectionnée lors des réactions $^{129}Xe + ^{nat}Sn$ à 50 MeV/A (points), ou générés par SMM (histogrammes).

Plusieurs différences ont été observées entre les caractéristiques des fragments légers ($Z \leq 5$) prévues par SMM et celles que montrent les données expérimentales. Les figures 6.11 et 6.12 montrent que leur nombre est surestimé. De plus, alors que l'ensemble des corrélations expérimentales est correctement reproduit par le calcul si la source de multifragmentation a une charge de 90, les corrélations entre fragments de $3 \leq Z \leq 9$ (figure 6.13) mettent en évidence un taux abondant de paires de petits fragments situées à basse vitesse réduite prédits par SMM, mais non observé dans les données expérimentales.

Le nombre relativement limité de paires de fragments légers disponibles rend l'étude de ce phénomène délicate. Aussi, pour accroître l'échantillon statistique, nous avons relâché le critère de complétude et travaillé sur des événements complets à plus de 60%. Il a été montré aux chapitres 4 et 5 que cela ne pose pas de problème s'agissant de l'analyse des propriétés des fragments légers. La figure 6.17, ainsi construite présente les fonctions de corrélation entre paires de Lithium et Beryllium pour les événements sélectionnées à 50 MeV/A d'une part et prédites par SMM d'autre part. La première fonction est construite sur l'ensemble de ces fragments ; la deuxième avec les Lithium et Beryllium de vitesse inférieure à 3.5 cm/ns ; la troisième avec les Lithium et Beryllium de vitesse supérieure à 3.5 cm/ns. Cette valeur de 3.5 cm/ns correspond approximativement à la valeur la plus probable des distributions expérimentales en énergie. La corrélation obtenue avec l'ensemble des paires de Lithium et de Beryllium produites par SMM présente, un surplus important de paires dont la vitesse réduite est inférieure à 0.015 c par rapport à celle qui est construite avec les données. Cet écart est maintenu si la fonction de corrélation est construite en utilisant uniquement les fragments dont la vitesse est inférieure à 3.5 cm/ns. En revanche, les corrélations expérimentales et théoriques construites à partir des fragments les plus rapides sont en bon accord. Ainsi les fragments lents peuvent mener à des vitesses réduites faibles si ils sont corrélés avec des fragments plus rapides et surtout entre eux. Ceci montre qu'ils sont émis sur des temps plus longs ou éventuellement, ce qui n'est pas incompatible, dans un volume de *freeze-out* plus grand, puisque la largeur de la zone de déplétion Coulombienne reflète l'écart entre les fragments dans l'espace et le temps. Dans la mesure où ces fragments sont lents, l'hypothèse selon laquelle ils seraient issus de la phase de désintégration secondaire doit être avancée. Deux raisons peuvent mener à ce type de comportement. Les fragments primaires chauds produits par SMM se désexcitent par émission secondaire de particules et fragments après la phase d'expansion Coulombienne qui suit la fragmentation. C'est peut être ce découplage qui est ici mis en défaut dans la mesure où il permet une production de fragments légers sur une large gamme en temps. La deuxième raison est liée à la prescription du modèle concernant la désintégration des noyaux de masse inférieure à seize. Les fragments primaires de ce type se désexcitent par "Fermi Breakup", par exemple un ^{12}C primaire peut se désintégrer en deux Lithium. Ceci semble entraîner le peuplement des fonctions de corrélation à basse vitesse réduite d'une manière

qui n'apparaît pas dans les données. La version du code que nous utilisons ne permet pas d'accéder aux distributions primaires des fragments. Il n'a donc pas été possible de donner l'importance de ce mode de production secondaire de fragments légers. Néanmoins nous faisons la remarque suivante. La multiplicité de fragments est une observable utilisée pour extraire des informations sur la taille de la source au *freeze-out*. La prescription actuelle de SMM peut conduire à une production importante de Lithium qui sont associés à un processus secondaire qui n'est pas présent dans le mécanisme suggéré par les données. De ce fait, imposer de reproduire la multiplicité totale peut conduire à une détermination erronée de la taille de source.

Il est souhaitable que l'auteur du code apporte les modifications nécessaires au modèle pour résoudre ce problème.

Les fragments primaires dont la masse excède seize unités se désexcitent par évaporation, en deçà ils se cassent en fragments plus légers. Ce type d'émission entraîne le peuplement des fonctions de corrélation à basse vitesse réduite.

Dans la référence [KWI 97], où les auteurs étudient la multifragmentation induite par le bombardement de cibles d'Au et d'Ag par un faisceau d' ^{13}He à des énergies d'excitation voisines de celles que nous étudions, la même surestimation par SMM du peuplement des fonctions de corrélation à basse vitesse réduite est observé pour les fragments légers. Elle est attribuée à une émission de ce type de fragments avant la fragmentation durant la phase d'expansion et constitue pour les auteurs la preuve que la multifragmentation est évolutive. Si tel était le cas les paires de fragments menant à de faibles vitesses réduites seraient formées en grande partie par les fragments très énergétiques, or nous avons montré qu'il s'agit de fragments lents. Aussi l'explication donnée dans la référence [KWI 97] n'est pas valable.

Discussion des caractéristiques obtenues.

Est-ce que les observables expérimentales issues de la désintégration de la source formée au cours des collisions centrales sélectionnées lors des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 50 MeV/A sont compatibles avec un scénario de multifragmentation statistique simultanée? Les deux jeux de paramètres présentés ici permettent de reproduire convenablement l'ensemble des variables construites à partir des partitions de charge. Ceci mène à la conclusion qu'elles ne sont pas discriminantes.

Si les caractéristiques de la source sont les suivantes :

$$Z_s = 78 \quad E_{\text{thermique}}^* = 7 \text{ MeV/A} \quad \text{et} \quad V = 3V_0$$

les énergies cinétiques moyennes des fragments sont reproduites en ajoutant une composante collective d'expansion de 2.2 MeV/A, mais ni les formes des spectres, ni l'allure des fonctions de corrélation en vitesse réduite ne sont compatibles avec les données.

Si les caractéristiques de la source sont décrites par :

$$Z_s = 90 \quad E_{thermique}^* = 7.7 \text{ MeV/A} \quad \text{et} \quad V = 2.7V_o$$

alors en supposant l'existence d'une composante collective d'expansion de 1.3 MeV/A les énergies cinétiques moyennes des fragments sont légèrement sous-estimées, la forme des spectres en énergie cinétiques des fragments lourds est plus proche de celles des spectres expérimentaux, mais celle des fragments légers reste étroite et les pentes trop abruptes. Ce comportement peut être due à une énergie d'excitation des fragments primaires trop faible. Enfin, l'allure des fonctions de corrélation est bien reproduite à l'exception de celles qui concernent les fragments légers peu énergétiques. Nous venons de voir que ce désaccord peut être la conséquence d'une phase de désexcitation mal contrôlée.

Les volumes de *freeze-out* utilisés pour les deux calculs sont peu différents ($2.7V_o$ et $3V_o$) et peuvent être considérés comme équivalents aux incertitudes méthodologiques près, même si cette différence était nécessaire. Ils sont compatibles avec un scénario de multifragmentation à basse densité.

La comparaison entre les caractéristiques de la source prédites par SMM et celles qui sont observées expérimentalement constitue également une contrainte importante.

	expérimentale	$V = 3V_o$	$V = 2.7V_o$
Z_s	90 ± 3	78 ± 3	90 ± 3
$E_{th+exp}^*(\text{MeV/A})$		$(7 + 2.2) \pm 0.2$	$(7.7 + 1.3) \pm 0.2$
$E_{calorimétrie}^*(\text{MeV/A})$	12.5 ± 0.3	10.5 ± 0.3	10.2 ± 0.3
$\Delta E^*(\text{MeV/A})$	1.8 (14%)	1.3 (14%)	1.2 (13.3%)
$E^* \pm \Delta E^*(\text{MeV/A})$	12 ± 2	9.2 ± 0.2	9 ± 0.2

Tableau 6.1: Comparaisons entre les caractéristiques de la source de fragmentation observées expérimentalement et prédite par SMM.

Les grandeurs obtenues expérimentalement au chapitre 3 ainsi que celles que prévoit SMM par les deux jeux de paramètres sont reportées dans le tableau 6.1.

Les composantes thermiques et radiales de l'énergie d'excitation introduites dans SMM sont des paramètres d'entrée du modèle. L'incertitude sur les valeurs respectives de ces composantes est estimée en considérant la sensibilité des observables qui ont permis de les ajuster. En revanche, l'énergie d'excitation est estimée expérimentalement par calorimétrie. Diverses hypothèses, notamment en ce qui concerne l'estimation de la masse des fragments et du nombre de neutrons, ont été utilisées, elles sont détaillées au chapitre 3. Cela conduit à des incertitudes expérimentales estimées à environ 2.5% sur la valeur obtenue. Cependant, il était difficile d'estimer l'erreur relative à la technique expérimentale utilisée (utilisation des seules particules légères émises entre 60° et 120° dans le centre de masse,

biais introduit par le détecteur, ...) sans l'aide d'un générateur d'événements. Il est maintenant possible de le faire en utilisant SMM. Ainsi la différence entre l'énergie d'excitation imposée comme paramètre d'entrée de la simulation et celle qui est obtenue en utilisant la méthode expérimentale de calorimétrie sur des événements filtrés par l'acceptance du détecteur constitue, en pourcentage, l'erreur sur l'énergie d'excitation obtenue expérimentalement. L'incertitude ainsi estimée sur la valeur de l'énergie d'excitation expérimentale est de l'ordre de 14%, soit moins de 2 MeV/A. Les valeurs absolues sont reportées dans le tableau 6.1. Notons cependant que la méthode expérimentale semble conduire systématiquement à une surestimation de l'énergie d'excitation.

Le même raisonnement peut être tenu pour estimer l'incertitude sur la détermination de la charge totale de la source de multifragmentation expérimentale. La charge de la source introduite dans le calcul est supérieure de 11 à 13% à celle que nous estimons à partir des événements générés par la méthode utilisée expérimentalement (cf paragraphe 3.2.1). Cependant, la valeur expérimentale figurant dans le tableau 6.1 est corrigée de l'efficacité moyenne du détecteur estimée pour cette énergie de bombardement à hauteur d'environ 89%. L'estimation et les corrections réalisées au paragraphe 3.4 sont donc correctes et permettent de dire que la charge moyenne de la source est connue expérimentalement à trois unités de charge près.

Examinons ce que suggèrent les deux ensembles de paramètres. Le premier suggère que la source de multifragmentation a, au *freeze-out*, une charge inférieure de 12 unités, et une énergie d'excitation inférieure de 2 MeV/A à celles qui sont estimées expérimentalement à partir de toutes les particules et fragments émis isotropiquement, sachant que l'énergie d'excitation expérimentale est estimée à mieux que 2 MeV/A près. Ainsi que nous l'avons mentionné, l'ensemble des produits émis isotropiquement a été comptabilisé comme issu de la source de multifragmentation. Or, étant donné que le système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ est quasi symétrique, il n'est pas exclu que nous ayons comptabilisé des particules issues de collisions nucléon-nucléon émises hors équilibre lors des premières phases de la réaction. Ceci pourrait expliquer l'écart observé. Une autre hypothèse est envisagée dans la référence [BOU 97]. Les auteurs ont réalisé une simulation utilisant le modèle de multifragmentation dépendante du temps, EES [FRI 90] pour le système que nous étudions. Il prévoit que la source formée à densité de saturation subit une phase d'expansion qui la mène à une densité de $\rho_0/3$ et durant laquelle elle perd 16 unités de charge. A l'issue de cette phase son énergie d'excitation est de 10.3 MeV/A, dont 2.3 MeV/A d'énergie collective radiale. Les énergies cinétiques des particules et fragments de charge inférieure à dix sont alors reproduites si cette composante est d'origine principalement compressionnelle. Cette perte de charge et d'énergie d'excitation entre la formation de la source de quasi-fusion et le *freeze-out* envisagé par SMM, n'est donc pas incompatible avec les données expérimentales. Les énergies d'excitation thermique et collective obtenues dans le cadre du premier scénario sont d'ailleurs compatibles

avec les prédictions du modèle EES.

