HAL open science

Aspect thermodynamique de la multifragmentation Xe +Sn 32 à 50 A.MeV

N. Le Neindre

To cite this version:

N. Le Neindre. Aspect thermodynamique de la multifragmentation Xe +Sn 32 à 50 A.MeV. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 1999. Français. NNT : . tel-00003741

HAL Id: tel-00003741

https://theses.hal.science/tel-00003741

Submitted on 12 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/Basse-Normandie

THESE

prsenté à l'UFR de sciences de l'Université de Caen
pour obtenir le titre de Docteur de l'Université de Caen
(arrêté du 30 mars 1992)
spécialité: Constituants élémentaires
par

Nicolas Le Neindre

Aspect thermodynamique de la multifragmentation Xe + Sn 32 50 A.MeV

Soutenue le 29 octobre 1999
devant le jury composé de:

Madame **Marie France Rivet**	(Rapporteur)
Monsieur **Mauro Bruno**	(Rapporteur)
Monsieur **Jean Richert**	(Président)
Monsieur **François Lefèbvres**	
Monsieur **Abdou Chbihi**	
Monsieur **Rémi Bougault**	(Directeur de thèse)

Table des matières

Introduction **5**

I Présentation du détecteur **13**
I.1 Caractéristiques générales 13
I.2 Inventaire des détecteurs 16
I.2.1 Les phoswichs 17
I.2.2 Les chambres d'ionisation (Chio) 18
I.2.3 Les siliciums 19
I.2.4 Les scintillateurs à iodure de césium 20
I.3 L'électronique d'INDRA 21
I.3.1 Le codage 21
I.3.2 Le déclenchement et l'acquisition de données 23
I.4 Identification 24
I.4.1 La méthode ΔE-E 24
I.4.2 Analyse en forme des signaux 24
I.5 Calibration en énergie 27
I.6 Bilan Identification-Calibration sur Xe + Sn 29
I.6.1 Code "qualité" sur les particules détectées 29
I.6.2 Seuils en énergie d'identification par fragment 33
I.6.3 Séparation isotopique 34
I.6.4 Conclusions 35

II Procédures d'étalonnage **37**
II.1 Calibration des chambres d'ionisation (2ème campagne) 37
II.1.1 Caractéristiques et fonctionnement 37
II.1.2 Sources d'étalonnage 38
II.1.3 Méthode 39
II.2 Nouvelle méthode identification-calibration pour les CsI des couronnes 10-17 (1ère campagne) 41
II.2.1 Rappel concernant la méthode précédente 41
II.2.2 Signaux émis par les CsI d'INDRA 44
II.2.3 Conversion lumière-énergie pour les CsI 45
II.2.4 Nouvelle calibration en énergie des CsI 47

II.2.4.1 Validation de la méthode 48
II.2.4.2 Problèmes survenant du choix de la fonctionnelle h(E) . . 49
II.2.5 Nouvelle méthode d'identification des CsI 50
II.2.5.1 Méthode précédente 50
II.2.5.2 Nouvelle méthode 50
II.2.5.3 Cas des fragments légers 52
II.2.6 Codes d'étalonnage 52
II.2.7 Comparaison des deux méthodes 53
II.2.8 Conclusion 56

III Cadre de travail et choix expérimental 59
III.1 Position du problème 59
III.2 Choix expérimental 60
III.2.1 Evénements complets 60
III.2.2 Sélection des événements à source unique 61
III.2.3 Influence de la sélection 67
III.2.3.1 Distribution angulaire des particules légères 67
III.2.3.2 Distribution angulaire des fragments 70
III.2.3.3 Influence des sélections sur les énergies 73
III.2.3.4 Caractéristiques des événements retenus 75
III.3 Rappel des précédents résultats concernant les événements à source unique 77
III.4 Conclusions 79

IV Etude dynamique des réactions à source unique 81
IV.1 Etude du flot latéral pour les événements à source unique 82
IV.1.1 Introduction 82
IV.1.2 Définition du plan de réaction et mesure du flot latéral 83
IV.1.3 Influence du dispositif expérimental et des sélections 84
IV.1.3.1 Effet du filtre 84
IV.1.3.2 Perte des neutrons 87
IV.1.3.3 Influence de la coupure en angle de flot 87
IV.1.3.4 Comparaison avec les données expérimentales 91
IV.1.4 Evolution en fonction de l'énergie faisceau 93
IV.1.5 Conclusions 99
IV.2 Description dynamique de la réaction: BNV 99
IV.2.1 Evolution des caractéristiques de la source en fonction du temps . . 101
IV.2.2 Compression-Equilibration-Expansion 102
IV.2.3 Caractéristiques énergétiques des particules émises 105
IV.2.4 Comparaison des prédictions BNV entre 32 et 50 A.MeV 106
IV.2.5 Conclusions 108

V Etude statistique des réactions à source unique 113
V.1 Description statistique de la phase de brisure: SMM 115
V.1.1 Méthode d'analyse à 50 A.MeV 116
V.1.2 Comparaison avec la méthode du backtracing sur les variables statiques 120
V.1.3 Comparaison avec un backtracing en incluant l'énergie d'expansion. 122
V.1.4 Méthode d'analyse à 32 A.MeV 127
V.1.5 Critique sur la méthode 130
V.1.6 Conclusions 133
V.2 L'apport des particules légères Z=1-2 à l'analyse 134
V.2.1 Caractère évolutif: expansion puis brisure 134
V.2.2 Mesure de l'isospin de la source 138
V.2.3 Confirmation de la présence d'énergie collective 140
V.3 Description statistique de la phase d'expansion: QSM 141
V.3.1 Gaz de particules pour la réaction à 50 A.MeV 143
V.3.2 Gaz de particules pour la réaction à 32 A.MeV 147
V.3.3 Conclusions 150

VI Mise en évidence de la transition liquide-gaz dans la matière nucléaire 153
VI.1 Méthode expérimentale 154
VI.1.1 Reconstruction de la partition primaire 155
VI.1.2 Evaluation de la chaleur massique totale 157
VI.2 Validation de la méthode par un modèle de multifragmentation statistique 158
VI.3 Influence de l'énergie collective 161
VI.3.1 Influence d'une valeur unique d'énergie collective à partition équivalente 162
VI.3.2 Influence globale de l'énergie collective à énergie constante 164
VI.3.3 Méthode de correction moyenne de l'énergie collective 167
VI.4 Résultats expérimentaux 171

Conclusions 179

A Présentation de SMM 183
A.1 Généralités 183
A.2 Volume de "freeze-out" 184
A.3 Désexcitation secondaire 184
A.4 Energie collective d'expansion 185

B Présentation de QSM 187
B.1 Modifications apportées au modèle QSM 187
B.2 Prise en compte de l'énergie d'expansion collective 188
B.2.1 Pour la physique statistique classique 188
B.2.2 Pour la physique statistique quantique 189
B.2.2.1 Pour les fermions 189

B.2.2.2 Pour les bosons 189
B.2.3 Valeur de l'énergie collective 189
B.3 L'énergie coulombienne 190
B.4 Calcul de l'entropie 190

C Séparation isotopique sur INDRA 193
C.1 Rappels 193
C.2 Energie-position dans le laboratoire 193
C.3 Energie-position dans le centre de masse 195
C.4 Evénements de source unique 195
C.5 Conclusions 196

Introduction

La physique nucléaire a pour objectif d'étudier le noyau de l'atome composé de protons et de neutrons qui interagissent fortement. La cohésion d'un tel système fait appel à la force nucléaire qui reste à ce jour mal connue.

La première démarche des scientifiques à tout d'abord été d'observer et de rendre compte du comportement des noyaux stables qui nous entourent à l'état naturel. Des modèles ont été développés, comme celui de la goutte liquide, dont dérive la formule de Bethe-Weiszäcker .1, [GREEN53], [SURAUD90], qui rend compte de leur énergie de liaison.

$$E = -a_{vol}.A + a_{surf}.A^{\frac{2}{3}} + a_{coul}\frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} + a_{sym}\frac{(N-Z)^2}{A} \tag{.1}$$

Equation d'état

La forme de la courbe donnant l'énergie de liaison par nucléon en fonction de la densité caractérise l'interaction nucléon-nucléon [BLAIZOT97]. Elle peut être obtenue par l'étude de diffusion n-n ou encore par celle du deuton (constitué seulement d'un neutron et d'un proton). On a alors modèlisé cette interaction élémentaire par un potentiel à deux corps V(r) uniquement fonction de la distance r séparant les deux nucléons. Ce potentiel est fortement attractif à moyenne portée (r>1 fermi) et très répulsif à courte portée (r<0.5 fermi). Ce type d'interaction n'est pas sans rappeler celui entre les molécules qui sont décrites par un potentiel de Lennard-Jones dans l'approche des fluides de Van der Waals [DIU+89]. Ces fluides décrivent une transition de phase comme la transition liquide-vapeur. Il est alors intéressant de savoir si cette analogie peut être faite jusqu'au bout et si la matière nucléaire peut, elle aussi, décrire ce type de transition. Nous touchons ici à la notion d'équation d'état. Le but d'une équation d'état est de faire le lien entre des variables microscopiques (interaction attractive à longue portée et répulsive à courte portée des nucléons) et des grandeurs macroscopiques (température, pression, densité...) plus facilement (en théorie) mesurables expérimentalement (comme pour un gaz de molécules).

Une équation d'état de la matière nucléaire peut être déduite soit à partir des forces nucléaires (avec une force effective de type Skyrme par exemple [SAUER76]) soit en prenant une version simplifiée, présentant des similitudes avec l'équation de Van der Waals, adaptée aux noyaux [BONCHE85] (notamment pour tenir compte de l'amplitude des forces attractives beaucoup plus importantes dans la force nucléaire que dans celles de l'interaction moléculaire, en proportion).

Ces approches font appel, en première approximation, à la notion de matière nucléaire infinie, c'est-à-dire que nous ne tenons pas compte de la charge des noyaux et du fait qu'ils possèdent un nombre fini de nucléons. Dans ce cas les isothermes, dans la représentation pression-densité ou encore potentiel chimique-densité, sont identiques à celles d'un gaz de Van der Waals [TAMAIN94]. On observe alors l'apparition d'une température critique et de différentes phases (solide, liquide, vapeur). La phase liquide correspond aux noyaux dans leur état fondamental, avec une température nulle, une densité normale de 0.17 nucléons par fermi cube et dont les nucléons se déplacent avec le mouvement de Fermi. La phase gazeuse, à haute température, correspond alors au cas des nucléons libres qui ne sont plus liés dans le noyau. La phase solide à haute densité et faible température serait l'équivalent de ce que nous observons dans les étoiles à neutrons résultant de l'explosion des supernovæ.

Un noyau ayant une température inférieure à la température critique pourrait ainsi, en explorant le diagramme pression-densité, passer d'une phase liquide à une phase gazeuse en empruntant un chemin de coexistence liquide-gaz. Ce chemin, appelé palier de coexistence [DIU+89] est délimité par la zone dite spinodale, où $\frac{dP}{d\rho} < 0$. Dans cette région, de compressibilité négative, un système n'est pas stable car les fluctuations y sont amplifiées.

Néanmoins, le concept de matière nucléaire infinie, s'il peut s'appliquer dans le cas des étoiles à neutrons, constituées d'un grand nombre de nucléons, reste une approximation assez forte pour les noyaux. Il faut notamment tenir compte de leur faible nombre de constituants, inférieur à 300. L'introduction d'un nombre fini revient à créer une tension de surface qui a pour conséquence de diminuer la température critique vers une valeur limite [BONCHE85]. Une correction supplémentaire est de tenir compte des effets de répulsion coulombienne qui abaisse encore cette valeur de température limite. Nous passons ainsi d'une valeur critique de 17 MeV pour la matière nucléaire infinie à une valeur de $\simeq$6.5 MeV. Pour finir il faut maintenant ajouter un degré d'isospin [CHOMAZ+99a], c'est-à-dire, distinguer les protons des neutrons, notamment en introduisant deux potentiels chimiques différents pour ces deux espèces. Il apparait alors d'autres zones spinodales, une chimique, une mécanique et une thermique [COLONNA+99]. Nous reviendrons plus tard sur ce concept car il pourrait expliquer un des modes de décroissance des noyaux chauds que nous étudions [BERTSCH83].

Si nous voulons explorer l'équation d'état de la matière nucléaire, il faut alors éloigner celle-ci de son état d'équilibre, c'est-à-dire augmenter sa température ou faire varier sa densité par exemple. Pour cela les collisions d'ions lourds sont un outil intéressant. L'objectif principal est de transférer l'énergie cinétique incidente du projectile en énergie d'excitation et donc de "chauffer" les noyaux.

Les collisions d'ions lourds peuvent être regroupées selon les énergies de faisceau, c'est-à-dire en fait en fonction des accélérateurs qui les délivrent.

- A basse énergie de bombardement ($E_{faisceau}$<20 A.MeV), les collisions d'ions lourds sont principalement dominées par le champ moyen, c'est-à-dire la partie attractive du potentiel nucléon-nucléon. Les nucléons du projectile sont piégés dans le puit de la cible et les collisions n-n sont rendues moins probables par le principe de Pauli. Il en résulte que l'on obtient essentiellement, pour les faibles paramètres d'impact, des événements de fusion qui décroissent par fission ou évaporation. Pour les collisions plus périphériques le processus reste principalement binaire avec une longue intéraction entre les deux partenaires. On parle alors de transfert très inélastique [LEFORT+85].

- Aux énergies relativistes ($E_{faisceau}$>100 A.MeV), les effets de champ moyen disparaissent et la réaction est gouvernée majoritairement par les collisions nucléon-nucléon. Les longueurs d'ondes associées aux nucléons du projectile sont très petites, ils ne "voient" plus la cible dans son ensemble, comme à basse énergie, mais ils reconnaissent sa structure interne, c'est-à-dire ses nucléons [PEILERT+94].

- Pour les énergies intermédiaires, qui nous concernent dans ce mémoire, la situation est plus complexe dans la mesure ou les deux phénomènes interviennent (champ moyen et collisions n-n). Leur grand intérêt réside dans le fait que l'énergie disponible est comparable à l'énergie de liaison totale du système [HICOFED86].

La multifragmentation

La physique des noyaux chauds, formés par les collisions d'ions lourds, a pour objectif d'étudier leur mode de décroissance.

A basse énergie d'excitation le processus est essentiellement gouverné par la compétition entre l'évaporation de particule légères et la fission [DURAND93], cette dernière étant favorisée par le moment angulaire qui "abaisse" les barrières de fission. Une évaporation importante de particules légères (γ, p, n...) par une source massive, par exemple, refroidit le système tout en diminuant sa masse ce qui peut le conduire dans un état tel qu'il ne puisse plus fissionner. Quand l'énergie d'excitation augmente une nouvelle voie de désintégration apparait: la multifragmentation [BIZARD+93]. Sa définition la plus simple est l'émission d'au moins trois fragments ($Z \geq 3$). Son seuil d'apparition est de 3 A.MeV [BIZARD+92] et peut être caractérisée, à cette énergie, par des cassures séquentielles, c'est-à-dire que la source va émettre les fragments un par un sucessivement au cours du temps. Plus l'énergie augmente et plus l'intervalle de temps entre deux émissions décroit [LOUVEL+94], [LOUVEL+95], au point qu'à partir de 5 A.MeV la brisure apparait simultanée [LOPEZ+93].

Si on augmente encore l'énergie déposée dans le système, alors nous observons d'abord, pour une masse donnée, un accroissement du nombre d'IMF [NATOWITZ92], [MORETTO90], puis enfin une diminution [TRAUTMANN+91], [GELKBE+92], [HUBELE+91]. Intervient alors le mode de vaporisation [BACRI+95], [RIVET+96a], [BORDERIE+96]. Il se caractérise par la formation d'un grand nombre de particules légères ($Z \leq 2$) au détriment des fragments ($Z \geq 3$) et ce pour des énergies d'excitation d'environ 10-12 A.MeV.

Aux énergies de faisceau intermédiaires (énergie de Fermi), délivrées notamment au

GANIL, la multifragmentation est observée sur une large gamme en énergie d'excitation et quels que soient les mécanismes de réaction. Ces derniers peuvent être regroupés principalement en deux ensembles: Les réactions conduisant principalement à deux corps en voie de sortie, appellés "quasi-projectile" (QP) et "quasi-cible" (QC), et celles amenant à une fusion pratiquement totale des deux partenaires. Les processus dits "binaires" produisent une gamme de noyaux chauds beaucoup plus large et à ce titre nous permettent de décrire l'évolution de la matière nucléaire en fonction de l'énergie d'excitation. Notamment les études portant sur la mesure de la courbe calorique des noyaux [BONDORF+95], [MORJEAN+95], [GULMINELLI+96], c'est-à-dire la correspondance entre leur énergie d'excitation et leur température ont été faites avec ce type de réactions [POCHODZALLA95], [MA+97], [PÉTER+97].

La transition de phase liquide-gaz de la matière ne peut être observée que par des collisions d'ions lourds, les seules susceptibles de produire des noyaux loin de leur état naturel, ce qui amène deux difficultés. La première est liée au rôle de la dynamique dans la réaction et des temps qui y sont associés. En effet on ne peut parler de transition de phase que pour un système en équilibre pour lequel on peut définir des variables thermodynamiques. La seconde difficulté survient des différents mécanismes de réaction qui conduisent à la formation de fragments et qui sont reliés au paramètre d'impact. Il est donc nécessaire de distinguer la multifragmentation d'une source équilibrée de la production de fragments ayant des origines diverses. Dans ce dernier cas il est important d'isoler et de séparer ces processus.

Comme nous venons de le voir, la multifragmentation est responsable de la création d'un grand nombre de fragments et de particules qu'il convient de bien détecter afin de caractériser les mécanismes de réaction et les modes de décroissance des noyaux. Pour cela de nombreux détecteurs ont été construits, Aladin [LYNEN94], Amphora [DRAIN89], Chimera [AIELLO95], Isis [KWIATKWOSKI95], Miniball [DE SOUZA90], Multics [IORI93], Nautilus [BIZARD86]..., qui possèdent à la fois une grande couverture spatiale, une grande granularité, pour répondre aux fortes multiplicités attendues, mais ils doivent en plus pouvoir mesurer des objets de différentes énergies et de différentes natures (charge Z, masse A). C'est dans ce but qu'a été construit le multidétecteur INDRA [POUTHAS95] qui fera l'objet d'un chapitre de présentation.