Ainsi, le seul désaccord important qui existe entre les données expérimentales et ce scénario réside dans le fait qu'il ne permet ni de reproduire les fonctions de corrélation de vitesse réduite, ni la forme des spectres expérimentaux.

Le deuxième ensemble de paramètres suggère que la source de multifragmentation a au, *freeze-out*, une charge comparable à la charge détectée expérimentalement, alors que son énergie d'excitation est inférieure de 2.5 MeV/A à celle estimée à partir de l'expérience. Les incertitudes expérimentales et théoriques sur la taille de la source permettent d'envisager l'émission avant le *freeze-out* de moins de six unités de charge. Nous avons montré plus haut qu'il existe une incertitude de moins de 2 MeV/A sur les énergies d'excitation. Ceci permet de ne pas exclure ce scénario dans la mesure où quelque particules légères (protons, neutrons) de très grande énergie peuvent avoir été émises hors équilibre lors de collisions nucléon-nucléon au cours des premières phases de la collision, emportant une grande énergie d'excitation et peu de charge. En outre la désintégration de cette source par SMM est celle qui permet de reproduire le mieux l'ensemble des observables expérimentales. Les principaux écarts qui subsistent concernent la largeur des spectres expérimentaux qui suggère l'idée que les fragments primaires ne seraient pas formés suffisamment chauds (ceci vaut pour les deux jeux de paramètres), une sous-estimation de moins de 5 MeV des énergies moyennes des fragments en fonction de leur charge, et le désaccord en ce qui concerne les corrélations entre fragments légers de basse vitesse. Ce dernier point suggère une anomalie dans la chaîne de désexcitation secondaire des fragments.

6.3.2 Cas des événements sélectionnés à 32 MeV/A.

Le jeu de paramètres ($Z_s = 83$ $E_{thermique}^* = 5MeV/A$ $E_{radiale}^* = 0.5MeV/A$ et $V = 3V_o$) qui a permis de reproduire l'ensemble des variables statiques ainsi que les énergies cinétiques moyennes des fragments échoue à reproduire l'allure des spectres expérimentaux et les fonctions de corrélation en vitesse réduite.

Conformément au raisonnement exposé au début du paragraphe 6.3, pour améliorer l'accord entre les données expérimentales sélectionnées à 32 MeV/A, et les prédictions de SMM en ce qui concerne les variables cinématiques nous allons diminuer le volume de *freeze-out* et accroître la taille de la source et les énergies cinétiques.

Les partitions de charge.

Nous allons présenter le meilleur accord qu'il a été possible d'obtenir. Il s'agit d'événements générés par SMM en utilisant les paramètres suivants :

$$Z_s = 97 \quad E_{thermique}^* = 6.4MeV/A \quad E_{radiale}^* = 0MeV/A \quad et \quad V = 2V_o$$

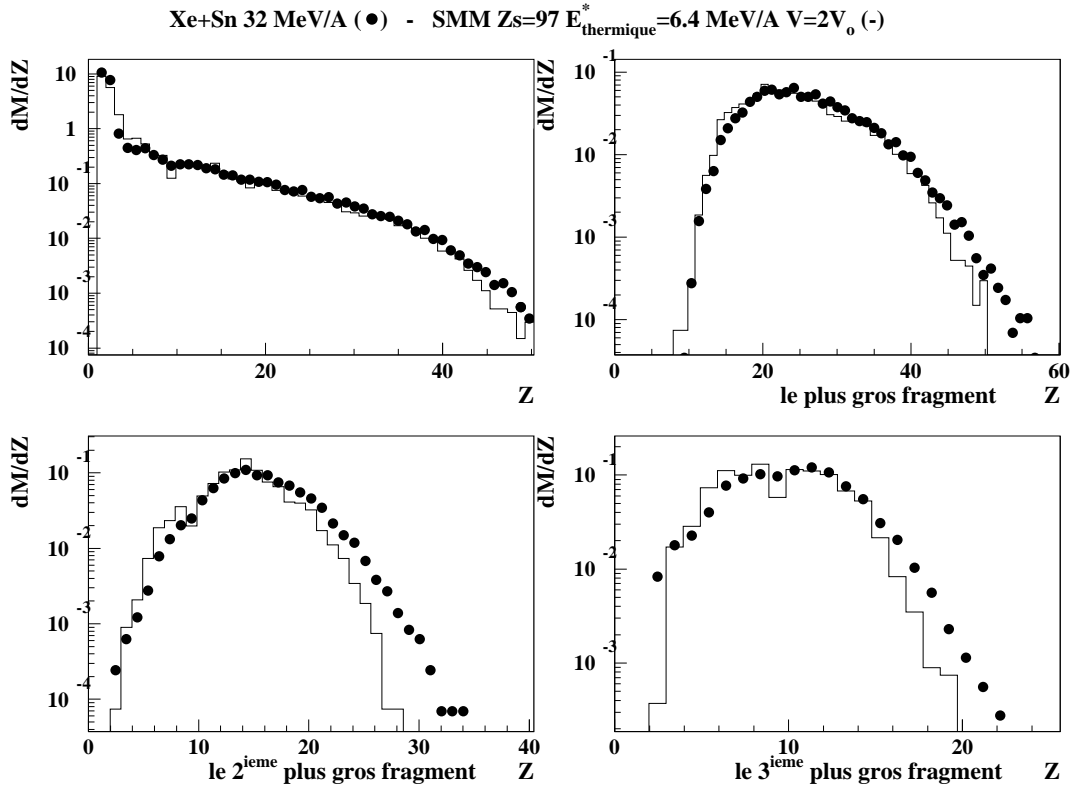


Figure 6.18: Distributions en charge de l'ensemble des fragments et des trois plus gros fragments produits par la source de fragmentation formée lors des collisions sélectionnées à partir de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A (points noirs), comparées aux distributions prédites par SMM (histogrammes).

La figure 6.18 regroupe les distributions en charge de l'ensemble des fragments, ainsi que celles des trois plus gros. Les distributions expérimentales sont très bien reproduites par le modèle à l'exception des taux de production de fragments légers ($Z \leq 5$) qui sont faiblement surestimés et de ceux des très gros fragments qui sont sous-estimés.

La figure 6.19 présente les distributions en $Z_{li\acute{e}}$. Celle que prédit SMM montre une largeur presque confondue avec celle de la distribution expérimentale et une valeur moyenne surestimée d'environ 2 unités de charge. Les multiplicités de particules légères approchent les multiplicités obtenues expérimentalement ce qui constitue une amélioration par rapport au cas $V = 3V_0$. Le nombre de fragments de $Z \geq 3$ est surestimé de deux unités alors que le nombre de fragments de $Z \geq 6$ est correct.

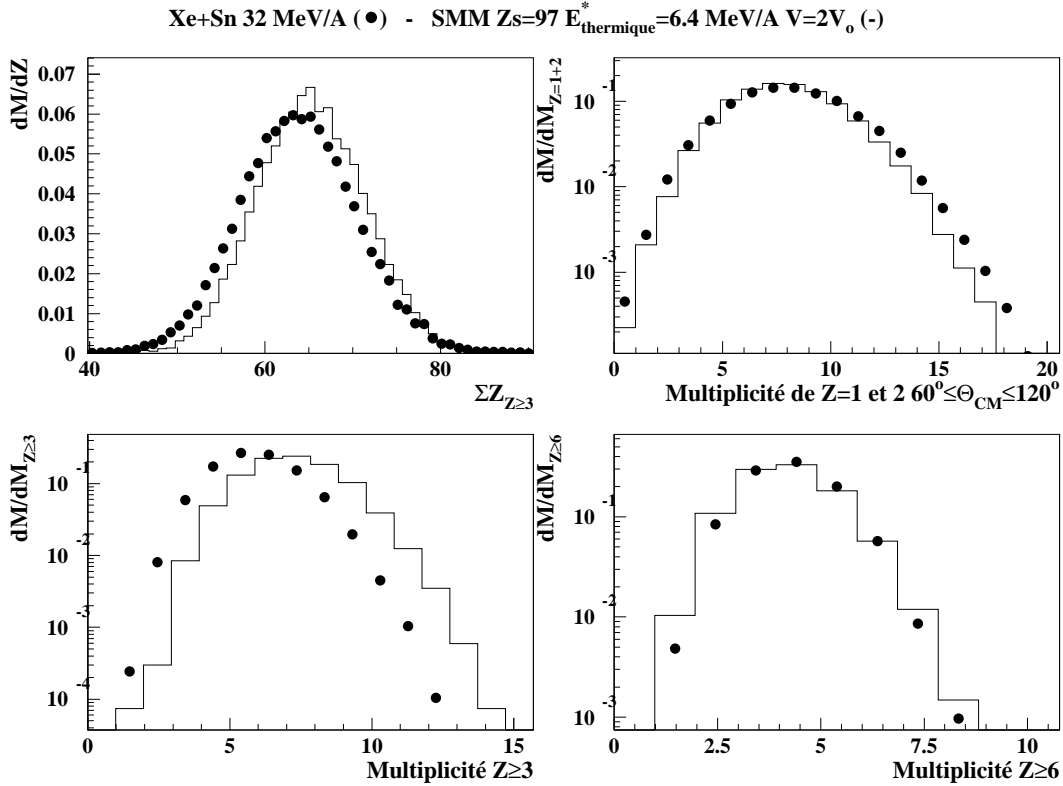


Figure 6.19: Distributions en $Z_{\text{lié}}$, et en multiplicité de particules de $Z \leq 2$ et fragments de $Z \geq 3$ et $Z \geq 6$ produits par la source de fragmentation formée lors des collisions sélectionnées à partir de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 MeV/A (points noirs), comparées aux distributions prédites par SMM (histogrammes).

L'ensemble des variables étudiées ci-dessus est convenablement reproduit, comme c'était également le cas en supposant $V = 3V_0$ (voir figures 6.6 et 6.7) alors que les paramètres d'entrée sont différents (nous avons augmenté la densité, la taille de la source et l'énergie d'excitation thermique). Ceci confirme le caractère non discriminant de ces variables, que nous avons déjà mentionné à 50 MeV/A.

Les variables cinématiques sont-elles discriminantes?