Les aspects théoriques

Les différents aspects théoriques décrivant le processus de multifragmentation peuvent se classer en deux grands groupes, qui caractérisent l'un l'aspect "dynamique" et l'autre l'aspect "statistique". Ce dernier signifie que le processus conduisant à la cassure du système ne dépend que de la densité d'états finals, c'est-à-dire de l'espace de phase disponible. Il est indépendant du processus conduisant à la formation de la source d'intérêt et est gouverné essentiellement par la température, dans ce cas on dit que le système est équilibré. Les principaux modèles statistiques sont le modèle de Berlin (MMMC) [GROSS90] et de

Copenhague (SMM) [BONDORF+85a], [BONDORF+85b], [BONDORF+95]. Tous les deux partent du principe que le système étudié, indépendemment de la façon dont il a été produit, atteint (à cause de la pression thermique ou éventuellement d'une phase de compression initiale qui dilate le système) une région de basse densité, où il se casse en fragments qui sont suffisament séparés (d$\geq$2 fermis) pour que la force nucléaire n'interagisse plus et que seuls les effets coulombiens persistent. On nomme ce stade le "freeze-out", ce qui correspond au gel des configurations. A ce point, les partitions, c'est-à-dire la nature des fragments, leur charge, leur masse et leur propre énergie d'excitation (s'ils en ont), sont gouvernées par les poids statistiques qui sont calculés dans l'ensemble microcanonique. Ensuite les fragments chauds générés subissent une propagation coulombienne et se désexcitent en évacuant des particules légères. La distinction entre les deux modèles provient des conditions initiales au "freeze-out" et de la désexcitation secondaires. Nous y reviendrons plus tard. Pour résumer, les variables d'entrées de ces modèles sont donc le volume de "freeze-out" dans lequel on place les fragments chauds, la masse, la charge totale de la source et son énergie d'excitation. Eventuellement on peut rajouter du moment angulaire et, pour SMM seulement, de l'énergie collective d'expansion (de type autosimilaire).

L'autre aspect théorique de la multifragmentation concerne les modèles dynamiques. Ils décrivent la collison des deux noyaux projectile et cible au moyen de fonctions de distributions à un corps. A basse énergie les modèles de type champ moyen (TDHF), [BONCHE+76], sont utilisés, ils décrivent l'équation de Vlasov au cours du temps.

A haute énergie les modèles de cascades nucléaires, [CUGNON81], décrivent l'aspect microscopique des collisions d'ions lourds à partir de collisions nucléon-nucléon, qui sont le processus dominant dans ce domaine.

Aux énergies intermédiaires qui nous intéressent ici, nous avons vu précédemment que l'interaction projectile-cible est gouvernée à la fois par le champ moyen (partie attractive de la force nucléaire) et les collisions nucléon-nucléon. Il convient alors d'aller plus loin dans la résolution de l'équation dynamique à A corps en ajoutant un terme supplémentaire à l'équation de Vlasov [BONASERA+91]. Ce terme, appelé intégrale de collision, rend compte des collisions à deux corps (à un ordre encore supérieur on peut rendre compte des collisions à trois corps etc... [BONASERA+94]). Nous obtenons alors l'équation de Boltzmann qui est décrite par les modèles de types BUU, BNV ou encore Landau-Vlasov.

Dans le cadre d'une décomposition spinodale, un des processus qui pourrait expliquer la multifragmentation, nous avons vu que les fluctuations jouent un grand rôle, dans la mesure où dans cette zone, mécaniquement très instable, elles sont amplifiées. Pour tenter de tenir compte de cet effet une amélioration de la résolution de l'équation de Boltzmann est obtenue en ajoutant un terme de fluctuation stochastique de valeur moyenne nulle. Ce type de calcul est effectué par analogie avec l'équation Boltzmann-Langevin [GUARNERA96], [FRANKLAND98].

Une autre tentative, de résolution de l'équation dynamique à A corps, est mise en oeuvre dans la dynamique quantique moléculaire QMD, [AICHELIN91], dans les modèles MD, AMD... Elle a pour objectifs de conserver toutes les corrélations entre les nucléons en

résolvant les équations d'Hamilton, adaptées à la physique nucléaire (prise en compte du principe de Pauli, traitement fermionique des nucléons...). Ces modèles sont bien adaptés aux réactions à des énergies incidentes supérieures à $\simeq$100 A.MeV, là où les collisions sont dominantes. Pour le domaine que nous étudions, en revanche, ce n'est pas le cas et, notamment, nous sommes confrontés, avec ce type de calcul, à la procédure de clustérisation dont découlent les caractéristiques des fragments (taille, multiplicité).

Entre ces deux grands groupes théoriques, "statistique" et "dynamique", ce situe le modèle EES [FRIEDMAN88], [FRIEDMAN89], [FRIEDMAN90]. Il décrit l'évolution d'une source chaude équilibrée en partant de la densité normale ρ_0. La pression thermique est telle à cet instant que le système va subir une phase d'expansion (ρ diminue) au cours de laquelle des particules et fragments légers vont être évaporés (le calcul des niveaux d'énergie est alors effectué en suivant cette dépendance en densité au cours du temps). Pendant cette phase le système va acquérir une énergie sous forme collective (énergie d'expansion). Comme il se refroidit la pression thermique diminue et si l'énergie collective n'a pas atteint un degré suffisant, alors la tension de surface et le champ moyen (attractif) vont équilibrer la force coulombienne (répulsive) et le système va pouvoir subir une nouvelle phase de compression vers la densité normale ρ_0. Dans le cas inverse, il va atteindre le stade du freeze-out, précédemment décrit comme étant le point de départ des modèles statistiques, et multifragmenter.

Les collisions centrales "sources uniques"

Parmi les collisions d'ions lourds les plus violentes, certaines amènent à la formation d'une source unique formée de la presque totalité de la masse et de la charge du projectile et de la cible [MARIE95], [SALOU97], [D'AGOSTINO+96], [HSI+94], [HEUER+94], [SCHUSSLER+95], [POGGI+95], [LISA+95]. C'est ce type de réaction qui nous intéresse dans ce mémoire et que nous qualifierons de "source unique" multifragmentante. Non seulement elles peuvent permettre, pour une énergie de faisceau donnée, de produire le maximum de dissipation et donc de "chauffer" le plus possible la matière nucléaire, mais elles pourraient, aussi, mener le système nucléaire étudié dans des états de densité s'éloignant de la valeur normale ρ_0, notamment par des effets de compression. Nous retrouvons ici un des objectifs de la physique nucléaire, qui est d'explorer l'équation d'état des noyaux, c'est-à-dire une formule reliant des grandeurs telles que la densité, la température et la pression.

Ce mémoire rendra compte de l'étude de la multifragmentation de "sources uniques" isolées dans les réactions du système $^{129}_{54}$Xe + $^{nat}_{50}$Sn à différentes énergies incidentes. Nous nous focaliserons sur l'aspect thermodynamique-équilibre. Nous essayerons ainsi de mettre en évidence l'équilibration du système même sous l'effet de mouvement collectif, mais également le caractère évolutif de la multifragmentation dans un tel système, notamment par la confrontation croisée de différents modèles, statistiques (SMM, QSM [HAHN+88], MMMC) et dynamiques (BNV, EES), avec les résultats expérimentaux. Cette comparaison se fera à la fois sur les fragments mais égalements sur les particules légères. Ces dernières sont très

intéressantes dans la mesure où elles pourraient être le résultat de plusieurs mécanismes de production [Le Fèvre97], [Bougault+97]: émissions de prééquilibre dues aux collisions nucléon-nucléon aux premiers instants de la réaction, émissions au cours de la phase d'expansion de la source chaude, désexcitations secondaires ... Nous étudierons leur taux de production, leur rapport en fonction de leur énergie et de leur impulsion. Ces grandeurs sont importantes pour un modèle thermodynamique de coalescence [Mekjian77], [Mekjian78], [Nagamiya+81], [Awes+81], car ils peuvent nous renseigner sur des effets de densité, d'entropie [Bertsch+81], mais aussi d'espace de phase. Nous verrons que ces taux peuvent déboucher sur une étude de la multifragmentation en fonction de l'isospin.

Enfin, nous mettrons en évidence pour ce type de collisions d'ions lourds, menant à la formation de sources uniques, une transition de phase de la matière nucléaire équivalente à une transition liquide-gaz pour les fluides macroscopiques.

Chapitre I

Présentation du détecteur

Le multidétecteur INDRA (Identification de Noyaux et Détection avec Résolutions Accrues) a été conçu pour l'étude de la multifragmentation, pour des énergies incidentes de 20 à 100 A.MeV. Comme son nom l'indique, la multifragmentation conduit à la production d'une multitude de fragments et particules de natures (charge de Z=1 à Z=60) et d'énergies différentes (du MeV au GeV). Sa compréhension nécessite la meilleure détection possible de tous les produits issus de la réaction. Pour les particules détectées, la mesure de la charge atomique, de la masse ($Z \leq 4$) et de l'énergie, avec une bonne granularité, permet à INDRA de répondre au mieux aux exigences de détection qui sont parfois contradictoires. Notamment, la mesure de particules neutres (neutrons, gammas) nécessite des modes de détections particuliers par rapport aux particules chargées. Il a été décidé, lors de la conception d'INDRA, de se limiter à ces dernières qui renferment plus d'informations, étant donné leur diversité.

I.1 Caractéristiques générales

INDRA posséde une très bonne couverture spatiale, 90% de tout l'angle solide, ainsi qu'une granularité élevée, afin de réduire à moins de 5% les risques de double comptage (deux particules qui "touchent" le même détecteur) et d'améliorer la localisation. Pour cela, il est composé de 336 modules de détection indépendants, répartis sur 17 couronnes entourant le faisceau, axe de symétrie du système (voir figures I.1, I.2 et I.3).

La grande dynamique en énergie, de 1 MeV à 4 GeV, implique différents étages de détection. Le premier, pour les fragments peu énergétiques et lents, qui s'arrêtent facilement et le dernier pour les particules légères les plus rapides, qui réclament une grande épaisseur de matériaux pour être stoppées. C'est ainsi que les modules qui constituent chaque couronne d'INDRA sont des télescopes composés de différents détecteurs, dont la nature varie en fonction du domaine angulaire. La configuration générale de ces derniers est indiquée sur les tableaux I.1 et I.2. Le nombre de détecteurs par couronne, leur angle solide, leur

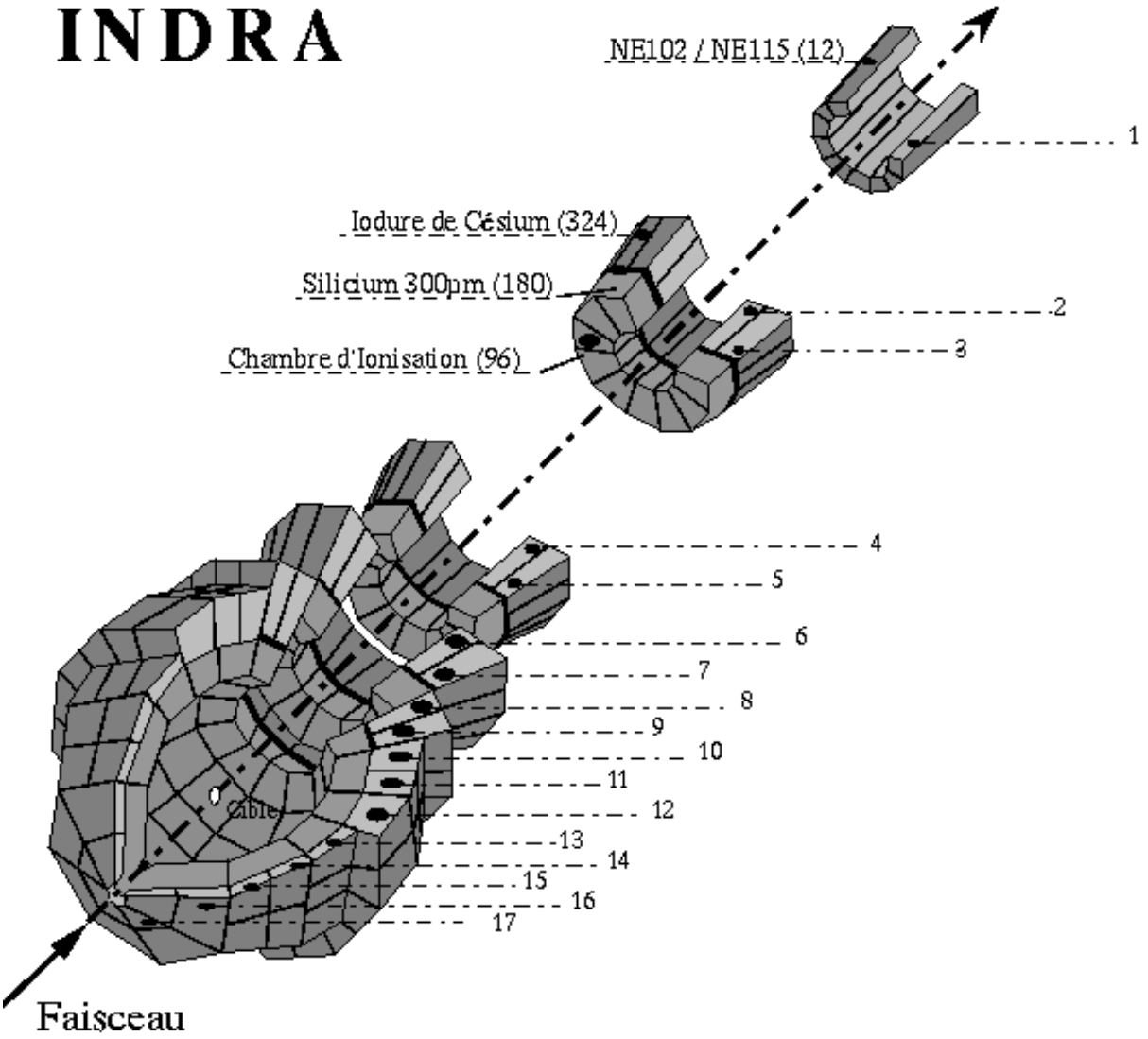


Figure I.1: *Vue générale du multidétecteur INDRA. Les télescopes sont répartis sur 17 couronnes centrées sur l'axe du faisceau.*

dimension et leur épaisseur y sont aussi mentionnés.

- La couronne 1, entre 2° et 3°, est constituée par 12 détecteurs phoswichs qui sont des scintillateurs plastiques, NE102 et NE115.
- Les couronnes 2 à 9, entre 3° et 45°, comprennent des télescopes composés de trois étages. Le premier est une chambre d'ionisation remplie d'un gaz de C_3F_8 à faible pression, le deuxième est un détecteur Si de $300\mu m$ et le troisième un cristal de iodure de césium (dopé au thallium), de longueur variable selon la position angulaire.

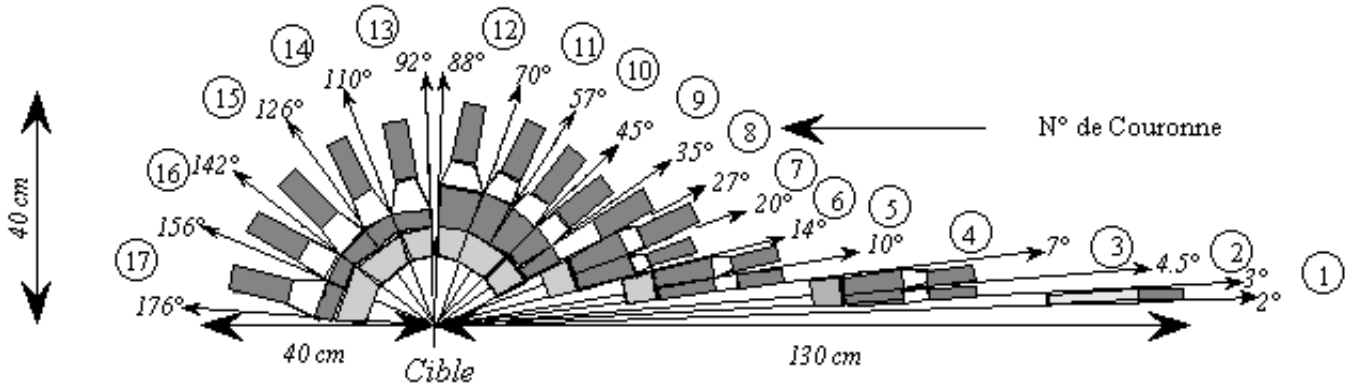


Figure I.2: *Vue en coupe du multidétecteur INDRA.*

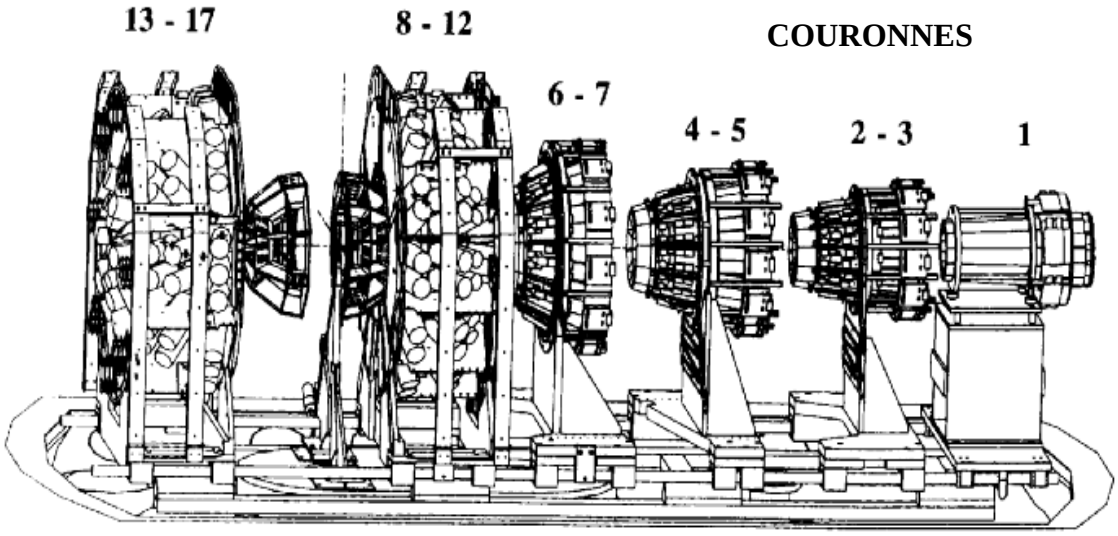


Figure I.3: *Vue de profil des 17 couronnes d'INDRA.*

- Les couronnes 10 à 17, entre 45° et 176° ne comportent plus que deux étages de détection, les chambres d'ionisation et les CsI. En effet, dans cette région le nombre de fragments énergétiques moins élevé permet la suppression des siliciums. Toutefois, pour améliorer la calibration en énergie, il a été intercalé, sur un module par couronne, entre la chambre d'ionisation et le CsI, un téléscope formé d'un détecteur à barrière de surface en Si, de 75μm, et un Si, dopé au Li, de 2mm d'épaisseur. Cet ensemble couvre environ 40% de la surface d'un module standard et forme, avec la chambre d'ionisation et le CsI concernés, ce que nous appelons un télescope étalon (i.e. quatre étages de détection). Une vue globale de ceux-ci se trouve sur la figure I.4.

N°	Chambres d'ionisation							
	Nb	θ_{min}	θ_{max}	Δ_φ	φ_D	$\Delta\Omega$	d	Nb
couronnes	modules	(deg)	(deg)	(deg)	(deg)	(msr)	(mm)	CsI
2-3	12	3.13	6.98	28.84	30.00	2.98	655	3
4-5	12	7.21	13.83	29.10	30.00	10.71	385	4
6-7	12	14.21	26.74	29.28	30.00	39.01	250	4
8-9	12	27.84	44.67	29.03	30.00	87.70	120	4
10-11	12	45.23	69.29	29.33	30.00	182.83	120	4
12	12	70.25	87.60	29.44	30.00	152.11	120	2
13	8	92.40	109.76	44.44	45.00	229.74	120	3
14-15	8	110.31	141.80	44.26	45.00	338.93	120	4
16-17	8	142.38	174.77	41.54	45.00	147.73	120	2

N°	CsI							Si
	Nb	θ_{min}	θ_{max}	Δ_φ	φ_D	$\Delta\Omega$	e	e
couronnes	modules	(deg)	(deg)	(deg)	(deg)	(msr)	(mm)	(mm)
2	12	3.06	4.46	27.51	30.00	0.77	138	0.30
3	24	4.48	6.96	14.15	22.50	1.06	138	0.30
4	24	7.16	9.95	14.01	22.50	1.77	138	0.30
5	24	9.99	13.72	14.29	22.50	3.33	138	0.30
6	24	14.23	19.93	14.29	22.50	7.28	97	0.30
7	24	19.98	26.61	14.48	22.50	11.55	97	0.30
8	24	27.62	34.87	14.18	22.50	16.20	90	0.30
9	24	34.96	44.61	14.32	22.50	26.90	90	0.30
10	24	45.25	56.90	14.44	22.50	39.78	76	
11	24	56.99	69.69	14.52	22.50	50.08	76	
12	24	70.28	88.59	14.56	22.50	79.49	48	
13	24	91.72	109.65	14.64	30.00	78.23	60	
14	16	110.44	126.03	22.08	33.75	92.10	50	
15	16	126.12	141.69	21.98	33.75	74.88	50	
16	8	142.50	157.08	43.65	45.00	97.28	50	
17	8	157.17	175.70	39.99	45.00	52.71	50	

TAB. I.1 - *Configuration géométrique d'INDRA.*

θ : angle polaire
Δ_φ : couverture azimutale
φ_D : angle azimual moyen
e : épaisseur du détecteur
d: distance à la cible
$\Delta\Omega$: angle solide du détecteur

I.2 Inventaire des détecteurs

Nous allons maintenant présenter plus en détail les différents types de détecteurs qui composent les étages des télescopes d'INDRA.

N°	Phoswich NE102 - NE115								
	Nb	θ_{min}	θ_{max}	Δ_φ	φ_D	$\Delta\Omega$	e_{NE102}	e_{NE115}	d
couronne	modules	(deg)	(deg)	(deg)	(deg)	(msr)	(mm)	(mm)	(mm)
1	12	2.00	3.00	30.00	30.00	0.37	0.50	250	1300

TAB. I.2 - *Configuration géométrique de la première couronne d'INDRA.*

θ : angle polaire
Δ_φ : couverture azimutale
φ_D : angle azimutal moyen
e : épaisseur du détecteur
d: distance à la cible
$\Delta\Omega$: angle solide du détecteur

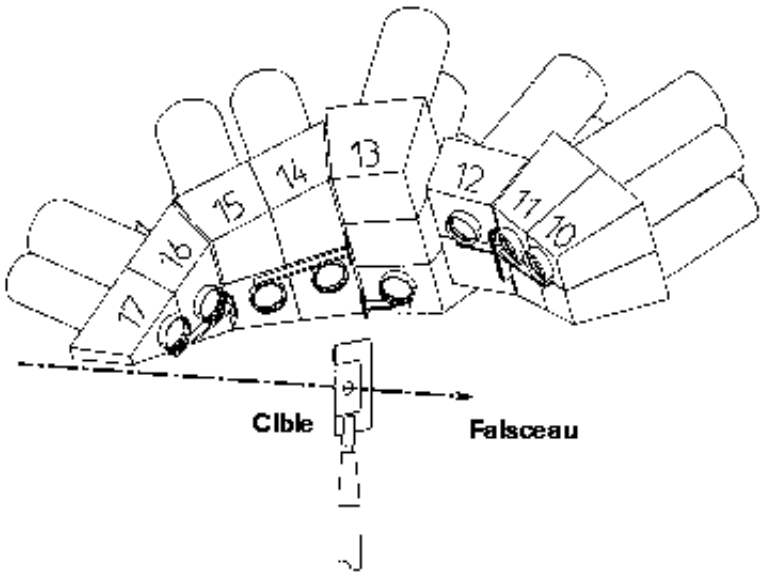


Figure I.4: *Cette figure montre les 8 télescopes étalons d'INDRA sur les couronnes 10 à 17 (les chambres d'ionisation ne sont pas représentées.*

I.2.1 Les phoswichs

La couronne numero 1 d'INDRA est constituée par 12 phoswichs, formés par deux étages de scintillateurs plastiques, NE102 et NE115, de respectivement $500\mu m$ et 25 cm d'épaisseur ([STECKMEYER95]). Cette couronne est représentée sur la figure I.5. La dynamique des collisions d'ions lourds fait que, dans cette région, un très grand nombre de particules très énergétiques est attendu. L'avantage de ces plastiques est qu'ils sont rapides et supportent un fort taux de comptage. Leur longueur a été déterminée pour pouvoir mesurer des protons jusqu'à une énergie d'au moins 200 MeV.

Le passage d'une particule chargée dans un scintillateur excite ses niveaux moléculaires qui, pour revenir à leur état fondamental, émettent des photons. Le signal lumineux ainsi produit, caractérisé par des constantes de temps différentes selon le plastique, est fonction du type de la particule mais, aussi, de son énergie. Le NE102 et le NE115 possèdent deux temps de décroissance très différents, 2.4 ns et 240 ns, et la lumière émise par le premier est totalement transparente pour le deuxième, ce qui a permis l'utilisation d'un seul photomultiplicateur. Le signal électrique délivré par celui-ci est intégré sur deux portes en temps, une rapide et une lente, ce qui permet de les associer à un signal ΔE et un signal E pour l'identification.

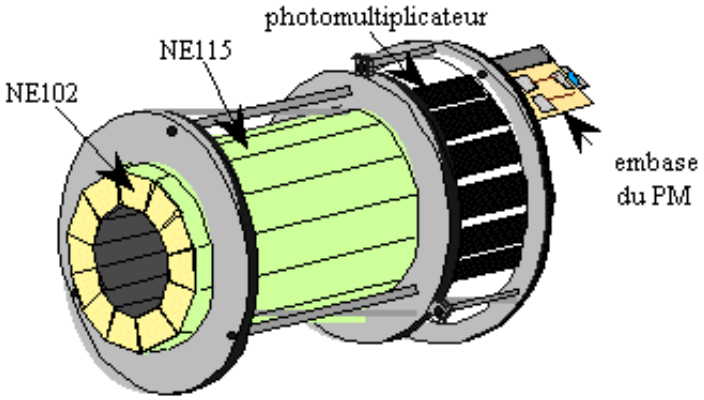


Figure I.5: *Vue longitudinale de la première couronne composée de phoswichs, scintillateurs plastiques NE102-NE115.*

I.2.2 Les chambres d'ionisation (Chio)

Les chambres d'ionisation, au nombre de 96, constituent le premier étage de détection d'INDRA, elles couvrent l'ensemble des couronnes, sauf la première et sont chargées de fonctionner en régime ΔE pour les fragments les plus lents. Pour chaque couronne, la circulation de gaz (C_3F_8 ou CF_4 à basse pression de 50 à 20 mbars) est commune à toutes les chambres. Chaque cellule de gaz est formée par deux feuilles de mylar, de 2.5μm d'épaisseur, séparées de 5 cm, qui forment l'anode et la cathode. Une représentation des chambres d'ionisation des couronnes 8 à 12 est montrée sur la figure I.6. Une tension est appliquée, qui crée un champ longitudinal, nécessaire à la collection des ions et des électrons, produits par le passage d'une particule chargée ionisante. C'est ce signal électrique qui est codé, mais étant donné la large gamme d'énergie rencontrée deux codages différents sont effectués. Le premier autorise le codage de signaux correspondant à des énergies de quelques MeV, avec une résolution d'environ 1 MeV par canal (petit gain), tandis que le second ne peut enregistrer que des signaux équivalents à une énergie de 250 MeV, mais

avec une résolution beaucoup plus fine de 60 keV par canal (grand gain).

Les chambres d'ionisation sont très sensibles au bruit, notamment celui provenant des électrons arrachés à la cible pendant l'irradiation de celle-ci par le faisceau. Pour limiter ce phénomène, on applique sur elle une haute tension pouvant atteindre 45 kV. La calibration des Chio fera l'objet d'un paragraphe dans le chapitre suivant.

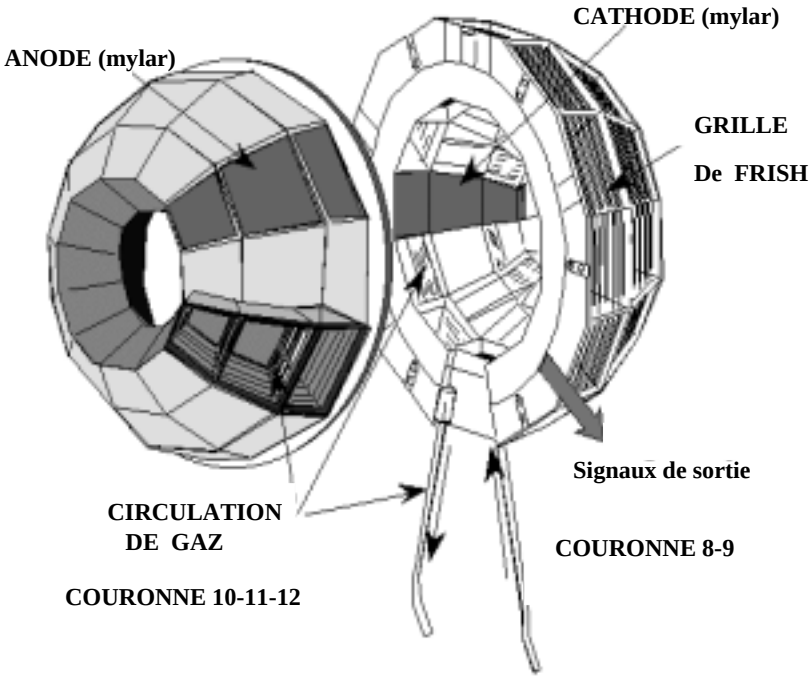


Figure I.6: *Vue en coupe des chambres d'ionisation pour les couronnes 8-9 et 10-11-12.*

I.2.3 Les siliciums

Les Si($300\mu m$) forment le deuxième étage de détection des couronnes avant, il leur incombe la mesure de l'énergie des ions sur une grande dynamique, à la fois en charge et en énergie. Ainsi, ils fonctionnent soit en régime E, pour les fragments les plus lourds qui s'y arrêtent, soit en mode ΔE, pour les particules les plus rapides qui les traversent pour être stoppées dans l'étage suivant, le CsI. Il importe donc que leur granularité soit la plus grande possible, étant donné le fort taux de comptage attendu aux angles avant. C'est pourquoi chaque Chio est suivie par trois, pour la couronne 2-3, et même quatre Si($300\mu m$) jusqu'à la couronne 9, ce qui en fait 180 au total (voir la figure I.7). Dans la pratique ces quatre Si proviennent de la même matrice sur laquelle on a tracé quatre pistes, ce qui diminue les zones mortes qui sont seulement de 0.7 mm ([COPINET90] [ECOMARD95]

[OUATIZERGA95]). Chaque jonction n-p est surpolarisée par rapport à la polarisation de déplétion complète. Une particule chargée, qui traverse cette zone, crée des paires électrons-trous, qui sont attirées et collectés vers les zones n et p respectivement et ce d'autant plus rapidement que le champ électrique imposé est élevé.

Comme pour les chambres d'ionisation le codage s'effectue selon deux résolutions différentes, petit et grand gain.

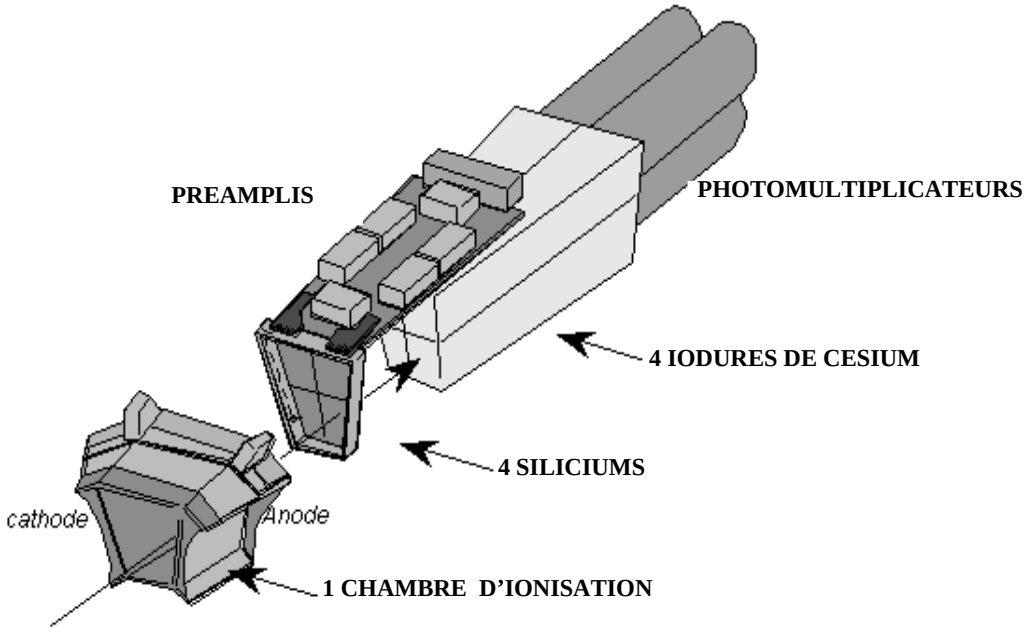


Figure I.7: *Vue générale d'un télescope d'une couronne avant d'INDRA: une chambre d'ionisation suivie par quatre détecteurs Si(300μm) et de quatre détecteurs à iodure de césium.*

I.2.4 Les scintillateurs à iodure de césium

Les scintillateurs à iodure de césium, CsI, se chargent du dernier étage de détection sur tous les télescopes d'INDRA (sauf pour la première couronne), leur longueur a été définie pour pouvoir arrêter tous les produits de réaction, notamment les protons. C'est ainsi qu'ils passent de 14 cm pour les couronnes 2 à 5, où des particules légères très énergétiques nécessitent une grande épaisseur de matériaux pour être stoppées, à 5 cm pour les couronnes 14 à 17 (voir tableau I.1). Ils possèdent la même granularité que les Si (voir figure I.7 et I.8) aussi, comme eux couvrent l'ensemble du dispositif , ils sont nombreux, on en compte 324. Ils se caractérisent par l'émission d'un signal lumineux selon deux constantes de temps, une rapide et une lente, qui sont fonction du type de l'ion incident. Comme pour

les phoswichs on codera donc le signal, en sortie de photomultiplicateur, selon deux portes d'intégration, qui permettront l'identification en charge et masse. Leur calibration fera également partie d'une étude plus détaillée au chapitre suivant. Malheureusement, les signaux délivrés ne sont linéaires ni en énergie ni avec le type de particule, aussi faut il s'assurer que leur fonctionnement et leur stabilité soient les plus convenables possible. Dans ce but, on éclaire régulièrement les cristaux avec un laser afin d'observer d'éventuelles dérives de fonctionnement.

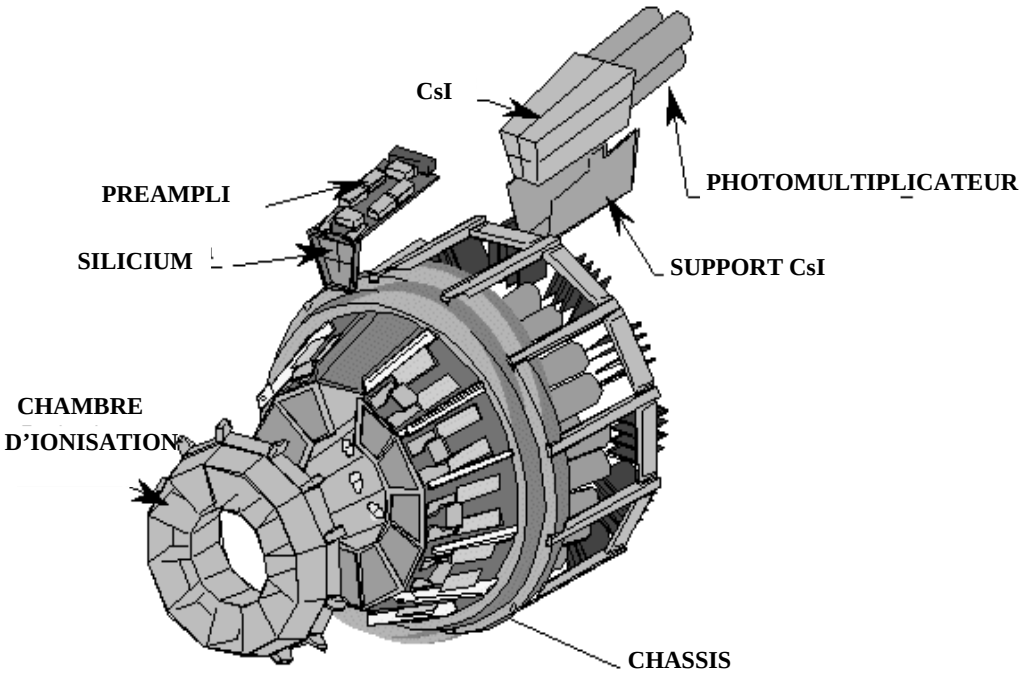


Figure I.8: *Vue complète des couronnes 4 et 5 d'INDRA avec tous leurs étages de détection et les supports associés.*

I.3 L'électronique d'INDRA

I.3.1 Le codage

L'électronique d'INDRA a été développée pour répondre à plusieurs exigences et contraintes, qui ont nécessité des solutions nouvelles, dans le domaine du codage et de l'acquisition.