Il faut maintenant vérifier l'allure des fonctions de corrélation prédites par SMM. Elles sont présentées figure 6.20. Les corrélations $Z \geq 3 - Z \geq 3$, $Z \geq 3 - Z \geq 3$ *sauf le plus gros*, $Z \geq 3 - \text{le plus gros}$, prédites par SMM reproduisent bien la largeur de la zone de déplétion Coulombienne ainsi que l'allure du front de montée. En revanche, alors que la bosse Coulombienne n'est que légèrement

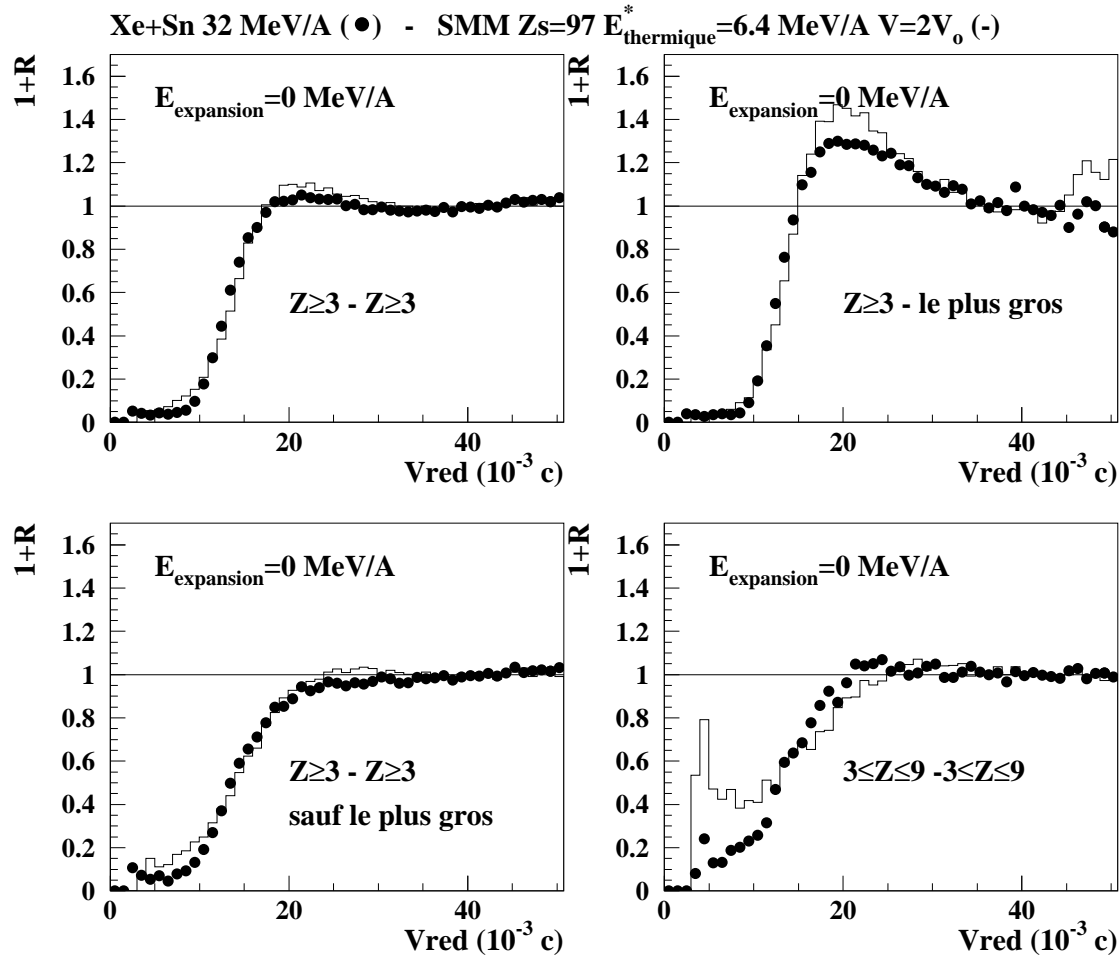


Figure 6.20: Fonctions de corrélation en vitesse réduite $Z \geq 3 - Z \geq 3$, $Z \geq 3 - Z \geq 3$ sauf le plus gros, $Z \geq 3 - \text{le plus gros}$ et $3 \leq Z \leq 9 - 3 \leq Z \leq 9$. Les points noirs sont mis pour les événements centraux ayant formés une source unique à 32 MeV/A, les histogrammes figurent les configurations générées par SMM.

surestimée si il s'agit des corrélations $Z \geq 3 - Z \geq 3$ et $Z \geq 3 - Z \geq 3$ *sauf le plus gros*, son amplitude est trop importante dans les corrélations $Z \geq 3 - le plus gros$. Pour cette dernière fonction de corrélation la largeur de la bosse Coulombienne est cependant, tout à fait correcte et le front de descente vers les grandes vitesses réduites est bien reproduit.

L'étude qualitative des fonctions de corrélation expérimentales présentées au chapitre précédent a permis de mettre en évidence la relation entre l'amplitude de la bosse de corrélation, le degré de fragmentation du système et l'énergie d'excitation emmagasinée. Lorsque le plus gros fragment de l'événement n'est pas considéré (corrélation $Z \geq 3 - Z \geq 3$ *sauf le plus gros*), les fonctions de corrélation expérimentale et théorique ne font pas apparaître de bosse Coulombienne et leur forme est analogue. Il a été montré expérimentalement que plus le gros fragment joue un rôle important dans la construction de la fonction de corrélation ($Z \geq 3 - Z \geq 3$ et $Z \geq 3 - le plus gros$), plus l'amplitude de la bosse Coulombienne augmente. SMM fait apparaître le même comportement. Cependant la différence d'amplitude entre les bosses de corrélations prédites et expérimentales est important surtout si le gros fragment fait partie de chaque paire corrélée. Si l'amplitude de la bosse Coulombienne mesure le degré d'asymétrie du système, la taille du plus gros fragment dans les configurations théoriques peut être surestimée par rapport à celle de l'ensemble du système même si les distributions en charge des trois gros fragments sont correctement reproduites.

La fonction de corrélation construite entre les fragments de $Z \leq 9$ prédite par SMM présente un front de montée et une partie haute vitesse réduite analogues à celles qui sont observées expérimentalement. Cependant le taux de fragments ayant de faibles vitesses réduites est surestimé. La même observation a été faite au paragraphe 6.3.2. (figure 6.17) où elle a d'ailleurs fait l'objet d'une étude particulière. Il est montré que les fragments qui peuplent cette zone sont issus de la phase de désexcitation secondaire.

Ainsi l'accord obtenu pour ce jeu de paramètres entre les fonctions de corrélation expérimentales et théoriques est relativement satisfaisant, exception faite de la hauteur surestimée de la bosse Coulombienne.

Qu'en est-il des énergies cinétiques?

Leurs valeurs moyennes sont présentées figure 6.21. Celles qui sont prédites par SMM sous-estiment de 5 à 15 MeV les énergies cinétiques moyennes expérimentales. Nous avons vérifié que l'addition d'une composante collective d'expansion de 0.25 MeV/A permet d'ajuster les énergies cinétiques aux valeurs expérimentales. Cependant cela provoque un léger décalage des fonctions de corrélation vers les hautes vitesses réduites et accroît modérément l'amplitude de la bosse de corrélation.

La figure 6.22 présente un échantillon des spectres expérimentaux et théoriques. Les spectres prédits par SMM sont trop étroits et ont des pentes beaucoup plus abruptes que les spectres expérimentaux. Ceci peut être du à une température trop basse dans les fragments primaires générés par le modèle. Les fragments

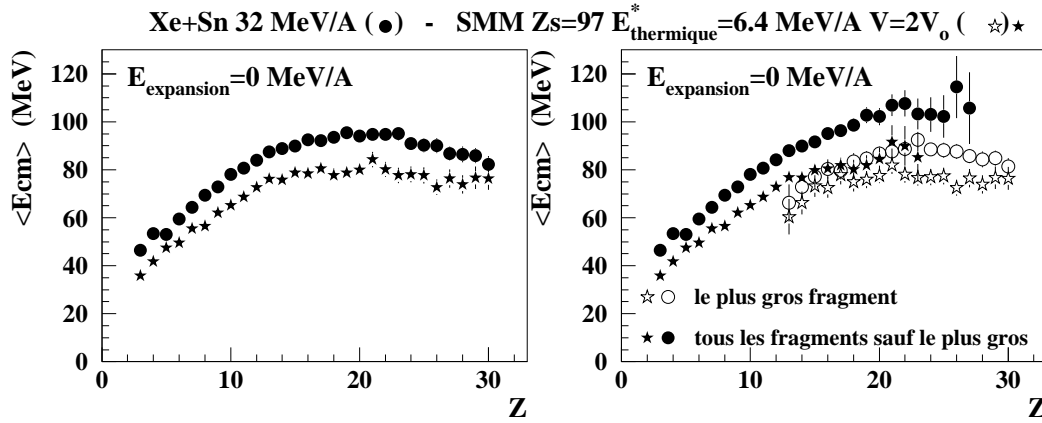


Figure 6.21: Énergies cinétiques des fragments dans les événements expérimentaux (points) comparées à celles des fragments générés par SMM (étoiles).

légers ($Z=3$ et 5 sur la figure) de basse énergie sont émis en trop grand nombre. Cette remarque est analogue à celle faite concernant les corrélations trop plates entre Lithium et Béryllium de basse énergie. L'addition d'une composante collective d'expansion de 0.25 MeV/A, même si elle permet d'améliorer l'accord entre les énergies cinétiques moyennes, ne permet pas d'améliorer l'accord entre les spectres puisqu'elle ne modifie pas leur forme mais entraîne simplement un décalage vers les énergies plus élevées. Ainsi, un stockage d'énergie sous forme collective d'expansion par le système tel qu'il est envisagée dans SMM n'améliore pas réellement l'accord avec les données.

La figure 6.23 présente les distributions en sphéricité et coplanarité. Les configurations prédites par SMM ont une forme peu éloignée de la sphère puisque leur sphéricité présente une valeur moyenne d'environ 0.7 alors que la distribution en coplanarité est centrée sur une valeur proche de 0.15 . Les événements expérimentaux présentent quant à eux une forme plus allongée. En effet, la distribution en sphéricité est centrée autour d'une valeur moyenne de 0.6 , ce qui n'est pas excessivement éloigné de la valeur prédite par SMM, mais la coplanarité vaut en moyenne 0.19 . Il est possible que la différence dans l'amplitude des bosses de corrélations expérimentales et théoriques trouve une origine dans le fait que le système expérimental n'ait pas eu le temps de se relaxer complètement en forme, ce qui induit une petite différence dans les positions relatives des fragments et ainsi probablement dans les interactions Coulombiennes entre fragments.