- Tout d'abord, les signaux à coder reflètent une large gamme en dynamique, étant donné la variété des produits issus des réactions ainsi que leur énergie. Pour les siliciums notamment, l'électronique doit pouvoir coder des signaux émis par des protons

de quelques MeV seulement, à des signaux émis par des fragments lourds de plusieurs centaines de MeV, voire quelques GeV.

- L'utilisation d'un nombre considérable de détecteurs, 628 au total, a été rendue possible par l'emploi du standard VXI (Vme eXtension for Instrumentation), qui permet la réduction du nombre de modules par le regroupement, sur une seule carte électronique, de plusieurs opérations et fonctions. De ce fait, moins de modules implique moins de connections et un refroidissement plus efficace de l'appareillage. Ses autres avantages résident dans le fait qu'il est compatible avec le système d'acquisition VME du GANIL et peut être piloté à distance, via un ordinateur situé dans la salle d'acquisition, hors de la zone d'irradiation de la cible.

- La limitation maximale du bruit électronique a elle aussi fait l'objet d'un effort intense. Ainsi les embases transistorisées des photomultiplicateurs et les pré-amplificateurs des détecteurs siliciums et des chambres d'ionisation ont-ils été placés dans l'enceinte, sous vide, du détecteur. De même, le blindage et les mises à la terre ont été soignés pour parvenir, au final, à un bruit électronique de l'ordre de 1 mV.

Le traitement des signaux d'INDRA se déroule de deux façons différentes selon les détecteurs qui les émettent. Il y a celle qui concerne les chambres d'ionisation et les silicium($300\mu m$) et l'autre qui s'occupe des phoswichs et des scintillateurs à iodure de césium.

Les chambres d'ionisations (Chio) et les détecteurs silicium

Pour concilier grande gamme de détection et bonne résolution, il est nécessaire d'avoir un bruit électronique le plus faible possible. Il a donc fallu installer les pré-amplificateurs le plus près possible des détecteurs. Comme ils consomment une forte puissance un système de refroidissement, par ciculation d'eau à 18^0C, a été intégré au dispositif, à l'intérieur de l'enceinte à vide. Rappelons également que les Chio et les Si délivrent des signaux qui sont intégrés sur deux gains. Le petit gain couvre l'ensemble de la gamme en énergie, soit environ de 1 MeV à 4 GeV, avec une résolution de $\simeq$1 MeV/canal, alors que le grand gain offre une dynamique plus faible, 250 MeV, mais avec une résolution de $\simeq$60 keV/canal. Ce double codage permet une meilleure précision et autorise notamment une bonne séparation isotopique des éléments les plus légers, moins énergétiques. De plus, pour s'assurer en permanence de la stabilité de la chaine électronique, des impulsions tests de générateurs calibrés sont envoyées à intervalles réguliers. En cours d'expérience, nous fonctionnons ainsi 10% du temps en mode générateur et 90% en mode d'acquisition de données brutes selon que le faisceau est ou non présent dans notre salle d'expérience.

Les scintillateurs

Le signal lumineux, résultant du passage d'une particule chargée dans un scintillateur, est converti en signal électrique par le photomultiplicateur situé juste derrière lui.

Afin de contrôler la stabilité électronique et les gains des PM, qui varient avec la température, l'ensemble des scintillateurs est connecté à un laser par un réseau de fibre optique. Il délivre un signal de référence que nous pouvons observer sur les spectres de contrôle en cours de manipulation.

Le codage en charge des CsI est réalisé sur deux portes en temps, une avec un intervalle court, de 0.4 μs, que nous appelerons "rapide" et l'autre sur un intervalle plus long, dit "lent", de 1.5 μs. Les deux étant décalées de 1.2 μs.
Pour les phoswichs, nous procédons de la même façon, seules les fenêtres de temps sont différentes, 30 ns pour le premier scintillateur plastique NE102, qui fonctionne en mode ΔE et 800 ns pour l'intégration du signal total (pour plus de détails se reporter à la référence [STECKMEYER95]).

La discrimination de forme, des signaux rapide-lent, permet la séparation isotopique des particules légères.

I.3.2 Le déclenchement et l'acquisition de données

Le déclenchement est basé sur un nombre minimum de détecteurs touchés. Sur les 336 compteurs d'INDRA, pour la première campagne d'expérience, nous avons ainsi demandé à ce qu'au moins quatre d'entre eux soient atteints, en coïncidence, au cours du même événement. L'identification et la calibration des particules neutres n'est pas réalisée par INDRA, toutefois celles-ci peuvent activer un module de détection et ainsi participer au déclenchement de l'acquisition. Ainsi, le nombre de particules chargées peut, par événement acquis, être inférieur à quatre.

Bien entendu, nous pouvons modifier le choix sur la multiplicité de déclenchement. De même, pour l'étalonage ou d'autres tâches particulières, nous pouvons procéder à d'autre critères de sélection, comme considérer certaines couronnes et pas d'autres.

Une des particularités d'INDRA est sa prise de décision dans l'acceptation ou le rejet d'un événement. Elle se fait de façon asynchrone. En règle générale, les intégrateurs sont activés une fois que l'événement est validé (mode dit synchrone). Vu le très grand nombre de modules de détection et leurs différentes caractéristiques, il aurait fallu beaucoup de lignes de retard, afin "d'interroger" tous les détecteurs et de laisser au moins les quelques centaines de nanosecondes nécessaire à la prise de décision. Le mode asynchrone, lui, permet en parallèle, l'intégration des signaux analogiques et l'analyse du déclenchement (trigger).

Une fois les intégrateurs déclenchés, les codeurs attendent un signal de validation. Si celui-ci n'arrive pas à temps alors les intégrateurs sont remis à zéro. Ainsi les voies sont indépendantes les une des autres et cela permet de limiter le temps mort.

I.4 Identification

Dans ce paragraphe nous allons décrire brièvement la façon dont sont identifiées les particules qui traversent nos différents étages de détection.
L'identification se déroule selon deux procédés. Le premier est basé sur la méthode ΔE-E et le second sur l'analyse en forme des signaux fournis par les scintillateurs CsI et phoswichs.

I.4.1 La méthode ΔE-E

Cette méthode est fondée sur la mesure de la perte d'énergie d'une particule chargée qui traverse un milieu. Cette perte est décrite par la formule de Bethe I.1, qui relie la perte d'énergie par unité de longueur à l'énergie de la particule incidente, caractérisée par sa masse A et sa charge Z.

$$(\frac{dE}{dx}) \propto C \times \frac{AZ^2}{E_{\text{incidente}}} \tag{I.1}$$

La valeur C reflète le type de matériau traversé (densité, numéro atomique, potentiel d'ionisation ...)
Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, les couronnes d'INDRA sont composées de télescopes, qui sont formés par différents étages de détection. Un exemple type, entre 3° et 45°, est la superposition d'une chambre d'ionisation, d'un silicium($300\mu m$) et d'un scintillateur à iodure de césium. Dans ce cas, nous avons alors deux couples de valeurs ΔE-$E_{\text{résiduelle}}$, à savoir ΔE_{Chio}-E_{Si}, ΔE_{Si}-E_{CsI}, selon que la particule s'arrête dans le Si ou le CsI.

La mesure de la perte ΔE dans un étage, en fonction de l'énergie résiduelle $E_{\text{résiduelle}}$ ($E_{\text{résiduelle}}$=$E_{\text{incidente}}$-ΔE) dans le suivant, nous renseigne sur la valeur du produit AZ^2. Cela se traduit, sur les cartes bidimentionelles représentant les valeurs ΔE en fonction de $E_{\text{résiduelle}}$, par l'apparition de ce que nous appelons des lignes de Z (figure I.9).

Chaque ligne de Z correspondant à un élément donné avec des énergies différentes. Il suffit ensuite de repérer ces lignes et de les ajuster par des fonctionnelles adéquates (voir [Le Fèvre97]), qui nous fourniront, pour un couple de valeurs énergie résiduelle-perte ΔE, le type de la particule.

De plus, il faut se rappeler que les signaux, provenant des Chio et des siliciums, sont codés sur deux valeurs de gain (petit et grand), ce qui augmente les possibilités de représentation et donc de résolution selon les énergies.

I.4.2 Analyse en forme des signaux

Une autre méthode d'identification est fournie par les scintillateurs (les phoswichs et les cristaux de iodure de césium). Nous avons vu que les signaux, délivrés par les photomultiplicateurs, sont intégrés selon deux portes en temps (une "rapide" et une "lente" pour les CsI et une "rapide et une "totale" pour les phoswichs).

Les scintillateurs plastiques, NE102 et NE115, émettent un rayonnement lumineux qui

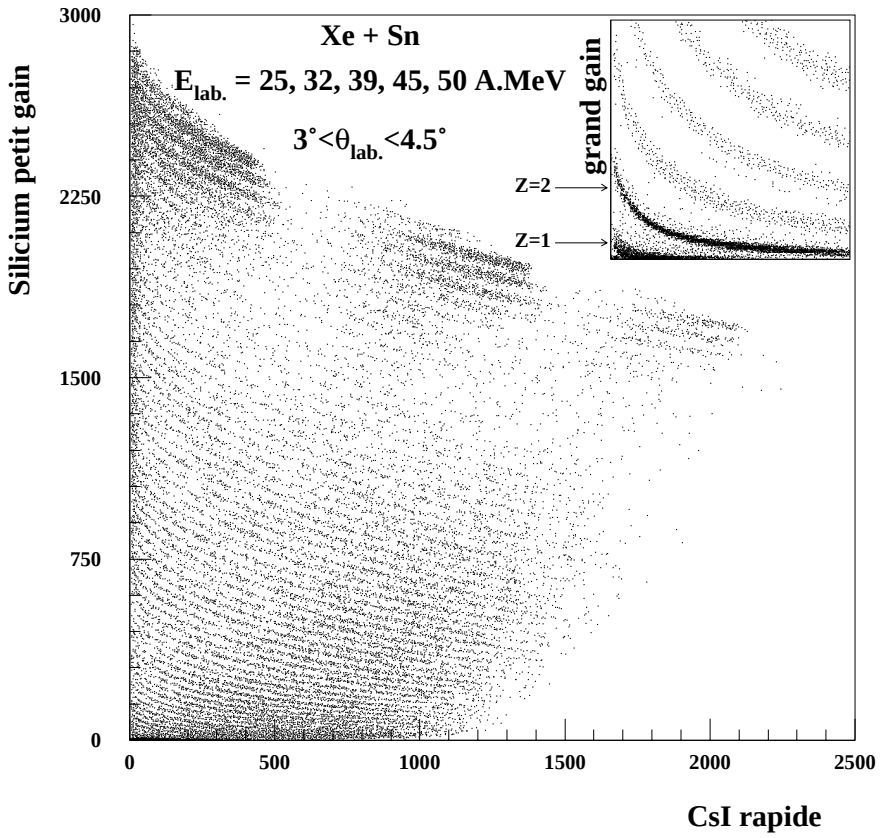


Figure I.9: *Matrices d'identification Si-CsI pour la couronne 2 d'INDRA. Ces cartes ont été obtenues avec le système Xe + Sn à toutes les énergies de 25 à 50 A.MeV. Les deux gains du silicium permettent une résolution différente pour les petits Z (en haut à droite) et les grands Z. Cette figure provient de la thèse d'Arnaud Le Fèvre [*LE FÈVRE*97].*

est transformé en signal électrique par les photomultiplicateurs. L'intensité lumineuse s'exprime de la façon suivante:

$$I = I_0 \times e^{\frac{-t}{\tau}} \tag{I.2}$$

I_0 dépend de l'énergie de la particule mais aussi de son type (A, Z), alors que τ, temps de retour à l'équilibre des niveaux excités, est caractéristique du scintillateur. Pour les phoswichs, la première porte d'intégration du signal est "rapide" et correspond à la mesure d'un signal ΔE dans le NE102, la seconde "totale" à l'énergie E.

Les cristaux à iodure de césium (CsI), dopés au thalium, fonctionnent de manières différentes. Ils ont la caractéristique d'émettre de la lumière selon deux constantes de temps très différentes, une très rapide τ_r et une plus lente τ_l qui sont fonction à la fois du type de la particule (A,Z) et de son énergie. L'intensité lumineuse s'exprime alors de la façon suivante:

$$I = I_r.e^{\frac{-t}{\tau_r}} + I_l.e^{\frac{-t}{\tau_l}} \tag{I.3}$$

L'intégration des signaux en provenance des CsI, selon deux portes en temps, une "rapide" et une "lente", décalées de 1.6 μs, enregistre les valeurs de I_r et de I_l. La représentation de ces deux grandeurs, l'une en fonction de l'autre, nous permet également de discriminer en charge et en masse (figure I.10). Nous reviendrons plus en détails sur l'identification et la calibration des CsI dans le chapitre suivant.

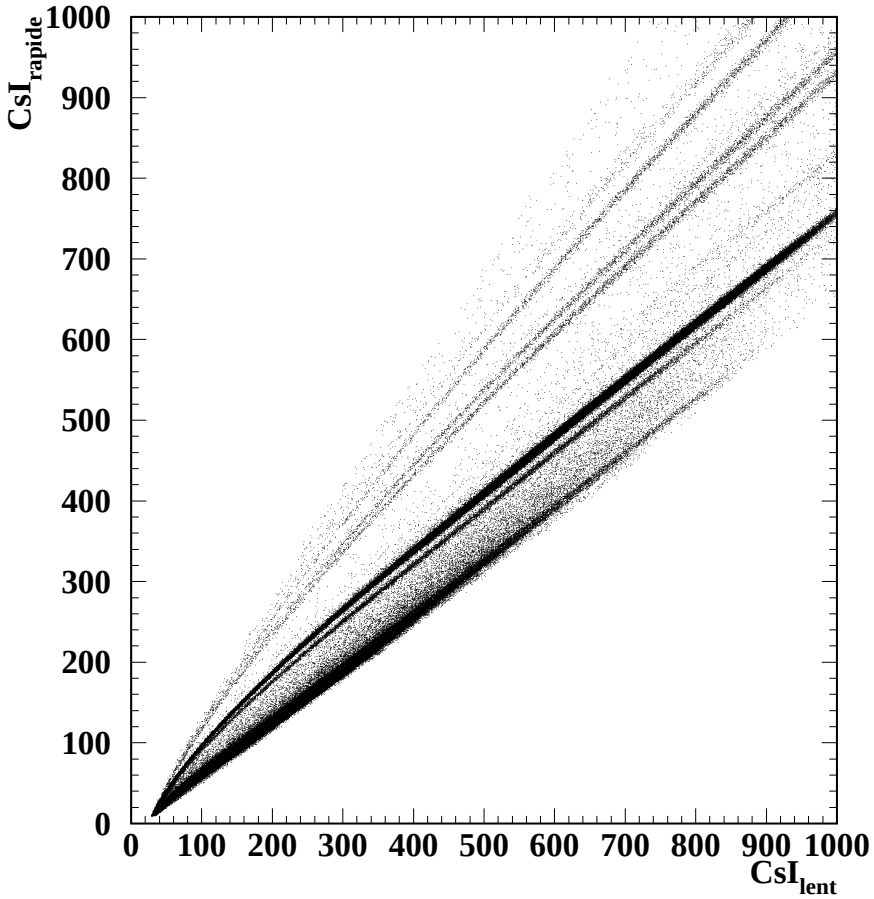


Figure I.10: *Matrice d'identification CsI_{rapide} en fonction du signal CsI_{lent} pour le module 23 de la couronne 2 (système Ar + Ni à 95 A.MeV). Nous pouvons distinguer les lignes isotopiques pour les Z=1, 2, 3, 4.*

Enfin, il est à noter que pour améliorer la séparation isotopique des particules et frag-

ments légers, jusqu'au béryllium, une nouvelle matrice a été mise au point, qui associe le signal CsI rapide avec k fois le signal silicium grand gain en fonction du CsI lent ([BENLLIURE96] et voir figure I.11).

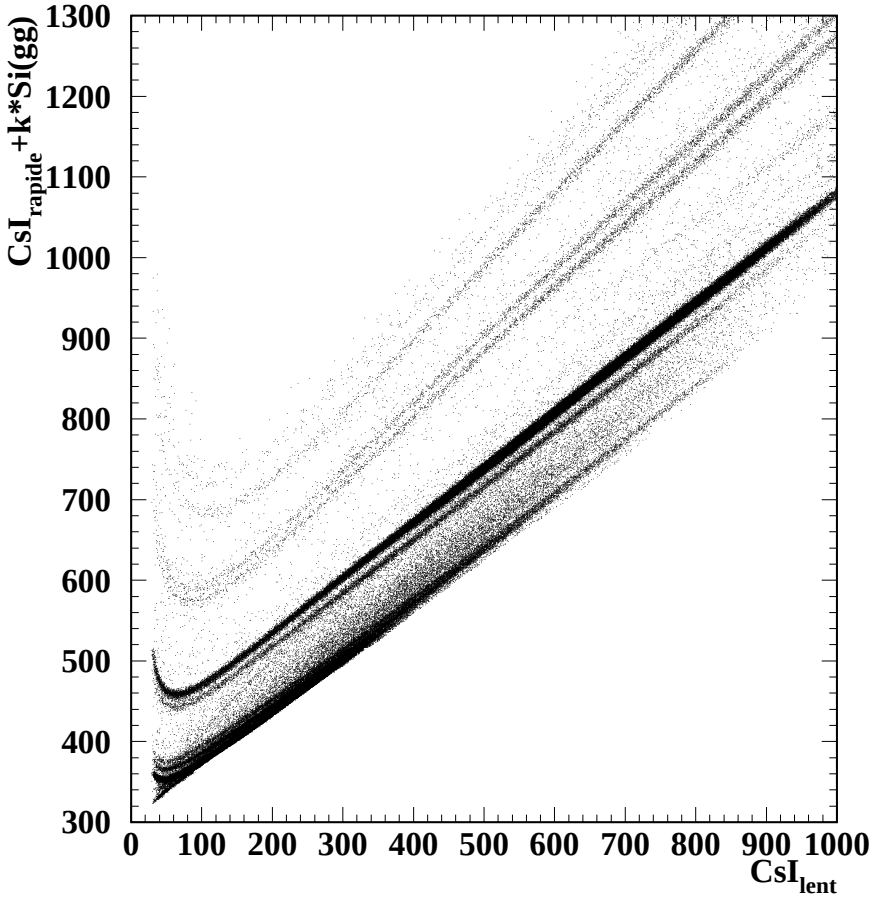


Figure I.11: *Matrice d'identification CsI_{rapide} plus k fois le signal Silicium grand gain en fonction du signal CsI_{lent} pour le module 23 de la couronne 2 (système Ar +Ni à 95 A.MeV). Cette matrice permet d'améliorer la distinction des lignes isotopiques pour les Z=1, 2, 3, 4.*

I.5 Calibration en énergie

La calibration des détecteurs d'INDRA fait appel à des méthodes différentes, étant donné leur diversité, mais aussi la grande dynamique en énergie. Il est également important d'avoir une bonne cohérence sur l'étalonnage des différents étages des télescopes, car au final, l'énergie des particules sera la somme de toutes les pertes dans les matériaux

qu'elles auront traversés.

Nous n'exposerons pas dans ce paragraphe la procédure concernant les chambres d'ionisation et les CsI des couronnes arrières qui feront l'objet d'un chapitre spécifique.

Les phoswichs

Les scintillateurs plastiques, NE102 et NE115, qui constituent la première couronne d'INDRA, entre 2° et 3°, délivrent des signaux qui sont fonction de l'énergie et du type de l'ion qui les traverse. Nous avons donc besoin, pour les calibrer, de fragments de taille et surtout d'énergie connues. Des mesures spéciales sont effectuées avec des particules légères bien déterminées obtenues en envoyant un faisceau primaire d'^{16}O sur une cible de carbone, placée en amont d'INDRA. La cassure des noyaux d'oxygène produit diverses particules, sélectionnées par le spectromètre alpha du GANIL puis envoyées dans INDRA. En effet, la relation liant leur vitesse ϑ (donc leur énergie E) à la rigidité magnétique B.ρ est fonction de la masse A et de la charge Z.e de la particule.

$$Z.e \times \vartheta \times B = \frac{A.\vartheta^2}{\rho} \quad \text{Soit} \quad B.\rho = \frac{A.\vartheta}{Z.e} \tag{I.4}$$

Ou encore, en fonction de l'énergie :

$$B^2.\rho^2 = \frac{2A.E}{(Z.e)^2} \tag{I.5}$$

Donc, pour une valeur de B.ρ fixée, les particules sortent du spectromètre avec une énergie bien définie fonction de leur type (A,Z). Cela se manifeste par la présence de pics, sur les spectres en canaux bruts, qu'il est facile de repérer. Différentes valeurs de rigidité magnétique, B.ρ, nous donnent une gamme complète de valeurs, pour toutes les particules, par exemple pour les protons, de 15 à 250 MeV.

Les siliciums

Contrairement aux phoswichs, les signaux délivrés par les semi-conducteurs, comme le Si, sont, en principe, uniquement fonction de l'énergie et non pas de l'énergie et du type (A, Z), il n'est donc pas besoin d'avoir une grande variété de particules légères. Toutefois, à cause du défaut d'ionisation des particules massives, une correction est apportée [TABACARU+99].

La calibration en énergie, pour les fragments, est obtenue par des réactions de diffusion élastiques et quasi-élastiques de faisceaux primaires d'ions lourds, peu énergétiques, sur une cible lourde, située dans la chambre à réaction du détecteur. Le domaine angulaire permet ainsi de recouvrir les couronnes avant, au moins jusqu'à la numéro 9 (45°). Un programme de simulation permet de suivre les pertes d'énergie dans les différents étages en fonction de l'angle désiré et donc d'associer aux pics en canaux une valeur en MeV. Pour la partie basse énergie nous disposons de sources de thoron (^{212}Bi/^{212}Po), qui émettent des

particules alphas à deux énergies différentes, 6.062 MeV et 8.785 MeV, ce qui donne des points de calibration pour les particules légères. Les siliciums assurent le deuxième étage de détection des télescopes d'INDRA, aussi une mesure avec et sans gaz dans le premier étage, les Chios, double les points de calibration.

Toutefois, elle ne se fait pas directement de canaux en MeV. Pour tenir compte des éventuelles non linéarité de chaine électronique, nous utilisons des générateurs d'impulsion de précision, qui nous donnent, sur toute la gamme de codage, la correspondance canal-volt. Il convient ensuite de convertir les volts en MeV à partir des alphas du thoron et des pics de diffusion élastiques. Nous reviendrons plus en détails sur cette procédure, qui est identique pour les Chios, dans le chapitre suivant.

Les cristaux de CsI des couronnes 2 à 9

Nous distinguons ici les cristaux de iodure de césium qui équipent les couronnes avant (3° et 45 ^{o}), de ceux des couronnes arrières (45° à 176°), car ils ne sont pas calibrés de la même manière (voir chapitre II). Les CsI des angles avant sont étalonnés à partir des siliciums, détecteurs semi conducteur, qui offrent la meilleure précision de mesure. A partir de la perte d'énergie laissée par la particule qui a traversé le Si, nous déduisons, grâce à un programme de simulation, l'énergie résiduelle qu'elle a déposée dans le CsI en s'y arrêtant.

I.6 Bilan Identification-Calibration sur Xe + Sn

I.6.1 Code "qualité" sur les particules détectées

Après la phase d'identification-calibration, que nous venons de décrire, chaque particule et fragment, d'un événement, se voit attribuer un code de confiance, qui rend compte de la façon dont s'est passée sa détermination. Ce code "qualité" est représenté de plusieurs manières, par différentes valeurs.

La première, que nous appellons tout simplement code d'étalonnage, nous indique dans quel étage, d'un module de détection, s'est passée la calibration de la particule. (une partie des gammas et des neutrons produits dans les réactions sont observés par INDRA sur les cartes ΔE-E, mais leur calibration reste fragmentaire. Ainsi, par la suite, le terme particule s'entend pour particule chargée.) Sa valeur s'échelonne de 1 à 15 selon la nomenclature suivante:

- Code = 0 : Gamma.
- Code = 1 : Neutron pour couronne 2 à 9.
- Code = 2 : Particule identifiée dans CsI ou Phoswich.
- Code = 3 : Particule identifiée dans Si(300μm)-CsI ou Si(75μm)- Si(Li) ou Si(Li)-CsI.

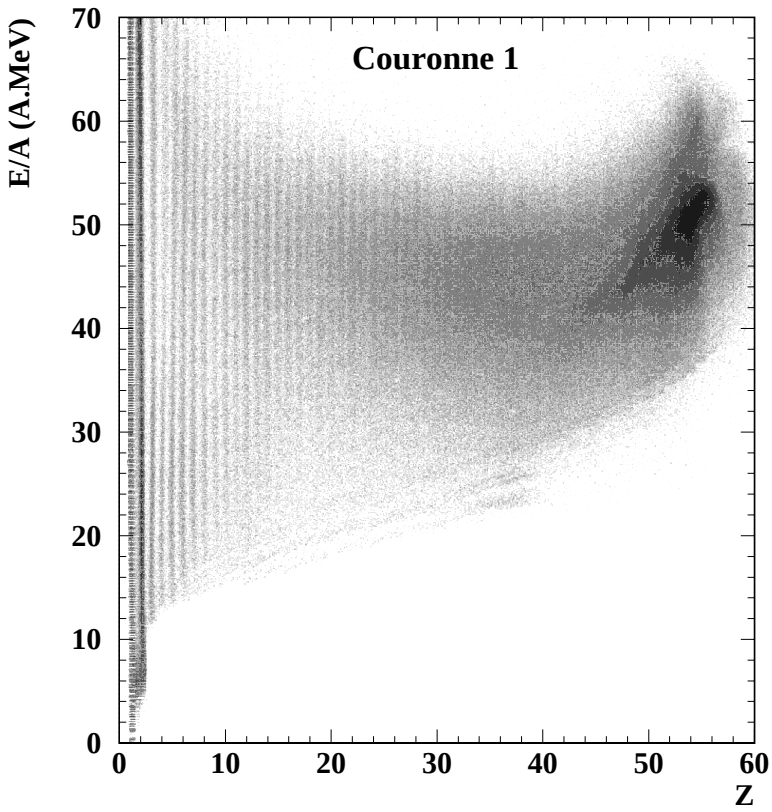


Figure I.12: *Pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, carte énergie par nucléon en fonction de la charge Z et de sa dispersion, codes 2 à 4 couronne 1.*

- Code = 4 : Particule identifiée dans Chio-Si ou Chio-CsI.
- Code = 5 : Particule mal identifiée ou arrêtée dans la Chio, on identifie avec un Z minimum, [FRANKLAND98] figure 4-1 page 43.
- Code = 6, 7, 8 : Particule créé par la reconstruction des trajectoires dans les différents étages des modules de détection (ex: un signal Chio avec deux signaux CsI)
- Code = 10 à 15 : Mauvaise identification.

Ce que nous considérons donc comme les "bonnes" valeurs de calibration-détection, sont les codes 2, 3 et 4. Ce sont eux que nous allons utiliser par la suite.

De plus, la charge Z et la masse A, de chaque produit de la réaction, sont codées de façons à ce que les valeurs entières donnent les numéros atomiques et isotopiques des noyaux tels que nous allons les utiliser, dans les analyses expérimentales et la partie décimale l'écart de la position de la particule par rapport aux deux lignes de crête qui l'entourent. La partie décimale mesure donc la dispersion par rapport à ces lignes.

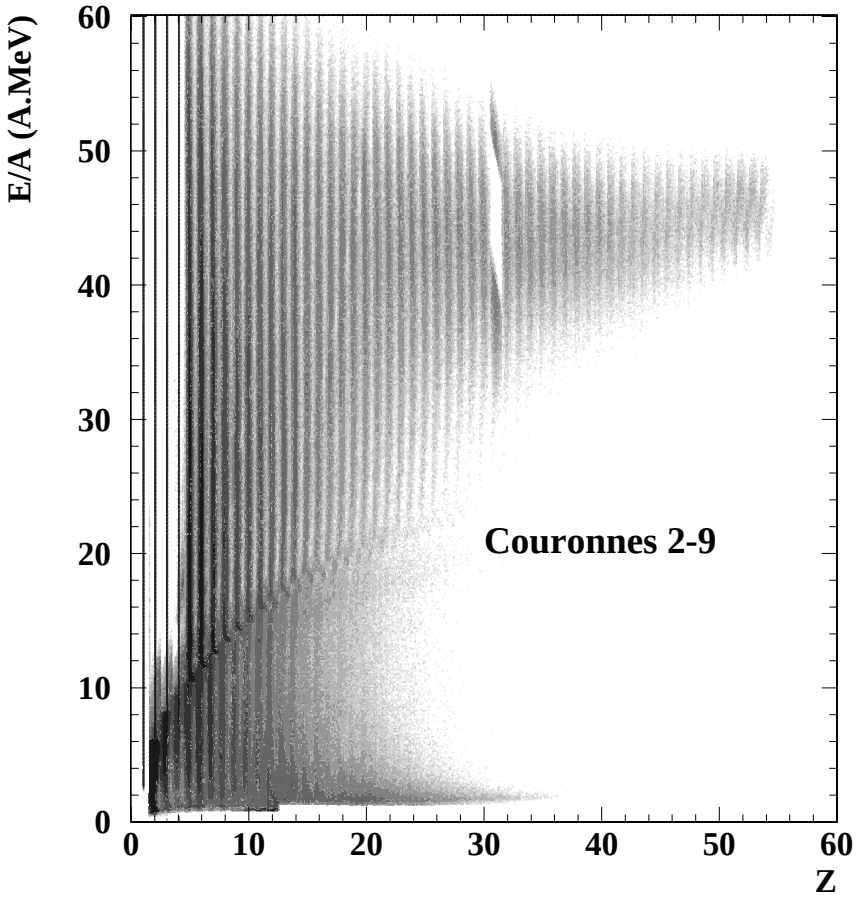


Figure I.13: *Pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, carte énergie par nucléon en fonction de la charge Z et de sa dispersion, codes 2 à 4, couronnes 2 à 9.*

Enfin, pour les particules et fragments légers Z≤4, quand la séparation isotopique n'est plus possible (non visible sur les lignes d'identification, voir figure I.11), la masse est alors estimée par une formule de masse, qui décrit la vallée de stabilité des noyaux, à partir de sa charge (isotope naturel le plus probable).

Les figures I.12, I.13, I.14 nous montrent l'énergie par nucléon pour chaque Z (code 2, 3 ou 4) et sa dispersion, pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, qui nous intéresse dans ce mémoire de thèse. Sur ces figures, nous avons regroupé les couronnes ayant des modules de détection identiques. La couronne 1, figure I.12, composée de Phoswichs, les couronnes 2 à 9 (Chio-Si-CsI), figure I.13 et enfin les couronnes 10 à 17 (Chio-CsI), figure I.14. Sur ces spectres, les lignes fines, pour les petits Z, inférieurs à quatre, indiquent la véritable séparation isotopique (tous les points sont sur une même ligne de crête). Nous voyons que celle-ci est très bonne, pour les Z≤4, au dessus de ≃8 A.MeV. Elle est obtenue, entre autre,

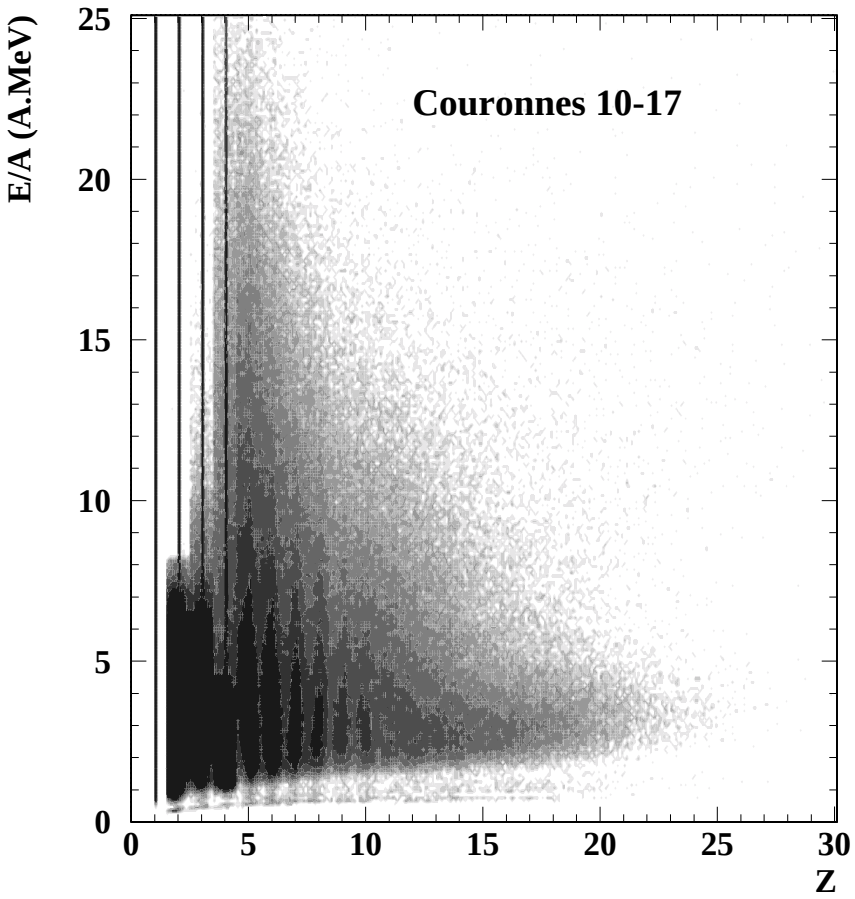


Figure I.14: *Pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, carte énergie par nucléon en fonction de la charge Z et de sa dispersion, codes 2 à 4, couronnes 10 à 17.*

par les cartes CsI_{rapide}+k×$Si_{grand\,gain}$, voir figure I.11. La séparation isotopique (p, d, t, ^{3}He, ^{4}He ...) est détaillée en annexe C. A basse énergie la séparation est plus difficile et la dispersion, par rapport aux lignes de crête apparaît.