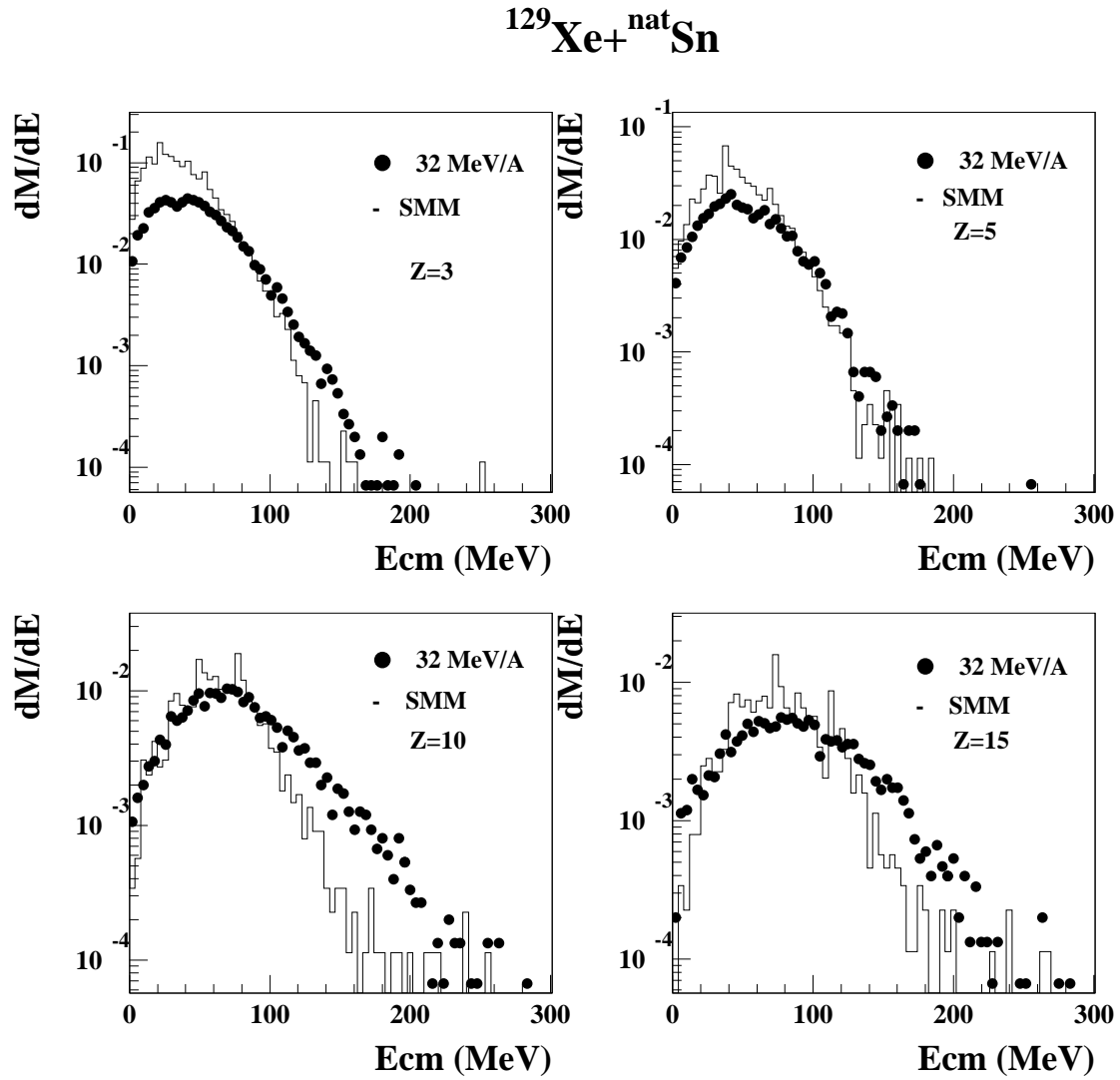


Figure 6.22: Spectres en énergie cinétique des fragments de charge égale à 3, 5, 10 et 15 construits à partir des données expérimentales (points), comparés aux spectres prédits par SMM (histogrammes).

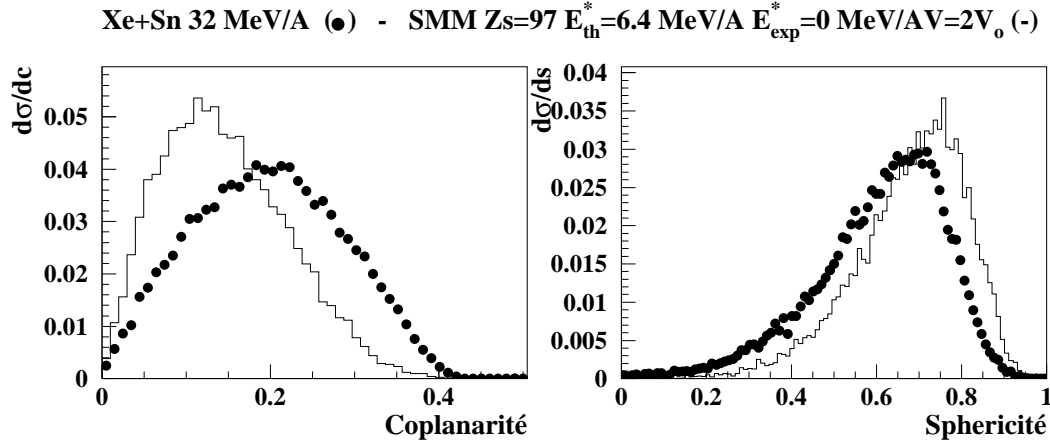


Figure 6.23: *Distribution en sphéricité et coplanarité pour les événements centraux ayant formés une source de quasi-fusion à 32 MeV/A (points noirs), comparées aux distributions prévues par SMM (histogrammes).*

Discussion des caractéristiques obtenues.

Deux jeux de paramètres permettent de reproduire raisonnablement les observables construites à partir des caractéristiques des partitions de charge. Ceci montre à nouveau qu'elles ne permettent pas de contraindre le modèle et que des conclusions quant au scénario responsable de la multifragmentation ne peuvent pas être tirées à partir de leur seule observation. Les paramètres sont les suivants :

$$Z_s = 83 \quad E_{thermique}^* = 5 \text{ MeV/A} \quad E_{radiale}^* = 0.5 \text{ MeV/A} \quad \text{et} \quad V = 3V_o$$

$$Z_s = 97 \quad E_{thermique}^* = 6.4 \text{ MeV/A} \quad E_{radiale}^* = 0 \text{ MeV/A} \quad \text{et} \quad V = 2V_o$$

Il est ensuite difficile de reproduire à la fois les énergies cinétiques moyennes des fragments émis par la source de quasi-fusion formée lors des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ sélectionnées à 32 MeV/A, et les fonctions de corrélation en vitesse réduite.

En effet, le premier scénario permet de reproduire parfaitement les énergies cinétiques moyennes des fragments grâce à l'hypothèse de l'existence d'une composante d'énergie collective radiale de 0.5 MeV/A. Les fonctions de corrélations prédites par le modèle sont alors en désaccord avec les fonctions expérimentales.

Le deuxième ensemble de paramètres permet de les reproduire de façon assez satisfaisante mais prévoit pour la corrélation $Z \geq 3$ — *le plus gros*, une bosse Coulombienne dont l'amplitude est trop élevée. Les énergies cinétiques moyennes sont alors sous-estimées.

Dans les deux cas les spectres en énergie cinétique des fragments sont trop étroits et présentent une forme qui se distingue de celle des spectres expérimentaux.

Aucun des deux jeux de paramètres de multifragmentation statistique simultanée ne permet de reproduire les données expérimentales de façon satisfaisante. Pour améliorer l'accord, c'est-à-dire accroître davantage les énergies cinétiques et diminuer l'amplitude des bosses de corrélation il faudrait :

- Augmenter encore la taille de la source ce qui permettrait de décroître le rapport entre la taille du plus gros fragment et celle du reste du système et donc de faire baisser l'amplitude de la bosse Coulombienne. Ceci conduit aussi à augmenter l'énergie d'excitation thermique. Mais compte tenu de la limite imposée par la valeur expérimentale de la taille de la source, ceci n'est pas raisonnable et dégrade l'accord obtenu sur le $Z_{lié}$.
- Approcher plus encore les fragments au *freeze-out*, soit diminuer V . Cependant nous avons vu que pour un tel système la valeur de $2V_0$ est une limite probablement criticable qu'il n'est pas envisageable de dépasser dans le cadre de SMM. En effet, pour augmenter la compacité des fragments au *freeze-out* il faudrait que leur forme puisse s'éloigner de la sphère. De plus, l'hypothèse du *freeze-out*, fondamentale pour ce type de modèle, nécessite un éloignement suffisant des fragments les uns des autres pour qu'ils n'interagissent plus sous l'action de la force nucléaire. En outre l'accroissement ainsi provoqué des énergies de répulsion Coulombienne, si il induit une augmentation des énergies cinétiques, accroît aussi la directivité des fragments et donc l'amplitude de la bosse Coulombienne.

Ainsi, reproduire les données expérimentales à 32 MeV/A, semble nécessiter de pousser le modèle de multifragmentation statistique simultanée dans ses limites de validité sans parvenir à un accord satisfaisant.

Le tableau 6.2 regroupe les valeurs expérimentale et théoriques de la charge et de l'énergie d'excitation de la source de multifragmentation.

Pour estimer l'incertitude liée à la méthode expérimentale de reconstruction de la charge et de l'énergie d'excitation de la source, nous avons procédé de la même manière qu'à 50 MeV/A. Ainsi nous avons considéré la différence entre Z_s et E_{th+exp}^* , lorsqu'ils sont les paramètres d'entrée du modèle et lorsqu'ils sont estimés en utilisant la méthode expérimentale à partir d'événement générés filtrés. Selon la taille de la source initiale, entre 8 et 12% de la charge totale de la source est perdue. Or la taille obtenue expérimentalement a été corrigée

	expérimentale	$3V_o$	$2V_o$
Z_s	93 ± 3	83 ± 3	97 ± 3
$E_{th+exp}^*(MeV/A)$		$(5 + 0.5) \pm 0.2$	$(6.4 + 0) \pm 0.2$
$E_{calorimétrie}^*(MeV/A)$	7.3 ± 0.2	5.7 ± 0.2	7 ± 0.2
$\Delta E^*(MeV/A)$	$0.7(9.4\%)$	$0.2(3.6\%)$	$0.6(9.4\%)$
$E^* \pm \Delta E^*(MeV/A)$	7.3 ± 0.7	5.5 ± 0.2	6.4 ± 0.2

Tableau 6.2: Comparaisons entre les caractéristiques de la source de fragmentation observées expérimentalement et prédites par SMM.

de l'efficacité du détecteur estimée pour cette énergie de bombardement à environ 90%. La charge ainsi obtenue est donc déterminée à 3 unités de charge près. L'énergie d'excitation obtenue par la méthode expérimentale surestime de 3.6 à 6.4% l'énergie d'excitation réelle. L'incertitude obtenue sur l'énergie d'excitation expérimentale de la source de fragmentation est donc d'environ 0.7 MeV/A. Toutes ces valeurs sont reportées dans le tableau 6.2.

Le premier scénario ($3V_o$) suggère une taille de source et une énergie d'excitation au *freeze-out*, inférieures de 10 unités de charge et 1.8 MeV/A aux valeurs expérimentales. Ceci est compatible avec l'existence d'une forte composante de prééquilibre résultant d'interaction nucléon-nucléon lors des premières phases de la collision, ou à un scénario de multifragmentation évolutive envisageant une perte importante de masse durant la phase d'expansion, avant le *freeze-out*. Cependant, des désaccords importants demeurent entre les spectres en énergie cinétique et les fonctions de corrélation expérimentaux et théoriques.

Le second scénario prédit une taille de source au *freeze-out* plus grande que celle qui est observée expérimentalement, et une énergie d'excitation inférieure à l'énergie expérimentale de moins d'1 MeV/A. Cependant les écarts sont compatibles avec les barres d'erreurs expérimentales, ce qui pourrait signifier que le système n'a pas perdu de masse avant le *freeze-out*. L'accord entre les événements générés de cette manière et les événements expérimentaux est meilleur que dans le cadre du scénario précédent. Mais des désaccords subsistent néanmoins en ce qui concerne les énergies cinétiques des fragments et l'amplitude de la bosse de corrélation. De plus, ainsi qu'il a déjà été indiqué le modèle est utilisé à la limite de son domaine de validité.

Le modèle de la source émettrice en expansion (EES) prévoit que pour un tel système ($^{129}Xe + ^{nat}Sn$ à 32 MeV/A), si l'énergie d'excitation de la source est suffisante pour provoquer une dilatation du système et l'amener à basse densité, elle ne suffit pas pour induire une expansion monotone de sorte que le système atteigne un point tournant où l'énergie collective est nulle. Ceci est donc compatible avec une densité au *freeze-out* plus élevée qu'à 50 MeV/A où aucun point tournant n'est prévu.

6.4 Recherche des caractéristiques optimales des sources de multifragmentation produites à 39 et 45 MeV/A.

Les études menées aux paragraphes 6.2 et 6.3 ont permis de montrer que les fonctions de corrélations et les énergies cinétiques des fragments sont des observables contraignantes pour le modèle. Elles ont permis d'étudier l'influence de chacun des paramètres d'entrée (Z_s , $E_{thermique}^*$, $E_{radiale}^*$, V) sur l'ensemble des variables. Cet acquit permet de mener à bien la recherche des caractéristiques optimales des sources de multifragmentation produites à 39 et 45 MeV/A. Elle n'avait jamais été entreprise par le passé. Nous allons présenter succinctement les résultats obtenus en ce qui concerne les fonctions de corrélation et les énergies cinétiques moyennes des fragments, sachant que la reproduction des variables statiques est bien entendu assurée.