Sur la figure I.12, nous visualisons très nettement le xénon, Z=54, avec une énergie par nucléon de ≃50 A.MeV. Pour les couronnes 2 à 9, au delà de la diffusion Rutherford, nous observons également le noyau initial de Xe qui a été ralenti et défléchi. Sur cette carte, le "trou", pour les Z=31, provient d'un problème de cohérence entre un premier calcul théorique de perte d'énergie [NALPAS97], qui avait été fait jusqu'au Ni, Z=28, et un deuxième, pour les fragments plus lourds. Nous pouvons également apercevoir un décrochement, entre ≃8 et 20 A.MeV, qui matérialise le passage entre le silicium et le CsI. Nous pouvons voir que, si les lignes de Z sont clairement espacées à haute énergie, jusqu'à Z=54, en revanche la séparation est plus délicate en dessous de ≃20 A.MeV, au delà de Z=14. Enfin, pour les couronnes 10 à 17, I.14, apparaissent clairement les lignes Z=1, 2, 3, et 4 (venant des

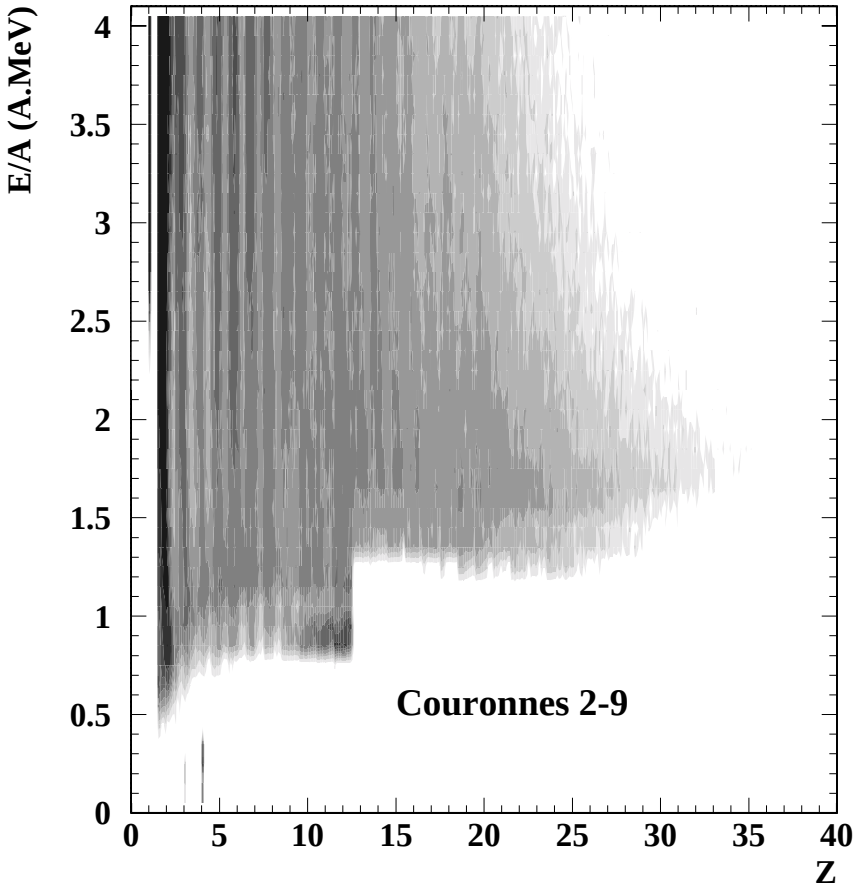


Figure I.15: *Pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, carte énergie par nucléon en fonction de la charge Z et de sa dispersion, codes 2 à 4, couronnes 2 à 9, montrant les seuils d'identification pour les fragments (zoom du bas de la figure I.13).*

cartes CsI_{rapide}-CsI_{lent}), alors que, pour les fragments plus lourds, l'absence de statistique et la difficulté de séparation des lignes de Z se fait sentir, du fait de l'absence de silicium.

I.6.2 Seuils en énergie d'identification par fragment

Les figures I.15 et I.16 sont simplement un grossissement des figures I.13 et I.14, pour permettre de visualiser les seuils d'identification des fragments en A.MeV. INDRA a spécialement été étudié pour minimiser ces seuils qui, nous pouvons le constater, augmentent avec la taille des noyaux, mais restent globalement assez faibles de l'ordre de 0.7 à 1.3 A.MeV pour les couronnes avant. Nous observons toutefois quelques irrégularités pour le passage au Z>12, sur la figure I.15, pour les couronnes 2 à 9. Ces irrégularités sont dues à la prise en compte des défauts d'ionisation dans les détecteurs siliciums. Sur les couronnes arrières, figure I.16, les seuils augmentent, de 0.8 à 1.8 A.MeV. Les choix de pression de

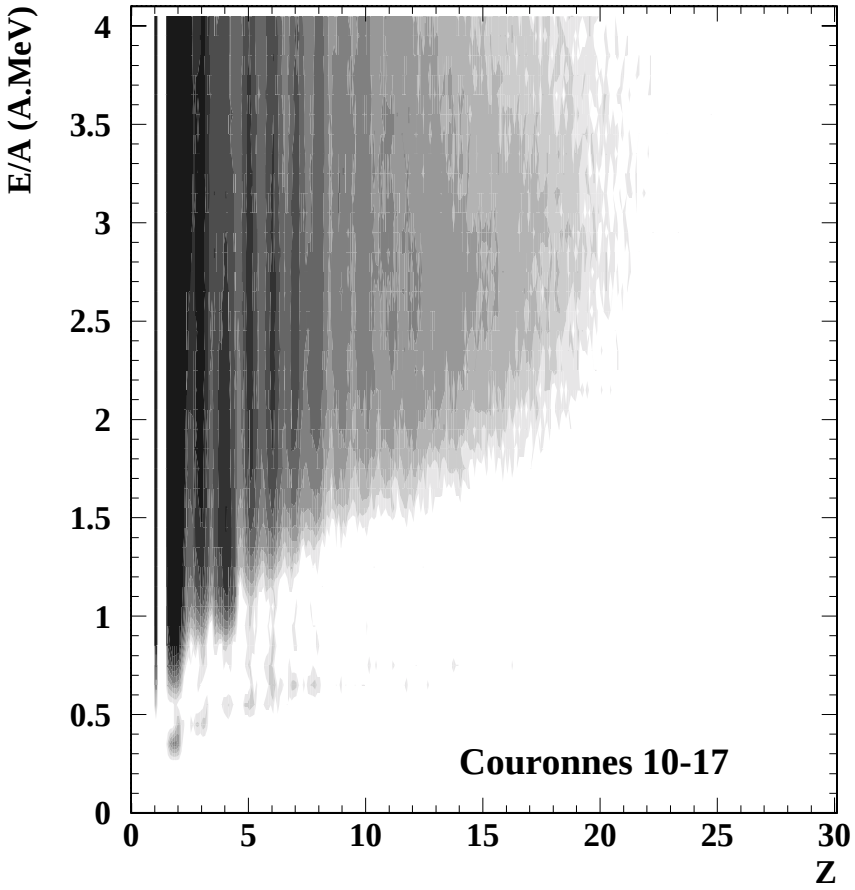


Figure I.16: *Pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, carte énergie par nucléon en fonction de la charge et de sa dispersion, codes 2 à 4, couronnes 10 à 17, montrant les seuils d'identification pour les fragments (zoom du bas de la figure I.14).*

gaz dans les chambres arrières d'INDRA (couronne 10-17 avec 20 mbar de C_3F_8) et les chambres avant couronnes 2-9 avec 30 mbar de C_3F_8) font que les seuils d'identification sont relativement constants sur l'ensemble du détecteur.

I.6.3 Séparation isotopique

Dans ce travail, nous allons beaucoup utiliser les particules légères, notamment pour faire des rapports de particules en fonction de l'énergie. Mais avant cela, nous devons faire des sélections et des coupures sur les événements expérimentaux, et vérifier que ceux-ci sont bien calibrés-identifiés, en tout cas, au-moins dans les régions de l'espace que nous utilisons. Nous allons décrire ces sélections au chapitre 3 et nous reviendrons, en annexe C, plus précisemment sur la véritable séparation isotopique, par couronne, dans INDRA.

I.6.4 Conclusions

Le cahier des charges d'INDRA était très ambitieux, détection et identification de particules et fragments chargés sur une très large gamme, à la fois en énergie, de quelque MeV à plusieurs GeV, mais aussi en charge, des protons aux noyaux lourds de $Z \simeq 50$, voir au delà pour les réactions impliquant des projectiles encore plus lourds Gd, Au, U... De plus sa granularité devait être très élevée pour permettre d'éviter les multiples comptages et apporter le plus d'information possible sur la multifragmentation des noyaux chauds, qui peut atteindre des multiplicités très grandes.

Nous pouvons dire que ce multidétecteur remplit de façon très satisfaisante les objectifs qui lui étaient alloués. Certe, certaines incertitudes demeurent notamment pour l'identification en charge sur toute la gamme d'énergie et le domaine angulaire, ainsi que celle de la masse des $Z \leq 4$, mais globalement les renseignements fournis sont de qualité et apportent un plus par rapport aux détecteurs de la génération précédente.

Chapitre II

Procédures d'étalonnage

Dans ce chapitre sont présentés les étalonnages des chambres d'ionisation et des CsI des couronnes arrières. L'aperçu détaillé, sur les procédures utilisées, constitue la partie expérimentale de ce mémoire. Le premier paragraphe est relatif à la deuxième campagne de mesure d'INDRA au GANIL, le second paragraphe décrit la re-calibration de CsI arrières utilisés durant la première campagne de mesure d'INDRA au GANIL.

II.1 Calibration des chambres d'ionisation (2ème campagne)

II.1.1 Caractéristiques et fonctionnement

Les chambres d'ionisation (Chio) représentent le premier étage de détection d'INDRA, elles couvrent l'ensemble des couronnes (sauf la première). Le gaz C_3F_8 utilisé est un gaz de grande masse molaire qui garantit un grand pouvoir d'arrêt et par conséquent permet l'utilisation de faibles pressions, nécessaires pour avoir des seuils de détection les plus bas possible, notamment pour les fragments lourds. De plus, en raison de la dynamique des collisions d'ions lourds, deux pressions sont utilisées selon l'angle de détection. Pour la deuxième campagne INDRA, les couronnes avant (2 à 7), entre 3 et 27 degrés, fonctionnaient sous une pression de 50 mbar, contre 30 mbar à l'arrière (couronne 8 à 17), entre 27 et 176 degrés. En effet, une pression plus élevée augmente les seuils mais permet une meilleure résolution en charge, notamment dans ce domaine où les énergies sont plus importantes. A l'arrière, une pression plus basse autorise la détection de fragments plus lourds et plus lents.

Le principe de fonctionnement est le suivant: une particule chargée interagit avec les électrons du cortège atomique des molécules du gaz traversé et est ainsi freinée. Chaque interaction entraine soit une ionisation, qui libérera des électrons, soit une excitation. La collection des charges produites est assurée en appliquant un champ électrique, longitudinal dans le cas d'INDRA.

L'énergie dépensée sous forme d'ionisation est proportionnelle à l'énergie perdue par la particule qui traverse le milieu et ce quels que soient son type ou son énergie. Par conséquent, le signal recueilli à la sortie du détecteur est uniquement proportionnel à l'énergie de l'ion incident. La calibration des chambres d'ionisation consiste donc à trouver la conversion canal-énergie.

II.1.2 Sources d'étalonnage

La procédure de calibration des Chio pour la deuxième campagne est la même que celle utilisée pour la première et qui est détaillée dans [NALPAS97]. Pour calibrer en énergie les chambres d'ionisation nous avons besoin de points de référence sur une gamme la plus large possible, (de quelques MeV à une centaine de MeV), pour couvrir l'éventail de détection d'INDRA. Nous disposions pour la partie basse énergie d'une source de thoron (^{212}Bi/^{212}Po) émettrice de particules alpha à deux énergies différentes, 6.062 MeV et 8.785 MeV. Voir tableau II.1.

Energie α	Couronne	Pression (mbars)	ΔE Myl1	ΔE gaz	ΔE Myl2	$E_{résiduelle}$
6.062	2-17	P=0	0.263	0	0.272	5.527
8.785	2-17	P=0	0.198	0	0.202	8.385
6.062	8-17	P=30	0.263	0.766	0.302	4.732
8.785	8-17	P=30	0.198	0.567	0.213	7.807
6.062	2-7	P=50	0.263	1.323	0.329	4.147
8.785	2-7	P=50	0.198	0.961	0.221	7.405

TAB. II.1 - *Energies en MeV des particules alphas délivrées par une source de thoron après traversée des feuilles de mylar seules (P=0 mbars), ou avec du gaz dans les chambres d'ionisation à différentes pressions.*

En ce qui concerne le reste de la plage en énergie nous disposions de deux faisceaux délivrés par le GANIL (un faisceau de $^{58}_{28}$Ni à 9.73 MeV/u et un faisceau de $^{181}_{73}$Ta à 6.02 MeV/u), diffusant sur une cible d' $^{197}_{79}$Au de 0.1 mg/cm^2. La diffusion élastique de ces ions, à différents angles, fournit des points de calibration pour les couronnes avant. En effet, dans le cas du faisceau de $^{58}_{28}$Ni, l'angle d'effleurement, pour le projectile, est de 35 degrés ce qui permet de toucher les couronnes 2 à 8, et de 69 degrés pour la cible ce qui correspond à la couronne 11. Pour le faisceau de $^{181}_{73}$Ta, l'angle d'effleurement du projectile est de 66 degrés, ce qui fait que l'on "arrose" les couronnes 2 à 11, et de 28 degrés pour la cible ce qui recouvre les couronnes arrières, à partir de la numéro 7. En fait, il s'est avèré que les points d'étalonnage, concernant la diffusion élastique de la cible, ne furent réellement utilisables que pour la réaction Ta + Au, à 6.02 MeV/u, sur les couronnes 7 à 9.

Les énergies moyennes des ions défléchis sont calculées, pour chaque couronne, par un programme de diffusion élastique, qui tient compte de l'énergie laissée dans la cible

d' $^{197}_{79}$Au, des pertes dans les différents étages de détection, qui constituent INDRA, ainsi que de sa géométrie (couverture angulaire). Pour cela, nous considérons que la diffusion à lieu au milieu de la cible d'or et nous négligeons les interactions multiples dans celle-ci. Les énergies et angles moyens sont calculés en intégrant sur le domaine angulaire de chaque couronne (θ_{min} et θ_{max}) et en pondérant par la section efficace de Rutherford : voir [NALPAS97]. Un exemple est donné sur le tableau II.2.

Couronne	$E_{incidente}$(MeV)	ΔE_{cible}	ΔE Myl1	ΔE gaz	ΔE Myl2	$E_{résiduelle}$
2 (P=50 mbars)	1084.67	1.97	44.93	170.90	46.19	819.69
3 (P=50 mbars)	1078.40	1.97	44.96	171.04	46.21	814.21
4 (P=50 mbars)	1066.90	1.98	45.04	171.36	46.27	802.26
5 (P=50 mbars)	1046.33	2.00	45.17	171.91	46.36	780.89
6 (P=50 mbars)	1006.38	2.03	45.42	172.98	46.52	739.43
7 (P=50 mbars)	934.11	2.10	45.84	174.84	46.73	664.60
8 (P=30 mbars)	829.06	2.21	46.36	105.94	46.78	627.77
9 (P=30 mbars)	684.09	2.40	46.77	107.60	46.46	480.85

TAB. II.2 - *Pertes d'énergie moyenne (en MeV) des ions projectiles $^{181}_{73}$Ta qui traversent les différents étages du multidétecteur INDRA, après diffusion élastique sur une cible d' $^{197}_{79}$Au, en fonction de la couronne où ils sont détectés (faisceau de $^{181}_{73}$Ta à 6.02 MeV/u).*

Pour tenir compte d'un éventuel effet de non linéarité, signal(canaux)-énergie(MeV) et pour vérifier la stabilité de la chaine électronique, un générateur d'impulsion a été ajouté à l'entrée de chaque préamplificateur. Celui-ci délivre des impulsions en volts, qui sont connues, et que l'on enregistre ensuite, ce qui permet d'avoir la correspondance volt-canal sur toute la gamme de la chaine de codage. Elle s'exprime de la façon suivante :

$$V(volts) = A_0 + A_1 \times canal + A_2 \times (canal)^2 \tag{II.1}$$

Pour chaque module, de chaque couronne, nous connaissons ces coefficients A_i. Leur détermination a fait l'objet du travail expérimental de la thèse de Philippe Buchet [BUCHET99]. La calibration des chambres d'ionisation consiste donc à chercher le paramètre C qui convertit les volts en MeV.

$$E(MeV) = C \times V(volts) \tag{II.2}$$

II.1.3 Méthode

Nous procédons de la façon suivante. Nous repérons les pics correspondant aux différents points d'étalonnage (pics alphas des sources thorons, pics de diffusion élastique), voir figure II.1. Ces pics sont ensuite ajustés par des gaussiennes, dont le centroïde fournit la valeur en canal. Nous convertissons ensuite les valeurs des signaux bruts (en canaux) en volts grâce à la formule II.1. Ceci est illustré sur la figure II.1, où, pour le module 1 de la couronne 8, nous avons représenté les deux alphas de la source thoron (qui se fondent en

un seul point sur l'échelle choisie), le quasi projectile de Ni (diffusion élastique Ni + Au à 9.73 A.MeV) et le quasi projectile de Ta avec la quasi cible d'Au (diffusion élastique Ta + Au à 6.73 A.MeV).

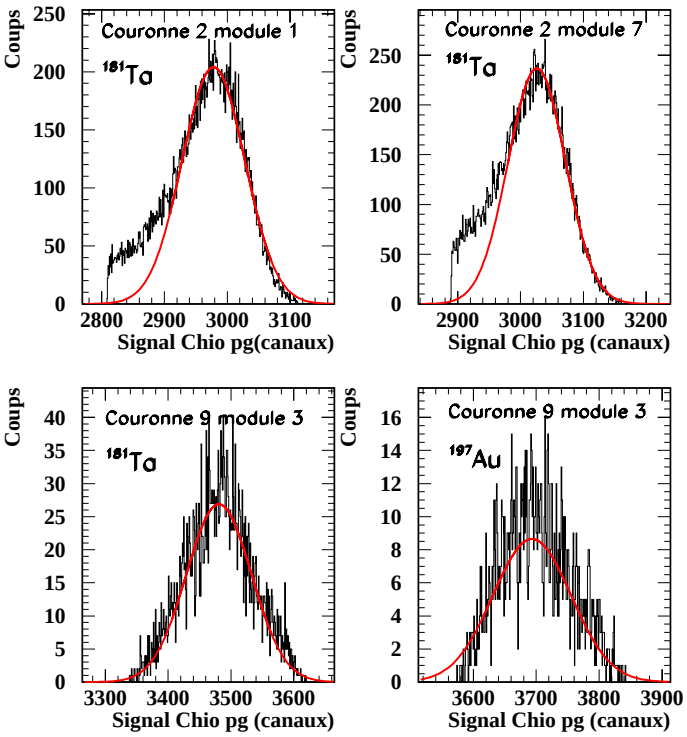


Figure II.1: *Signaux des pics de diffusion élastique observés sur les chambres d'ionisation d'INDRA, en petit gain, après la réaction* $^{181}_{73}Ta$ + $^{197}_{79}Au$ *à 6.02 MeV/u. Les deux figures du haut montrent des projectiles de* $^{181}_{73}Ta$ *diffusés dans la couronne 2. La figure du bas à gauche montre le projectile de* $^{181}_{73}Ta$ *et celle de droite la cible d'* $^{197}_{79}Au$ *diffusée dans la couronne 9. Les gaussiennes sont les résultats du fit pour extraire la valeur du canal correspondant à la valeur moyenne de l'energie déposée dans la Chio.*

Nous disposons ainsi, suivant les couronnes, de quatre à cinq points de référence dont les énergies sont connues. La formule II.2 permet ensuite de déterminer le coefficient C qui régit le passage des volts en MeV. Un exemple est donné sur la figure II.3, toujours pour le module 1 de la couronne 8.

Pour les couronnes arrières, malheureusement, les faisceaux de diffusion élastique ne fournissent pas de points d'étalonnage en raison des seuils et des angles d'éffleurement trop petits. Par conséquent, seules les sources thorons permettent une conversion volt-énergie pour les couronnes 10-17. De plus, dans cette partie du détecteur des problèmes de contact électrique sur les faces de mylar, qui servent de cathode et d'anode, ont rendus la calibra-

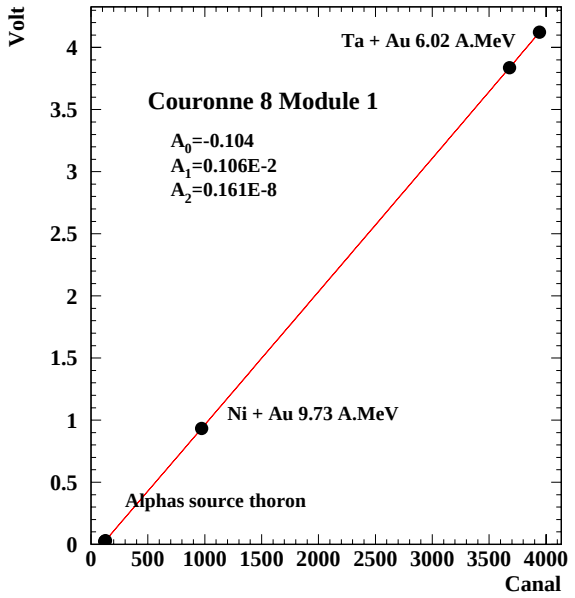


Figure II.2: *Correspondance canal-volt pour les points de calibration, deuxième campagne, de la chambre d'ionisation de la couronne 8 et du module 1.*

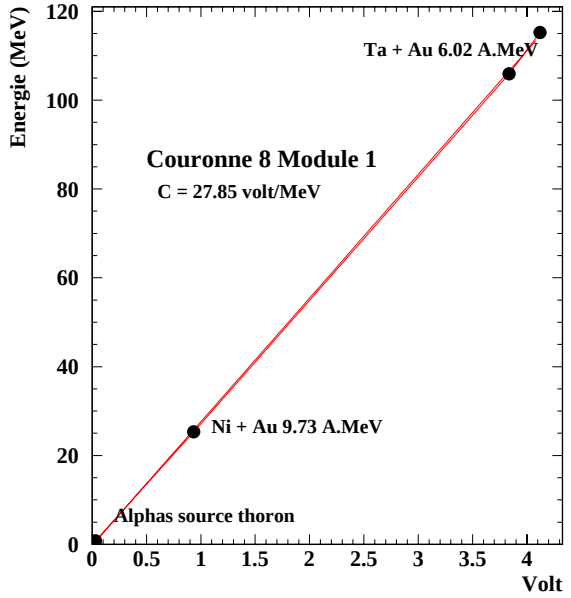


Figure II.3: *Correspondance volt-énergie (MeV) pour les points de calibration, deuxième campagne, de la chambre d'ionisation de la couronne 8 et du module 1.*

tion délicate (effondrement de gain au cours du temps, double mode de fonctionnement etc...).

Tous les coefficients de calibration sont regroupés sur les tableaux des figures II.4 et II.5, pour chaque Chio (rappelons qu'une Chio recouvre plusieurs modules et en général deux couronnes, voir chapitre I).

II.2 Nouvelle méthode identification-calibration pour les CsI des couronnes 10-17 (1ère campagne)

La calibration en énergie des CsI des couronnes 2 à 9 est basée sur le signal issu du silicium. Pour les couronnes 10 à 17, qui ne possédent pas de silicium, une autre méthode a été développée [RIVET+96b].

II.2.1 Rappel concernant la méthode précédente

Cette méthode est exposée notamment dans la référence [GENOUIN-DUHAMEL99]. Elle repose sur la détermination de l'énergie déposée dans le cristal de iodure de césium à partir de la quantité de lumière totale émise par le passage d'un ion dans ce scintillateur. Cette

Couronne	Module	A_2(volts/canal^2)	A_1(volts/canal)	A_0(volts)	C(volts/MeV)
2	1	-0.253017E-08	0.219537E-02	-0.260860E+00	27.217490
2	3	0.233457E-10	0.210278E-02	-0.238540E+00	28.194190
2	5	-0.106795E-08	0.210967E-02	-0.244017E+00	28.313230
2	7	-0.786477E-09	0.209534E-02	-0.237594E+00	27.991360
2	9	-0.184438E-08	0.219920E-02	-0.256861E+00	27.077090
2	11	0.140874E-08	0.201680E-02	-0.228901E+00	27.925210
2	13	-0.867996E-08	0.234185E-02	-0.265105E+00	25.533190
2	15	-0.219863E-08	0.211017E-02	-0.169749E+00	27.515690
2	17	-0.657952E-08	0.224104E-02	-0.226447E+00	27.639180
2	19	-0.141426E-09	0.207321E-02	-0.218600E+00	28.277810
2	21	0.211602E-09	0.211161E-02	-0.220738E+00	26.603490
2	23	0.114171E-08	0.204269E-02	-0.212264E+00	28.465460
4	1	0.305830E-08	0.203054E-02	-0.205571E+00	26.196210
4	3	-0.873952E-09	0.191282E-02	-0.195898E+00	28.377760
4	5	-0.142495E-08	0.209170E-02	-0.209694E+00	28.060960
4	7	0.118498E-08	0.201990E-02	-0.202904E+00	27.806600
4	9	-0.292739E-08	0.219609E-02	-0.228497E+00	26.125250
4	11	-0.296654E-08	0.212391E-02	-0.218396E+00	28.176550
4	13	0.107201E-08	0.194497E-02	-0.202611E+00	28.010840
4	15	0.282548E-09	0.205762E-02	-0.212730E+00	26.624150
4	17	0.633388E-09	0.194146E-02	-0.198015E+00	28.170380
4	19	-0.738924E-10	0.197343E-02	-0.198704E+00	28.225810
4	21	0.194731E-08	0.201313E-02	-0.204180E+00	28.200850
4	23	-0.527799E-08	0.220139E-02	-0.224582E+00	26.295020
6	1	0.238843E-08	0.194319E-02	-0.202096E+00	25.387250
6	3	0.351550E-08	0.185644E-02	-0.193951E+00	27.497390
6	5	0.654194E-09	0.205578E-02	-0.214471E+00	27.237130
6	7	0.313785E-08	0.190560E-02	-0.198919E+00	27.165070
6	9	0.314408E-08	0.187006E-02	-0.190284E+00	26.807590
6	11	0.171770E-08	0.195108E-02	-0.199283E+00	26.855640
6	13	0.200762E-08	0.201064E-02	-0.204668E+00	27.400940
6	15	0.338695E-08	0.185382E-02	-0.190461E+00	26.885250
6	17	0.247712E-08	0.203047E-02	-0.203592E+00	27.688720
6	19	-0.794489E-09	0.196160E-02	-0.190381E+00	26.700780
6	21	0.143629E-10	0.205624E-02	-0.201161E+00	26.882650
6	23	0.771428E-09	0.192078E-02	-0.184732E+00	25.807060
8	1	0.161170E-08	0.106570E-02	-0.104995E+00	27.851080
8	3	0.510869E-08	0.115653E-02	-0.115850E+00	27.123290
8	5	0.453011E-08	0.109017E-02	-0.108714E+00	27.625060
8	7	0.307123E-08	0.107490E-02	-0.105429E+00	26.442170
8	9	0.310947E-08	0.105578E-02	-0.106613E+00	28.021030
8	11	0.274736E-08	0.105528E-02	-0.104001E+00	28.961790
8	13	0.392902E-08	0.104892E-02	-0.989679E-01	28.371810
8	15	0.251265E-08	0.107177E-02	-0.105473E+00	26.722760
8	17	0.240162E-08	0.941391E-03	-0.922809E-01	29.636260
8	19	0.169914E-08	0.986851E-03	-0.963255E-01	29.995520
8	21	0.169882E-08	0.983232E-03	-0.963966E-01	29.783830
8	23	0.383339E-08	0.984399E-03	-0.940762E-01	28.760360

Figure II.4: *Coefficients donnant la correspondance canal-Volt-MeV.*

correspondance est obtenue grâce aux télescopes étalons, au nombre de un par couronne. Nous disposons donc, ainsi, de quatre étages de détection comme définis au chapitre I.

La méthode consiste tout d'abord à identifier, grâce à la méthode ΔE-E, les particules et les fragments qui traversent les différents couples de détecteurs que comporte un télescope étalon: Chio-Si75, Si75-Si(Li), Si(Li)-CsI. Pour l'essentiel seuls les Z=1 et 2 parviennent à traverser tous les étages et à assurer une statistique suffisante. Seules donc les particules légères permettront de calibrer le dernier étage en l'occurence le CsI. Leur énergie, dans celui-ci, est déduite à partir de la formule de Bethe connaissant leur perte d'énergie dans les étages précédents (Si75, Si(Li)). Pour les autres modules CsI de la couronne, en

Couronne	Module	A_2(volts/canal^2)	A_1(volts/canal)	A_0(volts)	C(volts/MeV)
10	1	0.303379E-08	0.109479E-02	-0.109485E+00	22.274290
10	3	0.591275E-08	0.113566E-02	-0.111858E+00	22.858260
10	5	0.441602E-08	0.109443E-02	-0.109942E+00	23.698630
10	7	0.236703E-08	0.105109E-02	-0.103812E+00	23.267970
10	9	0.205332E-08	0.100579E-02	-0.100431E+00	24.391870
10	11	0.329081E-08	0.100153E-02	-0.101540E+00	0.000000 5
10	13	0.339445E-08	0.110048E-02	-0.107813E+00	22.370660
10	15	0.301499E-08	0.104260E-02	-0.980821E-01	22.904170
10	17	0.185259E-08	0.971770E-03	-0.100655E+00	25.008400
10	19	0.136919E-08	0.984885E-03	-0.100060E+00	23.875640
10	21	0.136433E-08	0.993449E-03	-0.100289E+00	24.169120
10	23	0.215021E-08	0.981568E-03	-0.100061E+00	25.065440
12	1	0.264212E-08	0.109211E-02	-0.106348E+00	50.662100
12	3	0.240310E-08	0.106739E-02	-0.107316E+00	66.668430
12	5	0.230035E-08	0.108320E-02	-0.108280E+00	22.734340
12	7	0.318004E-08	0.100927E-02	-0.102361E+00	25.678580
12	9	0.157531E-09	0.102123E-02	-0.115762E+00	28.427670
12	11	0.399426E-08	0.110225E-02	-0.123691E+00	24.194230
12	13	0.321631E-08	0.100652E-02	-0.115974E+00	26.233770
12	15	0.175623E-08	0.101590E-02	-0.116357E+00	24.731260
12	17	0.205229E-08	0.972096E-03	-0.110258E+00	25.735730
12	19	0.114483E-08	0.932580E-03	-0.105728E+00	25.883270
12	21	0.122845E-08	0.100900E-02	-0.114135E+00	25.161710
12	23	0.605586E-09	0.989653E-03	-0.109957E+00	25.655360
13	1	0.214460E-08	0.100238E-02	-0.107205E+00	43.286890
13	4	0.210324E-08	0.960811E-03	-0.103424E+00	28.289900
13	7	0.314481E-08	0.107102E-02	-0.116010E+00	23.851450
13	10	0.330917E-08	0.108383E-02	-0.116021E+00	23.338960
13	13	0.216047E-08	0.105994E-02	-0.115468E+00	23.209990
13	16	0.225097E-08	0.107687E-02	-0.111360E+00	22.190890
13	19	0.205474E-08	0.109559E-02	-0.115607E+00	53.685630
13	22	0.204061E-08	0.106728E-02	-0.110694E+00	51.527380
14	1	0.227579E-08	0.105204E-02	-0.118629E+00	26.912900
14	3	0.519495E-08	0.115378E-02	-0.131083E+00	25.335210
14	5	0.341911E-08	0.984316E-03	-0.109004E+00	27.355480
14	7	0.480463E-08	0.111024E-02	-0.124111E+00	26.280600
14	9	0.261423E-08	0.104985E-02	-0.117928E+00	26.514880
14	11	0.414836E-08	0.110913E-02	-0.121816E+00	25.323970
14	13	0.252606E-08	0.934969E-03	-0.105838E+00	29.619790
14	15	0.220482E-08	0.103793E-02	-0.116474E+00	28.662390
16	1	0.301080E-08	0.113068E-02	-0.126729E+00	25.833330
16	2	0.330724E-08	0.107259E-02	-0.120146E+00	25.375300
16	3	0.909193E-08	0.113084E-02	-0.130601E+00	30.239940
16	4	0.363540E-08	0.111351E-02	-0.124704E+00	24.418670
16	5	0.391466E-09	0.104834E-02	-0.117820E+00	69.212890
16	6	0.217726E-08	0.104879E-02	-0.116119E+00	51.278790
16	7	0.237125E-08	0.103699E-02	-0.114601E+00	81.387020
16	8	0.255676E-08	0.104132E-02	-0.115827E+00	27.693250

Figure II.5: *Coefficients donnant la correspondance canal-Volt-MeV.*

considérant qu'ils sont tous de même type, il suffit d'étirer les spectres, par couronne, sur celui de référence (télescope étalon).

Pour la deuxième campagne d'INDRA, une nouvelle paramétrisation, de la quantité de lumière du CsI, a été développée, [TABACARU+97], pour tenir compte des électrons deltas qui s'échappent de la colonne primaire d'ionisation dans le scintillateur. Le nombre d'électrons deltas produits augmente avec la charge de l'ion incident, une dépendance supplémentaire doit être incluse dans la paramétrisation de la lumière CsI. Cette nouvelle paramétrisation utilisée pour la deuxième campagne, [LOPEZ+98] [BELLAIZE00], a été appliquée pour corriger les données de la première campagne. Cette correction influe sur la

calibration en énergie et sur l'identification des particules détectées.

II.2.2 Signaux émis par les CsI d'INDRA

Quand une particule chargée traverse un scintillateur cristallin, comme un CsI, il excite les niveaux atomiques du réseau qui, pour retourner à leur état fondamental, émettent des photons. Ces photons sont ensuite collectés par un photomultiplicateur qui amplifie et convertit le signal lumineux en signal électrique, de manière à le coder. La réponse ainsi obtenue est fonction à la fois de la charge, de la masse et de l'énergie de l'ion incident. Les scintillateurs à iodure de césium CsI émettent de la lumière selon deux constantes de temps différentes, une rapide (τ_r) et une lente (τ_l). L'intensité lumineuse, au cours du temps, s'exprime de la façon suivante:

$$I = I_r.e^{-\frac{t}{\tau_r}} + I_l.e^{-\frac{t}{\tau_l}} \tag{II.3}$$

Le signal électrique, à la sortie du photomultiplicateur, est caractérisé par un bref temps de montée (τ), de l'ordre de la dizaine de nanosecondes et d'une décroissance exponentielle, caractérisée par un temps beaucoup plus long (τ_0), de quelques microsecondes. Son expression est la suivante:

$$\frac{dq(t)}{dt} = \frac{h}{\tau_0 - \tau} \times (e^{-(\frac{t}{\tau_0})} - e^{-(\frac{t}{\tau})}) \tag{II.4}$$

h étant l'intégrale du signal, τ et τ_0 les constantes de temps du photomultiplicateur. τ dépend des caractéristiques électronique du photomultiplicateur, elle vaut 60 ns pour les couronnes 11-16 et 20 ns pour les couronnes 10 et 17. τ_0 et h sont quand à eux fonction du type de particule, ainsi que de son énergie.

Sur les CsI d'INDRA ce signal est codé selon deux voies, voir Fig II.6: Une voie rapide, que nous appelerons CsI(r), caractérisée par une porte d'intégration du courant électrique de 400 ns et une voie lente, CsI(l), sur une porte d'intégration de 1.5 μs, décalée de la première de 1.6 μs. La représentation de ces signaux, l'un en fonction de l'autre, permet une identification isotopique pour les particules légères, protons, deutons, tritons, héliums 3, alphas etc.. Ils s'expriment de la façon suivante:

$$R = \frac{h}{\tau_0 - \tau} \times [\tau_0 \times (1 - e^{-(\frac{t1}{\tau_0})}) - \tau \times (1 - e^{-(\frac{t1}{\tau})})] \tag{II.5}$$

$$L = \frac{h \times \tau_0}{\tau_0 - \tau} \times (e^{-(\frac{t2}{\tau_0})} - e^{-(\frac{t3}{\tau_0})}) \tag{II.6}$$

Le signal rapide est intégré entre les temps 0 et t1 et le signal lent entre t2 et t3. Il n'existe pas de voie permettant l'intégration du signal total et, par conséquent, de connaître la quantité de lumière totale h émise par le passage d'un ion. Cependant, le rapport L/R permet de simplifier par h et de déduire τ_0. De la connaissance de τ_0 on remonte à h soit avec l'expression de R soit celle de L. On connait donc la quantité de lumière totale produite par une particule chargée dans le cristal en partant des valeurs des signaux CsI(r) et CsI(l).

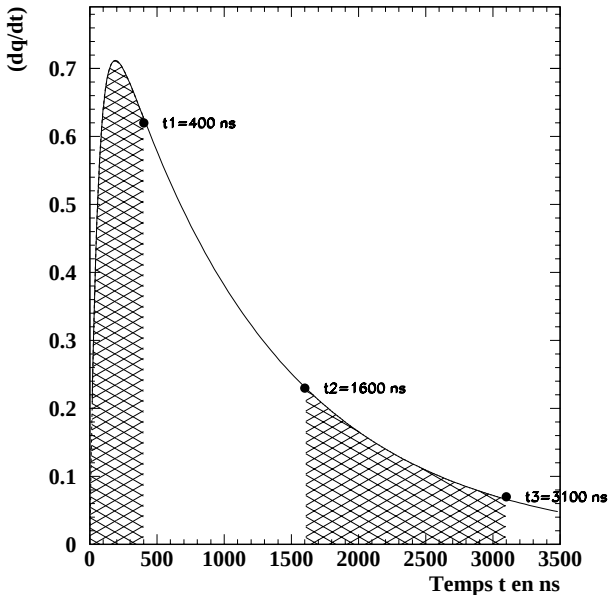


Figure II.6: *Signal type délivré par un cristal de CsI. Les composantes CsI(r) et CsI(l) sont obtenues en intégrant sur les portes rapides et lentes (zones hachurées).*

II.2.3 Conversion lumière-énergie pour les CsI

Birks, [KNOLL79], a paramétrisé la réponse lumineuse, par unité de longueur de matériau traversé, comme étant:

$$\frac{dh}{dx} = \frac{S \times \frac{dE}{dx}}{1 + (kB \times \frac{dE}{dx})} \tag{II.7}$$

Où S est l'efficacité du photomultiplicateur et kB la constante de Birks, qui tient compte de tous les processus de désexcitation autres que la production de lumière ("quenching").