6.4.1 Cas des événements sélectionnés à 39 MeV/A.

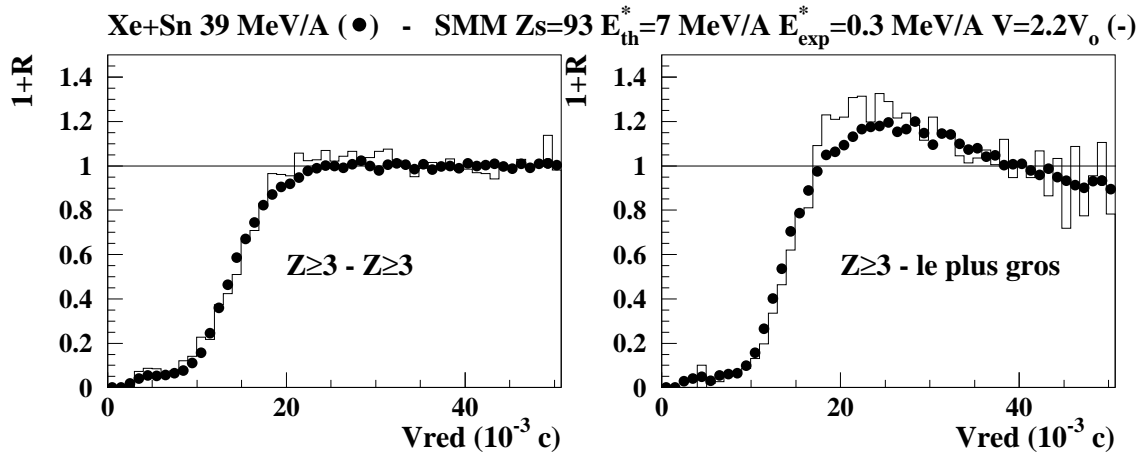


Figure 6.24: *Fonctions de corrélation en vitesse réduite $Z \geq 3 - Z \geq 3$, $Z \geq 3 - le plus gros$. Les points noirs sont mis pour les événements centraux ayant formés une source unique à 39 MeV/A, les histogrammes figurent les configurations générées par SMM.*

L'accord optimal entre les prédictions de SMM et les données expérimentales à 39 MeV/A a été obtenu en utilisant les paramètres suivants :

$$Z_s = 93 \quad E_{thermique}^* = 7 \text{ MeV/A} \quad E_{radiale}^* = 0.3 \text{ MeV/A} \quad \text{et} \quad V = 2.2V_0$$

La comparaison entre les caractéristiques les partitions de charge obtenues expérimentalement et théoriquement n'est pas présenté. Il est très satisfaisant.

Les fonctions de corrélation, présentent les même formes qu'elles soient construites à partir des configurations expérimentales ou prévues par SMM. En particulier les corrélations $Z \geq 3 - Z \geq 3$ et $Z \geq 3 - \text{le plus gros}$ regroupées par la figure 6.24, ont une zone de déplétion Coulombienne, un front de montée ainsi qu'une bosse de corrélation équivalents qu'il s'agisse des données ou des événements générés par le modèle. La bonne reproduction de la largeur de la zone de déplétion Coulombienne et du front de montée qui la suit est à mettre en relation avec un volume de *freeze-out* et une composante d'expansion correctement estimés. La reproduction de la forme, la largeur et l'amplitude de la bosse de corrélation montre que la taille relative entre les fragments, notamment le rapport entre la charge du plus gros fragment et celle de l'ensemble des autres sont correctement prédits par SMM.

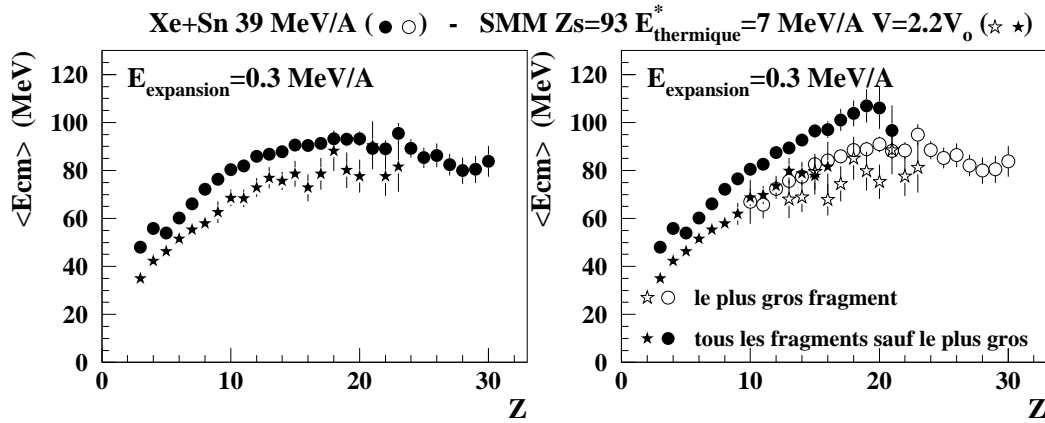


Figure 6.25: Énergies cinétiques des fragments dans les événements expérimentaux (points) comparées à celles des fragments générés par SMM (étoiles).

Les énergies cinétiques moyennes des fragments prédites par le modèle sont quant à elles plus faibles que les énergies observées expérimentalement. Elles sont présentées par la figure 6.25 qui met en évidence un écart de moins de 10 MeV qui n'a pas pu être réduit.

Les spectres en énergie cinétique des fragments ne sont pas présentés. Ils

présentent le même type de défauts qu'à 50 MeV/A, c'est-à-dire qu'ils sont trop étroits surtout en ce qui concerne les fragments légers.

6.4.2 Cas des événements sélectionnés à 45 MeV/A.

A 45 MeV/A, c'est le jeu de paramètres suivant qui a permis d'obtenir le meilleur accord entre les données expérimentales et les prédictions de SMM :

$$Z_s = 93 \quad E_{thermique}^* = 7.6 \text{ MeV/A} \quad E_{radiale}^* = 0.7 \text{ MeV/A} \quad \text{et} \quad V = 2.5V_0$$

Il permet un bon accord avec l'ensemble des caractéristiques des partitions de charge expérimentales.

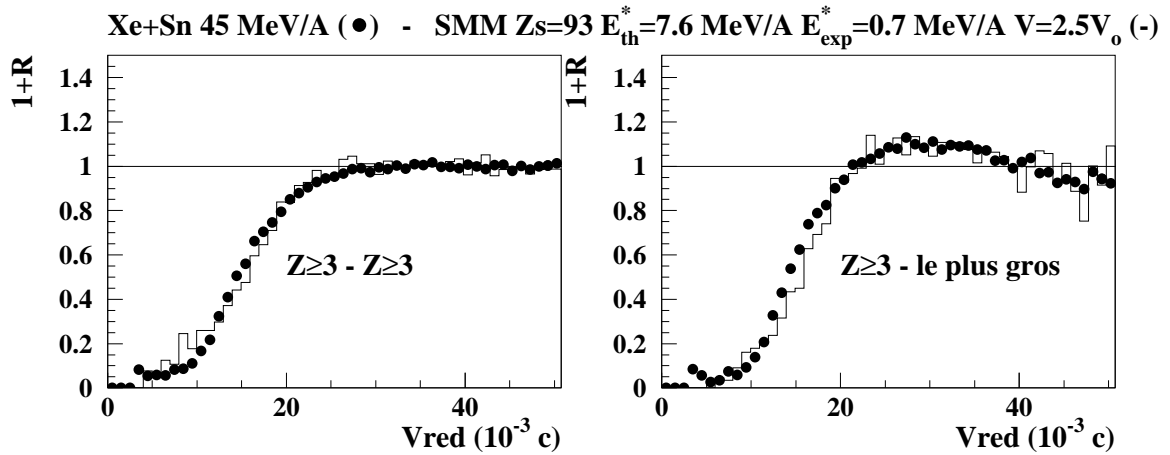


Figure 6.26: Fonctions de corrélation en vitesse réduite $Z \geq 3 - Z \geq 3$, $Z \geq 3 - le plus gros$. Les points noirs sont mis pour les événements centraux ayant formé une source unique à 45 MeV/A, les histogrammes figurent les configurations générées par SMM.

La figure 6.26 témoigne d'un accord général satisfaisant entre les fonctions de corrélations. Les corrélations $Z \geq 3 - Z \geq 3$ ne présentent de bosse de corrélation ni théoriquement, ni expérimentalement. La bosse observée pour la corrélation $Z \geq 3 - le plus gros$ est parfaitement reproduite. Les zones de déplétion Coulombienne et les fronts de montée prédits sont analogues à ce qui est observé expérimentalement.

Aussi les corrélations spatio-temporelles qui contraignent les configurations expérimentales sélectionnées à 45 MeV/A sont probablement bien reproduites lorsque SMM réalise la désintégration d'une source de charge 93, avec une énergie

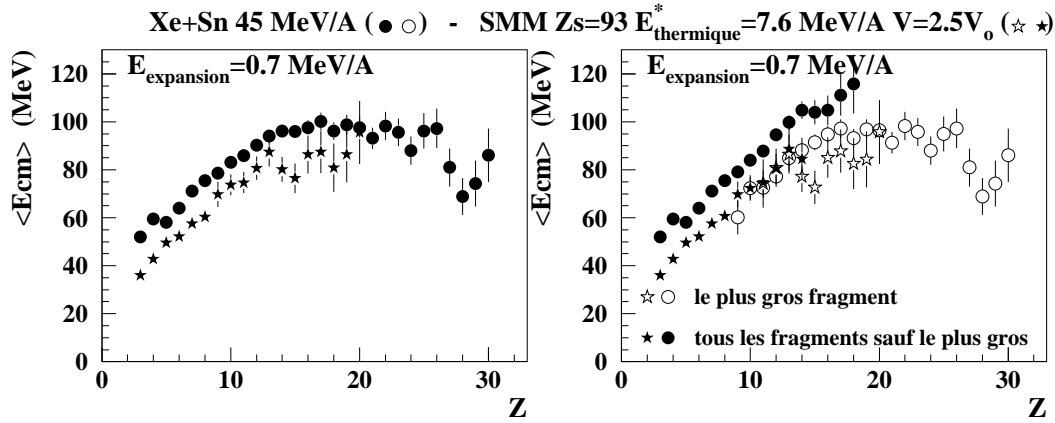


Figure 6.27: Énergies cinétiques des fragments dans les événements expérimentaux (points), comparées à celles des fragments générés par SMM (étoiles).

d'excitation thermique de 7.6 MeV/A, une composante collective radiale de 0.7 MeV/A et un volume de *freeze-out* qui vaut 2.5 fois le volume normal.

Cependant, comme en témoigne la figure 6.27, les énergies cinétiques moyennes des fragments sont à nouveau sous estimées de 5 à 10 MeV/A.

6.5 Synthèse de l'analyse.

L'objectif de cette étude était de vérifier dans quelle mesure un scénario de multifragmentation statistique permet d'expliquer les observables statiques et dynamiques construites expérimentalement. Une telle méthode permet de discuter l'équilibre thermodynamique, et si il est atteint, de déterminer les caractéristiques de la source au *freeze-out* pour en déduire des grandeurs thermodynamiques comme l'entropie, la température et la densité.

La première tentative entreprise dans ce sens suppose que le volume de *freeze-out* vaut trois fois le volume normal. Cette hypothèse, communément admise, rend possible une reproduction remarquable de l'ensemble des propriétés des partitions de charge, mais échoue à expliquer les observables cinématiques. L'addition d'une composante collective pour ajuster les énergies cinétiques moyennes, entraîne un désaccord sur les fonctions de corrélation. Un examen critique des résultats nous a alors conduit à diminuer le volume de *freeze-out*.

A 50 MeV/A, cette réduction du volume de *freeze-out* jusqu'à $2.7V_0$ permet un meilleur accord global. En effet, les fonctions corrélations sont alors bien reproduites ce qui conduit à estimer une énergie collective radiale de 1.3 MeV/A

à comparer aux 2.2 MeV/A obtenus en fixant le volume de *freeze-out* à $3V_0$. Cependant, une sous-estimation des énergies cinétiques subsiste.

A 32 MeV/A, il est nécessaire de diminuer fortement le volume jusqu'à une valeur de $2V_0$ et d'augmenter la taille de la source. Cependant, ce n'est pas suffisant pour obtenir une bonne image globale. En effet, un désaccord notable est observé pour les énergies cinétiques qui concerne à la fois la forme des distributions et leurs valeurs moyennes. Il a été vérifié que la forme des spectres en énergie cinétique n'est pas influencée par le filtre expérimental. La forme des événements est également mise en cause au travers des distributions en sphéricité et surtout en coplanarité. Les corrélations ont quant à elles des formes satisfaisantes.

Cela suggère deux remarques. D'une part, l'hypothèse d'une forme sphérique pour un tel volume de *freeze-out*, pourrait être erronée. D'autre part, la distribution théorique des énergies cinétiques semble indiquer des énergies d'excitation trop faibles dans les fragments primaires et donc une température trop faible au *freeze-out*. Cependant, l'état actuel du code ne nous permet pas de tester ces deux points.

Du fait des désexcitations secondaires, cette sous-estimation probable de la température peut avoir une influence sur les valeurs de la composante collective d'expansion que l'on extrait. En effet, les énergies cinétiques des fragments constituent une observable de choix pour mettre en évidence une composante d'expansion, dont l'évaluation peut être faussée si les énergies d'excitation dans les fragments primaires sont mal estimées. Nous avons constaté que les énergies cinétiques sont d'autant plus sous-estimées que l'énergie d'excitation de la source est basse.

Malgré cela, dans l'état actuel de l'analyse, l'explication des données expérimentales par SMM nécessite de supposer l'existence d'une vitesse d'expansion qui croît de façon relativement importante avec l'énergie de bombardement. Ceci est mis en évidence par la figure 6.28. En effet, même si la croissance des énergies cinétiques moyennes expérimentales pour un Z donné en fonction de l'énergie de bombardement est de faible amplitude (haut de la figure 6.28), cela n'est aucunement incompatible avec une composante d'énergie collective croissante. Pour le montrer la figure 6.28 présente dans sa partie basse, les énergies cinétiques moyennes des fragments prévues par SMM dans les conditions optimales définies plus haut, avec ou sans énergie collective radiale. Elle met en évidence le fait que les énergies collectives d'expansion utilisées, à savoir 0 MeV/A à 32 MeV/A d'énergie de bombardement, 0.3 à 39, 0.7 à 45 et 1.3 MeV/A à 50 MeV/A, à défaut d'induire la reproduction des énergies expérimentales, permettent de respecter aux erreurs statistiques près l'écart qui existe pour un Z donné entre les énergies cinétiques moyennes. En effet cet écart n'est absolument pas respecté sans l'utilisation d'une énergie collective puisque les énergies cinétiques alors obtenues décroissent quant l'énergie de bombardement augmente. Cette diminution doit être rapprochée des remarques faites au chapitre 5 sur la figure 5.5 qui concerne la diminution de la quantité de charges émises expérimentalement

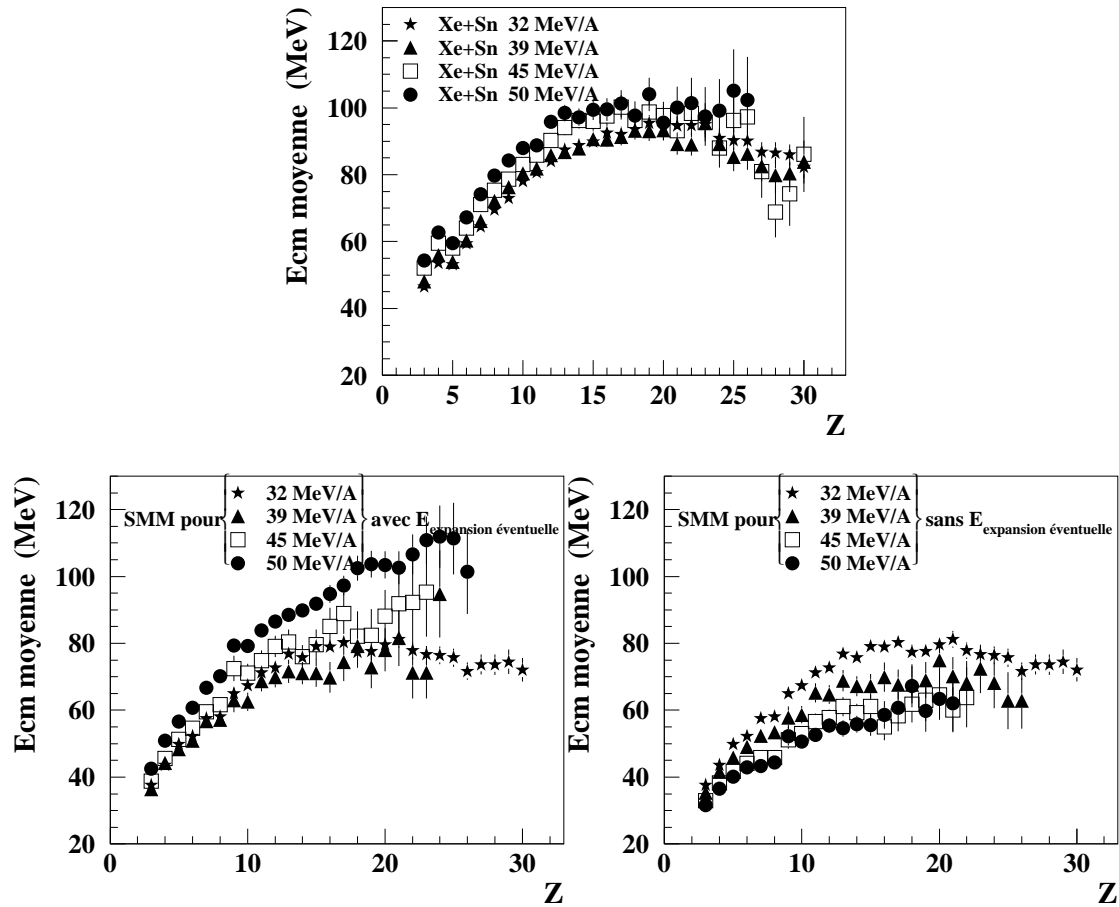


Figure 6.28: Comparaison entre les spectres en énergie dans le centre de masse de la réaction des fragments de $Z=3, 8$ et 15 émis par la source de multifragmentation produite lors des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ à 32 et 50 MeV/A, et ceux prédits par SMM.

sous forme de fragments lorsque l'énergie incidente augmente, et la croissance parallèle du nombre de particules légères. Ainsi, lorsque l'énergie d'excitation emmagasinée dans le système croît, elle est évacuée par l'émission d'entités de plus en plus petites de sorte que cela ne se traduit pas par une augmentation des énergies cinétiques d'origine thermique et Coulombienne des fragments et engendre même leur diminution.

Néanmoins, avant de pouvoir donner des valeurs robustes de l'énergie d'expansion, les défauts du modèle concernant les formes et l'énergie d'excitation dans les fragments doivent être examinés. Des efforts théoriques doivent être réalisés dans ce sens et une recherche expérimentale concernant les corrélations particule-fragment devrait permettre de contrôler l'énergie d'excitation emmagasinée dans les fragments.

SMM contient beaucoup d'ingrédients de physique nucléaire mais un certain nombre d'entre eux doivent être précisés.

Ce n'est qu'à l'issue de cette étape que l'hypothèse du découplage entre les degrés de liberté thermique et collectif pourrait être validée.

Quelque soit le volume de *freeze-out* utilisé, il est possible de reproduire les caractéristiques des partitions de charge dans le cadre d'un modèle statistique. Notre analyse montre qu'avec la version actuelle de SMM, les caractéristiques de la source dépendent de l'hypothèse sur la densité qui est contrôlée à l'aide des énergies cinétiques et des fonctions de corrélation. Là encore, la phase de désexcitation secondaire doit être contrôlée puisque les distributions de charge finales en dépendent. A ce niveau, on pourrait néanmoins conclure que les données expérimentales sur les partitions de charge sont compatibles avec un scénario de brisure d'un système à l'équilibre chimique et thermique. Cependant, au cours de notre étude, il nous a semblé assez facile, une fois le volume de *freeze-out* et la taille de plus gros fragment fixés, de reproduire l'ensemble des propriétés liées aux partitions de charge (distribution en charge, taille des trois plus gros fragments, multiplicités de fragments, ...). Il est possible que ceci reflète principalement des lois de conservation imposées par la contrainte sur la taille et l'énergie d'excitation. Ceci pourrait être relié à ce qui est proposé dans la référence [AIC 84] à laquelle on ajouterait le fait que la taille du plus gros fragment est déterminée par l'énergie d'excitation.

Dans la littérature, il est souvent proposé une détermination des caractéristiques d'une source de fragmentation au *freeze-out* sur la base d'une comparaison avec un modèle statistique en cherchant à reproduire les multiplicités de fragments. Or, notre analyse utilisant les corrélations a montré qu'un mécanisme à l'origine de la production de Lithium secondaires est présent dans SMM mais pas dans les données expérimentales. Ce défaut devra être étudié et résolu pour autoriser une telle méthode de caractérisation.

Comment se placent nos résultats dans un scénario de multifragmentation évolutive du type de celui qui est proposé par EES? A 50 MeV/A, les caractéristiques de la source au *freeze-out* sont compatibles avec un tel scénario. A

32 MeV/A, EES prévoit que la multifragmentation se produit au point tournant, où la densité est plus élevée que $\rho_o/3$ et l'énergie collective d'expansion nulle. Ces valeurs sont compatibles avec les tendances que nous observons, mais la situation apparaît plus complexe qu'à 50 MeV/A. Ainsi le scénario de la source émettrice en expansion n'est pas remis en cause. Les corrélations particule-fragment constituent une contrainte sur l'énergie d'excitation des fragments primaires, mais elles devraient aussi permettre de déterminer le nombre de particules émises avant le *freeze-out*.

Conclusion

L'objectif de ce travail est l'étude des propriétés de la multifragmentation des systèmes nucléaires produits lors des collisions centrales $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A. La première étape consistait alors à sélectionner les collisions centrales ayant menées à la formation d'une source de quasi-fusion. Pour cela, il était nécessaire de trouver un critère de sélection performant sur toute la gamme en énergie de bombardement. Les grandes qualités du multidétecteur INDRA, utilisé pour réaliser ces expériences, permettent la détection d'événements pour lesquels plus de 80% de l'information a été collectée. Ceci est un progrès considérable qui permet, par exemple, de construire des variables globales performantes pour trier les événements. Il s'est avéré que les méthodes basées sur une estimation du paramètre d'impact ne sont pas suffisamment sélectives. Parmi toutes les variables globales étudiées, l'angle de flot, construit sur le tenseur en impulsion de l'événement, est l'observable la mieux adaptée pour isoler une source de fragmentation sans introduire de biais expérimental. Elle s'appuie sur une sélection des événements par mesure de leur forme.

L'étape suivante a consisté à caractériser les collisions sélectionnées. Nous avons montré qu'elles mènent à la formation d'une source dont la charge totale, voisine de 90 unités, diminue peu quand l'énergie de bombardement augmente. Elle émet isotropiquement environ 85% de la charge totale disponible, majoritairement sous forme de fragments (7 à 8). Ainsi, une très grande part de la charge du système est émise de façon isotrope. Ce n'est pas suffisant pour dire que tous les degrés de liberté ont été équilibrés, mais cela constitue un pas en ce sens. L'énergie d'excitation emmagasinée par la source de quasi-fusion passe de 7.3 à 12.5 MeV/A quand l'énergie incidente augmente. Le reste de la charge est évacué par une composante anisotrope exclusivement sous forme de particules légères. Le nombre de charges émises de cette manière évolue faiblement, il passe de 11 à 14 quand l'énergie incidente augmente. Elles peuvent être issues des rémanents du quasi-projectile et de la quasi-cible ou avoir été émises hors équilibre lors des premiers instants de la collision.

Nous avons ensuite montré que la formation d'une source massive au cours des réactions $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A, se produit avec une section efficace minimale qui varie entre 115 ± 20 mb et 85 ± 10 mb quand l'énergie

incidente augmente.

L'évolution des caractéristiques des partitions de charge est alors envisagée en fonction de l'énergie d'excitation de la source. Plusieurs conclusions importantes ressortent ainsi de l'étude de variables simples. Quelque soit l'énergie de bombardement, le nombre moyen de fragments émis place d'emblée cette étude dans le cadre d'une émission multiple de fragments. Le système est très fragmenté sur toute la gamme en énergie, mais la fragmentation est d'autant plus symétrique que l'énergie d'excitation est élevée. La taille du plus gros fragment, qui diminue notablement avec l'énergie de bombardement, semble refléter l'énergie d'excitation.

Les distributions en énergie cinétique sont larges et d'autant plus que l'énergie d'excitation et la taille des fragments augmentent. Leur forme indique une distribution de barrières et montre qualitativement que la fragmentation se produit à une densité probablement plus basse que la densité normale. L'énergie cinétique des fragments augmente nettement avec leur charge.

Les fonctions de corrélation en vitesse réduite ont permis d'obtenir des renseignements précieux concernant le degré de simultanéité du processus, l'énergie collective radiale et les configurations de fragments au *freeze-out*. La largeur des zones de déplétion Coulombienne, toujours importante, exclut la possibilité d'une émission de fragments sur une durée longue. Elle augmente légèrement en fonction de l'énergie incidente, ce qui peut indiquer que les temps d'émission sont de plus en plus courts, et que l'énergie collective, ou le volume de *freeze-out* augmentent. Nous verrons, cependant, que l'analyse permet d'exclure cette dernière possibilité.

Les fonctions de corrélation présentent une dépendance extrêmement marquée avec l'énergie d'excitation. Ceci est surtout relié à la variation de la taille du plus gros fragment de la configuration. Un fragment gros qui influence fortement son environnement provoque une bosse de corrélation d'amplitude importante. C'est ce qui est observé à 32 MeV/A, lorsque le plus gros fragment est l'un des fragments de la paire. Dans ce cas l'amplitude de la bosse de corrélation mesure le rapport entre la taille moyenne du plus gros fragment de la configuration et la taille totale du système nucléaire. Quand l'énergie d'excitation augmente, la bosse de corrélation diminue et le front de montée s'adoucit. Il y a donc une interdépendance très forte entre la taille du plus gros fragment, l'amplitude de la bosse de corrélation et l'énergie d'excitation. Les fonctions de corrélation en vitesse réduite sont extrêmement sensibles à la distribution de matière et à l'énergie d'excitation.

Afin d'étudier précisément l'influence respective de chacun de ces paramètres sur les fonctions de corrélation, une comparaison entre les données et les prédictions d'un modèle est nécessaire. Le modèle utilisé, SMM, simule une multifragmentation statistique simultanée, en partant de l'hypothèse que le système nucléaire chaud est en équilibre thermodynamique et chimique au moment de la fragmentation. C'est un modèle purement thermique, mais il est possible de

geler une partie de l'énergie sous forme collective radiale, en supposant que si cette composante n'excède pas 3 MeV/A, elle n'influence pas la fragmentation.

Quelque soit l'énergie de bombardement, l'ensemble des caractéristiques des partitions de charge peut être reproduit quelque soit le volume de *freeze-out* utilisé. Or ce volume, difficile à déterminer expérimentalement, est souvent pris égal à $3V_o$. Dans cette hypothèse, pour reproduire les distributions en charge, il est nécessaire d'utiliser une source de taille et d'énergie d'excitation inférieures à ce qui a été déterminé expérimentalement. Cela suppose que la multifragmentation est évolutive et qu'une partie de l'énergie d'excitation a été évacuée par émission de particules et fragments légers avant la fragmentation. Pour reproduire les énergies cinétiques moyennes des fragments, il est alors nécessaire de supposer l'existence d'une composante collective d'expansion qui passe de 0.5 à 2.2 MeV/A quand l'énergie de bombardement augmente de 32 à 50 MeV/A. Néanmoins, cela ne permet pas de reproduire l'allure des distributions expérimentales en énergie cinétique et entraîne un désaccord important en ce qui concerne les fonctions de corrélation. Ces dernières mettent en évidence le fait que l'addition d'une composante collective d'expansion ne peut pas être justifiée par un ajustement des seules énergies cinétiques moyennes. Elles montrent que la sous-estimation des énergies cinétiques des fragments résulte aussi d'une surestimation du volume de *freeze-out* dont l'effet est de minimiser la composante Coulombienne de l'énergie cinétique.

L'analyse de l'ensemble des caractéristiques, nous a alors conduit à réduire le volume de *freeze-out*. Une reproduction optimale des données expérimentales est obtenue à 50 MeV/A, en supposant qu'il est égal à $2.7V_o$. La composante radiale de l'énergie est alors estimée à 1.3 MeV/A. L'ensemble des caractéristiques expérimentales sont reproduites, exceptées les énergies cinétiques des fragments qui sont légèrement sous-estimées et couvrent une gamme moins large que ce qui est observé expérimentalement.

La taille de la source envisagée est beaucoup plus proche de celle estimée expérimentalement mais ne permet pas d'exclure l'hypothèse d'une émission de particules légères très énergétiques avant la fragmentation simultanée du système.

Une même qualité de reproduction des données expérimentales est obtenue à 45 et 39 MeV/A, pour des volumes de *freeze-out* respectivement égaux à $2.5V_o$ et $2.2V_o$.

A 32 MeV/A, la situation est plus difficile et le modèle est utilisé à la limite de son domaine de validité en diminuant considérablement le volume. Le meilleur accord est obtenu pour un volume de *freeze-out* égal à $2V_o$ ce qui correspond à une densité de $\rho_o/2$. Dans ces conditions, l'énergie d'excitation est purement thermique. L'accord obtenu pour l'ensemble des caractéristiques des partitions de charge est excellent. Les fonctions de corrélation sont correctement reproduites exceptée l'amplitude de la bosse de corrélation que le modèle surestime. Les énergies cinétiques sont sous-estimées et la forme des spectres est trop étroite. De surcroît, les événements expérimentaux ont une forme moins relaxée que les

événements générés par SMM.

D'un point de vue général, trois remarques fondamentales doivent être retenues :

Les distributions théoriques en énergie, trop étroites, semblent montrer que les fragments produits par le modèle ne sont pas suffisamment chauds. Pour tester cette hypothèse, des corrélations entre particules légères et fragments, en permettant une caractérisation de la phase de désexcitation secondaire, devraient rendre possible une détermination de la température des fragments primaires expérimentaux et ainsi de contraindre plus précisément le modèle.

Les fonctions de corrélation entre fragments légers ($Z=3$ et 4) ont permis de mettre en évidence le fait que le processus de production de noyaux de Lithium et de Béryllium secondaires tel qu'il est décrit dans le modèle, diffère du mécanisme expérimental. Ceci est fondamental, dans la mesure où le nombre de fragments de $Z \geq 3$, constitue un critère dans de nombreuses approches visant à tester l'équilibre thermodynamique et chimique par une approche statistique de la multifragmentation. Or ce nombre dépend fortement de la phase de désexcitation.

L'hypothèse d'une forme sphérique pour un volume de freeze-out de l'ordre de $2V_0$ semble mise en défaut. Les événements expérimentaux sont moins relaxés en forme que ce que prévoit SMM. Ceci peut conduire à des interactions Coulombiennes différentes entre les fragments et induire une modification de la forme des fonctions de corrélation ainsi que des énergies cinétiques des fragments. Cette différence de forme est surtout marquée à 32 MeV/A , mais aussi, quoique de façon atténuée, à plus haute énergie de bombardement.

Ces trois points (énergie d'excitation dans les fragments, désexcitation secondaire, et forme), directement liés à l'estimation théorique des énergies cinétiques des fragments, doivent faire l'objet d'efforts théoriques importants. Ceci permettrait d'obtenir une détermination extrêmement robuste de la valeur moyenne de l'énergie collective d'expansion, et du volume de freeze-out. Pour y parvenir, les corrélations en vitesse réduite constituent un outil incontournable.

Il est désormais clair qu'une composante collective d'expansion est nécessaire pour expliquer les données expérimentales. Elle croît de façon très marquée avec l'énergie de bombardement : en partant d'une valeur proche de zéro à 32 MeV/A , elle est estimée à 0.3 et 0.7 MeV/A si l'énergie de bombardement est de 39 et 45 MeV/A et vaut entre 1.3 et 2.2 MeV/A si elle est de 50 MeV/A . Dans le même temps l'énergie d'excitation thermique prévue par le modèle augmente de moins de 20% . Aussi, aux énergies intermédiaires, c'est la dynamique de la voie d'entrée qui semble en grande partie induire le stockage d'une part de l'énergie sous forme collective. Elle serait donc d'origine compressionnelle et non thermique.

Dans un avenir proche d'autres expériences seront réalisées avec INDRA à GSI. Le système $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ entre 50 et 100 MeV/A sera étudié. Ce qui devrait permettre de poursuivre la systématique entreprise, à plus haute énergie de bombardement.

Nous avons montré que la section efficace de formation d'une source de quasi-fusion diminue quand l'énergie de bombardement augmente. Subsistera-t-elle ou

les collisions de type participant-spectateur seront-elles dominantes? La variation de cette section efficace avec l'énergie de bombardement apportera des renseignements précieux sur les propriétés de transparence de la matière nucléaire.

Une étude précise de l'évolution de la valeur moyenne de la composante collective d'expansion en fonction de l'énergie d'excitation et de l'énergie de bombardement sera entreprise. Ceci permettra l'étude de son influence sur les modes de décroissance des systèmes nucléaires chauds et comprimés. A 100 MeV/A d'énergie de bombardement, cette composante doit être dominante dans les énergies cinétiques des fragments. Parallèlement, une étude comparative de la multifragmentation dans les collisions périphériques et centrales pourra être entreprise de façon à cerner le rôle de la dynamique de voie d'entrée.

Une comparaison entre les systèmes $^{129}\text{Xe} + {}^{nat}\text{Sn}$ entre 32 et 50 MeV/A et Ni+Au entre 32 et 90 MeV/A, de masse totale équivalente mais l'un symétrique, l'autre asymétrique, doit aussi permettre de relever les différences inhérentes aux éventuels effets de voie d'entrée. En effet, ils sont mis en évidence en regardant l'évolution de divers observables en fonction de l'énergie de bombardement mise en jeu mais aussi en fonction du degré d'asymétrie de la voie d'entrée. En outre, pour un système asymétrique, les ambiguïtés concernant la séparation entre les fragments et particules émises par la source de fragmentation et les particules émises hors équilibre au cours de collisions nucléon-nucléon lors des premiers instants de l'interaction, sera levée. En effet, dans ce cas elles ne sont pas attendues à la vitesse du centre de masse de la réaction et provoqueraient une anisotropie.

Bibliographie

- [AIC 84] J. Aichelin et J. Huefner,
Phys. Lett B136 (1984) 15-18.
- [AGO 95] M. D'Agostino et al.,
Nucl. Phys. A 353, (1995) 191-196.
- [AGO 96] M. D'Agostino et al.,
Phys. Let. B 368, (1996) 259-265.
- [AGOS 96] M. D'Agostino et al.,
Phys. Let. B 371, (1996) 175-180.
- [BAD 90] A. Badala et al., Proceedings of the International
XXVIII Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italie) 1990.
- [BAO 93] Bao-An Li et al.,
Phys. Lett. B303, (1993) 25.
- [BAU 93] E. Bauge et al.,
Phys. Rev. Lett. 70, (1993) 3705.
- [BAUE 93] W. Bauer et al.,
Phys. Rev. C 47, (1993) R1838.
- [BEA 96] L. Beaulieu et al.,
Phys. Rev. C 54, (1996) R973.
- [BEN 94] A. Benkirane, thèse de doctorat,
Université de Caen, GANIL T 94 01.
- [BEN 92] J. Benlliure et A. Chbihi,
Nouvelle matrice d'identification dans un télescope à
Iodure de Césium - Silicium.
Rapport GANIL R9212.

- [BEN 95] J. Benlliure, thèse de doctorat,
Université de Valencia, GANIL T 95 02.
- [BET 30] H. A. Bethe,
Ann. Phys. 5 (1930) 325
- [BIS 96] E. Bisquer, thèse de doctorat,
Université Claude Bernard Lyon 1, LYCEN-T-9646.
- [BIZ 86] G. Bizard et al.,
Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res A244 (1986) 483-489.
- [BIZ 92] G. Bizard et al.,
Phys. Lett. B276 (1992) 413-417.
- [BOH 39] N. Bohr and J. Wheeler,
Phys. Rev. 56 (1939) 426.
- [BON 95] J.P. Bondorf et al.,
Phys Rep 257 (1995) 133.
- [BON 94] A. Bonasera et al.,
Phys Rep 243 (1994) 1.
- [BOU 89] R. Bougault et al.,
Phys. Lett. B232, (1989) 291.
- [BOU 97] R. Bougault et al., Proceedings of the International
XXXV Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italie) 1997.
- [BOW 92] D.R. Bowman et al.,
Phys. Rev. C46 , (1992) 1834.
- [BOW 93] D.R. Bowman et al.,
Phys. Rev. Lett. 70, (1993) 3534.
- [BOW 95] D.R. Bowman et al.,
Phys. Rev. C52 , (1995) 818.
- [CHA 88] R.J. Charity et al.,
Nucl. Phys. A476 (1988) 516.

- [CHA 93] M. Chartier,
Rapport de stage de DEA, GANIL 1993
- [CON 85] M. Conjeaud et al.,
Phys. Lett. B159 (1985) 244.
- [COP 90] N. Copinet thèse de doctorat,
Université de Caen, GANIL 90.
- [CUG 83] J. Cugnon and D. L'Hôte,
Nucl. Phys. A397 (1983) 519.
- [CUS 93] D. CUSSOL et al.,
Nucl. Phys. A561 (1993) 298.
- [DRA 89] D. Drain et al.,
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A281 (1989) 528-538.
- [DUR 97] D. Durand, code SIMON, en préparation.
- [ECO 95] P. Ecomard thèse de doctorat,
Université de Caen, GANIL T 95 01.
- [EXP 92] E202 à E210, Propositions au comité d'expérience GANIL,
Juillet 1992, Rapport GANIL R9311
- [EXP 93] Suite des expériences E202, E205, E207, E209, et E210,
Propositions au comité d'expérience GANIL,
Décembre 1993, Rapport GANIL R9314
- [FOX 78] G.C. Fox and S. Wolfram,
Phys. Rev. Lett. 41 (1978)1581.
- [FRI 90] W.A. Friedman,
Phys. Rev. C42 (1990) 667.
- [GAL 94] G. Galin and U. Jahnke
J. Phys. G:Nucl. Part. Phys 20 (1994) 1105.
- [GOU 96] D. Gourio, thèse de doctorat,
Université de Nantes, 1996.

- [GOB 93] A. Gobbi et al.,
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A324 (1993) 156-176.
- [GRO 90] D.H.E. Gross,
Rep. Prog. Phys. 53 (1990) 605.
- [GRO 93] D.H.E. Gross,
Nuclear Physics News Vol. 3, No. 3, 1993
- [GRO 94] D.H.E. Gross and K. Sneppen
Nuclear Physics A567(1994) 317-328
- [GUA 96] A. Guarnera, thèse de doctorat,
Université de Caen, GANIL T 96 01.
- [HIL 87] D. Hilscher et al,
Phys. Rev. C36 (1987) 208.
- [HIR 94] Proceedings of the International Workshop XXII on Gross Properties
of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg, Austria, January 17-22, 1994.
- [KWI 97] K. Kwiatkowski et al, Proceedings of the International
XXXV Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italie) 1997.
- [KIM 92] Y.D. Kim et al,
Phys. Rev. C45 (1992) 338.
- [KOT 95] R. Kotte et al.,
Phys. Rev. C51, (1995) 2686.
- [KOX 84] S. Kox et al.,
Nucl. Phys. A420 (1984) 162.
- [KUN 95] G.J. Kunde et al.,
Phys. Rev. Lett. 74, (1995) 38.
- [LAF 91] R. Laforest et J. Pouliot,
TASCC-P-91-19 Unpublished.
- [LED 95] X. Ledoux, thèse de doctorat,
Université de Caen, GANIL T 95 03.

- [LEF 97] A. Le Fèvre, thèse de doctorat,
Université Paris 7, GANIL T 97 01.
- [LEFO 97] T. Lefort, thèse de doctorat,
Université de Caen, LPCC-T-97-01.
- [LOP 93] O. Lopez et al.,
Phys. Lett. B 315 (1993) 34-39.
thèse de doctorat, Université de Caen, LPCC T 93 03.
- [LOT 90] B. Lott et al., Proceedings of the International
XXVIII Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italie) 1990.
- [LOU 92] M. Louvel et al., Proceedings of the International
XXX Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italie) 1992.
- [LOU 93] M. Louvel et al.,
Nucl. Phys. A559 (1993) 137-156.
- [LOU 94] M. Louvel et al.,
Phys. Lett. B 320 (1994) 221-226.
- [LUK 97] J.Lukasik et al
Phys. Rev. C55 (1997) 1906.
- [MAR 95] N. Marie, thèse de doctorat,
Université de Caen, GANIL T 95 04.
- [MAR 97] N. Marie et al.,
Phys. Lett. B 391 (1997) 15-21.
- [MET 95] V. Métivier, thèse de doctorat,
Université de Caen, LPCC T 95 01.
- [NAL 96] L. Nalpas, thèse de doctorat,
Université Paris-Sud, DAPNIA/SPhN-96-02T.
- [OGI 91] C.A. Ogilvie et al.,
Phys. Rev. Lett. 67, (1991) 1214.
- [OUA 95] A. Ouatizerga, thèse de doctorat,
Université Paris XI, IPNO T 95 05.

- [PEA 94] G.F. Peaslee et al.,
Phys. Rev. C49, (1994) R2271.
- [PEG 90] A. Péghaire et al.,
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A295 (1990) 365-372.
- [PLA 93] E. Plagnol for the INDRA Collaboration,
Nouvelles du GANIL, n°44(1993)3
- [POL 97] E.C. Pollacco et al., Proceedings of the International
XXXV Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italie) 1997.
- [POU 95] J. Pouthas et al.,
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A357 (1995) 418-442
- [POU 96] J. Pouthas et al.,
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A369 (1996) 222-247
- [RAM 95] V. Ramillien et al.,
Nucl. Phys. A587 (1995) 802-814.
- [REI 97] W. Rei et al.,
Nucl. Phys. A612 (1997) 493-556.
- [RIV 97] M.F. Rivet et al., Proceedings of the International
XXXV Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italie) 1997.
- [ROY 97] C. Roy, thèse de doctorat,
Université Louis Pasteur Strasbourg, CRN 96-08.
- [SCH 94] O. Schapiro et D.H.E. Gross,
Nucl. Phys. A573 (1994) 143-153.
- [SCHA 94] O. Schapiro et D.H.E. Gross,
Nucl. Phys. A576 (1994) 428-440.
- [SEE 67] Seeger et Prisho,
Los Alamos Report LA-3751 1967.
- [SOU 90] R.T. de Souza et al.,
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A295 (1990) 109-122.

- [SQU 96] M. Squalli-Houssani, thèse de doctorat,
Université Paris-Sud, IPNO-T-96 05.
- [STE 95] J.C. Steckmeyer et al.,
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A361 (1995) 472-481.
- [TAM 97] B. Tamain et D. Durand, Preprint LPCC 97.16
(to be published in Proceedings of the Summer School Les Houches ed.
H. Nifenecker (1997)).
- [TRA 95] W. Trautmann et al., Proceedings of the International
XXXIII Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italie) 1995.
- [VIE 92] E. Vient et al., Proceedings of the International
XXX Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italie) 1992.
E. Vient, thèse de doctorat,
Université de Caen, LPCC T 92 01.
- [WEI 37] V. Weisskopf et al.,
Phys. Rev. C52 (1937) 295.
- [WIL 80] W.W. Wilcke et al.,
Atomic Data and Nuclear Data Table, 25 (1980) 391.

Résumé :

La Multifragmentation du système nucléaire formé dans les collisions centrales Xe+Sn entre 32 et 50 MeV/A est étudiée avec le multidétecteur INDRA. Une analyse tensorielle permet la sélection des collisions centrales. Une proportion importante de la charge (environ 85 %) est émise isotropiquement, ce qui indique qu'un degré d'équilibration élevé est atteint. Les partitions de charges sont caractéristiques d'un régime de production multiple de fragments. La forme des distributions en énergie cinétique des fragments, ainsi que celle des fonctions de corrélation en vitesse réduite indiquent que la fragmentation est simultanée et se produit à une densité plus faible que la densité de saturation. La comparaison des données expérimentales avec les prédictions du modèle de multifragmentation statistique de Copenhague (SMM), permet de montrer que les partitions de charges sont compatibles avec l'hypothèse d'un équilibre thermodynamique, alors que les variables cinématiques sont plus contraignantes et difficiles à reproduire conjointement. Les fonctions de corrélations entre fragments permettent de contraindre le volume de freeze-out et d'estimer la part de l'énergie emmagasinée sous forme collective radiale. A 50 MeV/A, le volume de freeze-out est estimé à 2.7 fois le volume correspondant à la densité de saturation. Il diminue avec l'énergie incidente et peut atteindre des valeurs de l'ordre de 2 fois le volume de saturation à 32 MeV/A. L'énergie collective varie de 0 à 1.3 MeV/A quand l'énergie incidente augmente. Elle n'est pas purement thermique et est probablement due à une phase de compression développée lors des premiers instants de la collision.

Abstract :

The multifragmentation of the nuclear system formed in the central collisions of the Xe+Sn reaction between 32 and 50 MeV/A has been studied with the INDRA detector. A tensorial analysis is used to select central collisions. An important part of the charge (about 85 %) is isotropically emitted. The charge partitions have the characteristics of a simultaneous multiple fragment emission. The shape of the fragment kinetic energy distributions together with the reduced velocity correlation functions indicate that the fragmentation is a simultaneous process that occurs at low density. A comparison between the experimental data and predictions of the statistical multifragmentation model of Copenhagen (SMM) shows that charge partitions agree with the hypothesis of a thermodynamical equilibrium, whereas, kinetic observables are more constraining to the model and difficult to reproduce. However, fragments correlation functions are used in order to extract the freeze-out volume and the collective radial energy. At 50 MeV/A, the freeze-out volume is estimated to be 2.7 times the normal volume. It decreases with incident energy evolves to be nearly twice the normal volume at 32 MeV/A. The collective energy evolves from 0 to 1.3 MeV/A with the bombarding energy. This expansion is not purely thermal and originates probably from a dynamical compression developpe in the early stage of the collision.