Pour la calibration en énergie des CsI des couronnes 10-17, on doit convertir une quantité de lumière h, en une valeur d'énergie E en MeV. La lumière totale par unité de longueur est une somme de deux contributions qui proviennent d'une part, du fragment primaire (l'ion qui traverse) :

$$(\frac{dh}{dx})_{primaire} \propto (\frac{dE}{dx})_{primaire} \tag{II.8}$$

et d'autre part, des électrons deltas ("δ rays") qui s'échappent de la colonne primaire d'ionisation et dont le nombre augmente avec la charge Z de l'ion incident.

$$(\frac{dh}{dx})_{\delta} \propto (\frac{dE}{dx})_{\delta} \tag{II.9}$$

C'est ce dernier terme qui est à la base de la nouvelle paramétrisation. Expérimentalement on observe que:

$$(\frac{dE}{dx})_{totale} = (\frac{dE}{dx})_{primaire} + (\frac{dE}{dx})_{\delta} \tag{II.10}$$

Soit :

$$(\frac{dh}{dx})_{totale} = (\frac{dh}{dx})_{primaire} + (\frac{dh}{dx})_{\delta} \tag{II.11}$$

Avec la notation:

$$\frac{(\frac{dE}{dx})_{\delta}}{(\frac{dE}{dx})_{totale}} = F \tag{II.12}$$

et après avoir observé que $(\frac{dh}{dE})_{\delta} = 1$, nous obtenons après calcul:

$$(\frac{dh}{dE})_{totale} = (1 - F) \times (\frac{dh}{dE})_{primaire} + F \tag{II.13}$$

Avec F, la fraction d'énergie perdue par l'évasion des électrons deltas qui ne dépend que de E/A, F($\frac{E}{A}$). Précédemment on ne tenait pas compte de la création des électrons δ et en utilisant l'approximation de la formule de Bethe:

$$(\frac{dE}{dx}) \propto C \times \frac{AZ^2}{E} \tag{II.14}$$

nous calculions la relation entre l'énergie E et la lumière h, sur tout le parcours de la particule (avec $a_1 = g \times S$ et $a_2 = C \times kB$).

$$h(E, A, Z) = a_1 \times [E - a_2.AZ^2.ln(1 + \frac{E}{a_2.AZ^2})] \tag{II.15}$$

Dorénavant, en tenant compte de la correction due aux électrons δ et en supposant que F($\frac{E}{A}$) = 0, pour E<E_0 et F($\frac{E}{A}$) = F, pour E$\geq E_0$, alors on obtient:

Pour E<E_0 et :

$$h(E, A, Z) = a_1 \times [E - a_2.AZ^2.ln(1 + \frac{E}{a_2.AZ^2})] \tag{II.16}$$

Pour E$\geq E_0$.

$$h(E, A, Z) = a_1 \times [E - a_2.AZ^2.ln(1 + \frac{E}{a_2.AZ^2}) + a_2 a_4.AZ^2.ln(\frac{E + a_2.AZ^2}{E_0 + a_2.AZ^2})] \tag{II.17}$$

Le coefficient a_1 dépend du cristal de CsI, ainsi que du gain nécessaire à l'amplification du signal, a_2 est le paramètre responsable du "quenching" (constante de Birks), a_3=$\frac{E_0}{A}$ correspond à l'énergie seuil par nucléon de la production d'électrons δ (fixé à 1 MeV/u), a_4 est la proportion d'énergie en électrons δ (a_4=0.27).

II.2.4 Nouvelle calibration en énergie des CsI

La première étape consiste à déterminer les coefficients a_1 et a_2 (a_3=1 et a_4=0.27 étant fixés) pour chaque module de chaque couronne. Pour cela, on considère que les particules alphas sont bien identifiées et bien calibrées par la méthode précédente, grâce notamment aux télescopes étalons [GENOUIN-DUHAMEL99].

On génère donc, pour chaque cristal de iodure de césium, des cartes quantité de lumière totale, fournies par l'intégration sur les signaux CsI rapide et CsI lent, en fonction de l'énergie des particules alphas (voir figure II.7).

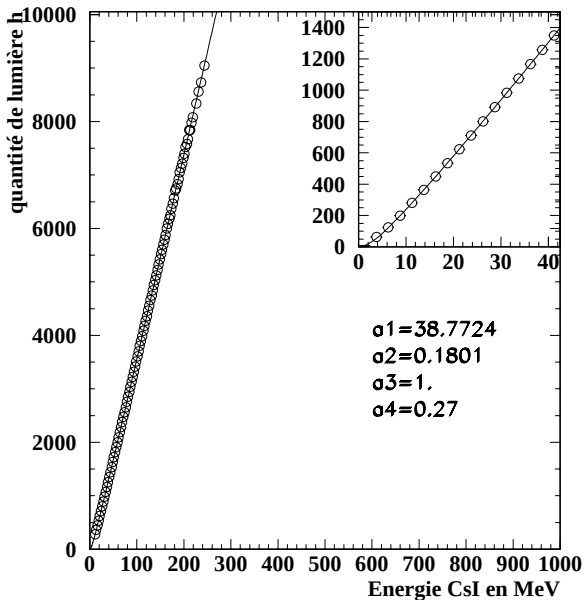


Figure II.7: *Exemple de spectre représentant la quantité de lumière déposée dans un CsI en fonction de l'énergie pour les particules alphas (Couronne 10, module 1). Les coefficients a_i sont obtenus après ajustement avec les fonctionnelles II.16 et II.17 (lignes continues).*

On ajuste ensuite ces cartes par les fonctionnelles II.16 et II.17 précédemment décrites, en fixant a_3=1 et a_4=0.27, ce qui nous donne un jeu de coefficients pour chaque module de chaque couronne. Néanmoins trois modules n'ont donné aucun signal, le CsI ne semblant pas avoir fonctionné correctement. Il s'agit du module 7 de la couronne 8, du module 24 de la couronne 12 et du module 2 de la couronne 16. Pour ces modules on ne dispose pas de coefficients a_i et donc ils ne seront pas calibrés.

Nous connaissons désormais la conversion quantité de lumière h en énergie E pour chaque type de particules et de fragments, grâce aux formules II.16 et II.17, pourvu que nous sachions sa charge Z et sa masse A.

II.2.4.1 Validation de la méthode

Pour valider la méthode, nous nous servons du fait que, pour les couronnes 2 à 9, nous disposons d'un silicium($300\mu m$) entre la chambre d'ionisation et le cristal de iodure de césium. La calibration des fragments, entre 3 et 45 degrés, est alors basée sur le signal Si, ce qui confère une meilleure précision. Nous allons donc comparer la valeur de l'énergie des ions obtenue, d'une part, avec la calibration silicium et, d'autre part, celle obtenue avec les signaux CsI(r) et CsI(l), c'est-à-dire la conversion de la quantité de lumière en énergie (la méthode que nous voulons employer à l'arrière entre 45 et 176 degrés pour les couronnes 10 à 17).

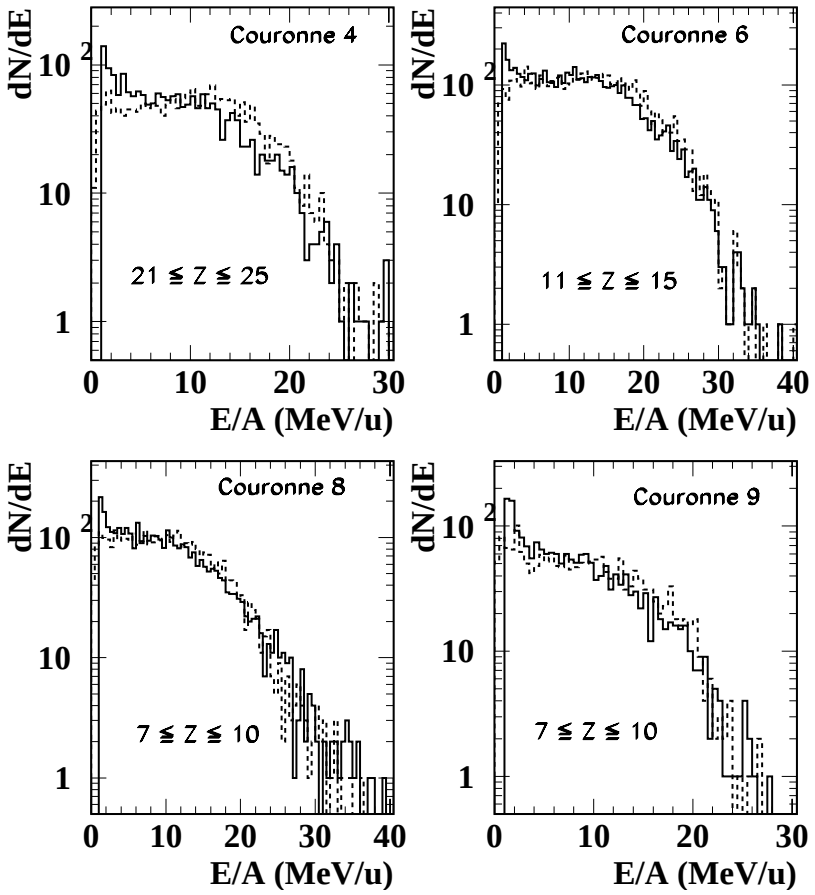


Figure II.8: *Comparaison des spectres en énergie CsI par nucléon obtenus d'une part grâce à la calibration du Si($300\mu m$)(trait pointillé) et d'autre part avec la conversion quantité de lumière-énergie(trait plein).*

Le résultat est satisfaisant, voir figure II.8 (les spectres présentent la même extension et la même forme sur une large gamme en énergie par nucléon), en tout cas meilleur qu'avec

l'ancienne méthode de conversion h(E), qui employait la fonctionnelle II.15, qui ne tenait pas compte de la correction due à la création d'électrons delta, (a_4=0), et qui surestimait l'énergie déposée dans le CsI.

II.2.4.2 Problèmes survenant du choix de la fonctionnelle h(E)

La fonctionnelle h(E) est définie par intervalle et donc a deux expressions différentes selon que l'énergie E est supérieure ou inférieure à l'énergie seuil $E_0 = a_3 \times A$ (II.16 et II.17). Ces deux types de fonctions, une pour E<E_0 et l'autre pour E$\geq E_0$, sont continues en E_0, mais leur pente sont très différentes et ce d'autant plus que Z et A sont grands, voir figure II.9.

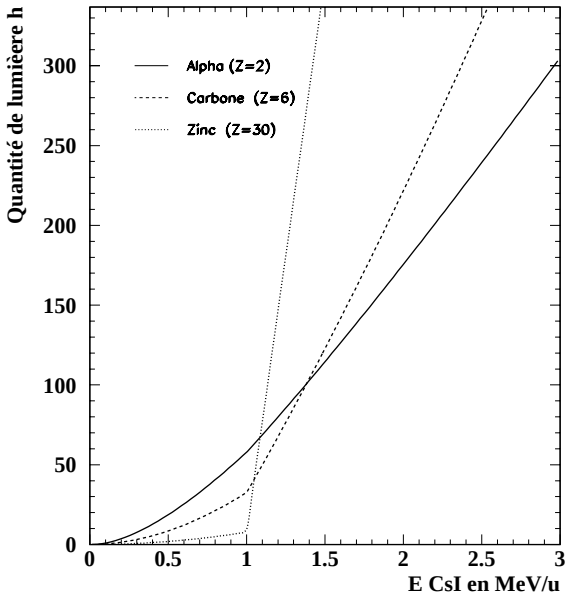


Figure II.9: *Allure des fonctionnelles II.16 et II.17, donnant la conversion entre la quantité de lumière totale et l'énergie CsI, pour différents fragments.*

La projection de ces cartes, sur l'axe des énergies, donne une accumulation autour de la valeur E_0, d'autant plus importante que la charge est élevée (pente presque verticale), et donc les spectres en énergie CsI présentent une distribution marquée autour de E_0 soit a_3=1 MeV/u. Cette accumulation, qui se situe près du seuil de détection (voir figure II.8), ne constitue pas un problème majeur.

II.2.5 Nouvelle méthode d'identification des CsI

II.2.5.1 Méthode précédente

La méthode précédente, basée sur la reconnaissance visuelle, carte par carte, des lignes de Z sur les cartes expérimentales ΔE-E, (soit Chio-CsI), ou CsI(r)-CsI(l) pour les couronnes 10-17, voir [LE FÈVRE97] [SALOU97], présente le désavantage de ne pouvoir identifier correctement que jusqu'à Z$\simeq$20 pour la couronne 10 et encore moins au delà. En effet, pour les Z plus lourds, le manque de statistique empêche la visualisation des lignes. On identifiait donc jusqu'à la dernière ligne correctement observée puis on ajustait les lignes de crètes par une fonctionnelle adéquate ([LE FÈVRE97]). Pour les charges supérieures on extrapolait les mêmes fonctionnelles obtenues à partir des petits Z. La reproduction était correcte pour les Z immédiatement proches du dernier vu, mais le manque de contraintes pour les ions les plus lourds entrainait une erreur de plus en plus importante au fur et à mesure que l'on s'éloignait de la dernière valeur de Z identifiée visuellement sur les cartes expérimentales.

II.2.5.2 Nouvelle méthode

La nouvelle méthode consiste à générer les cartes ΔE_{Chio}-E_{CsI} théoriques, obtenues avec les tables de pertes en énergie, pour tous les Z allant de 2 à 90 (soit la gamme complète des ions que nous sommes en droit d'observer avec les systèmes étudiés avec INDRA). En fait, nous allons générer les cartes ΔE_{Chio}-$h(E)$ théoriques avec la conversion lumière-énergie utilisée précédemment, avec les formules II.16 et II.17 et les coefficients a_i obtenus à partir des alphas. En théorie il faudrait créer une carte par module, soit 24 pour les couronnes 10-11-12-13, 16 modules pour les couronnes 14 et 15 et enfin 8 modules pour les couronnes 16 et 17. Il aurait fallu ensuite ajuster les lignes obtenues de façon théoriques par une fonctionnelle, pour tous les Z allant de 2 à 90 et ce pour chaque module. Cela représente un gros travail et la gestion de tous ces paramètres s'en trouve alourdie fortement.
Nous avons donc décidé de nous recaler en quantité de lumière sur un module de référence pour chaque couronne, ce qui revient à générer seulement 8 cartes. Le recalage se fait de la manière suivante, comme dans les fonctionnelles II.16 et II.17 qui relient la quantité de lumière h(E) à l'énergie CsI, le terme le plus déterminant est le coefficient a_1 qui correspond au gain d'amplification du signal délivré par le cristal, nous avons alors appellé quantité de lumière recalée h_r la valeur :

$$h_r = \frac{h \times a_1(\text{module de référence})}{a_1(\text{module courant})} \tag{II.18}$$

C'est cette quantité de lumière qui a servi à générer, pour chaque couronne 10-17, les cartes théoriques ΔE_{Chio}-h_r qui serviront à l'identification en charge. Cette nouvelle méthode permet de contraindre les fonctionnelles d'identification sur toute la gamme en Z et non plus seulement jusqu'à Z$\simeq$15,20 comme auparavant. Nous avons utilisé des fonction-

nelles à 14 paramètres définies de la façon suivante :

$$F = A(Z) + \frac{B(Z)}{h_r + C(Z)} + \frac{D(Z)}{h_r^2 + D(Z)} \tag{II.19}$$

Où A, B, C sont des polynômes d'ordre 3 en Z (soit 3×4=12 paramètres) et D, E sont proportionnels à Z^2 (soit 2 paramètres).

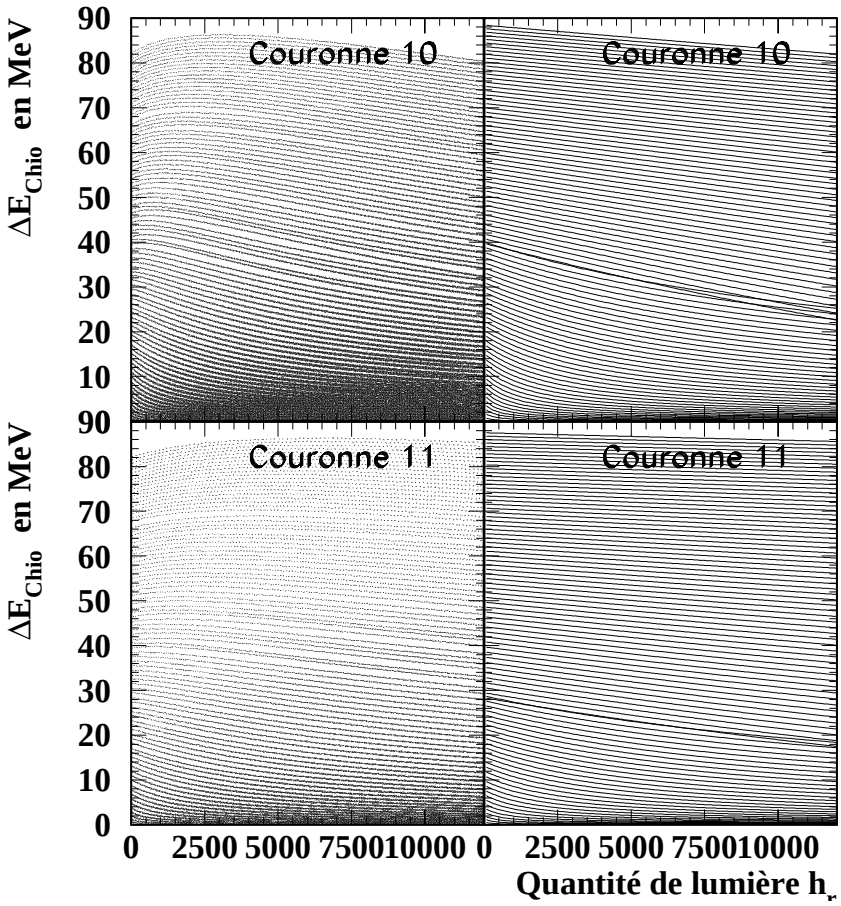


Figure II.10: *La colonne de gauche représente les cartes ΔE_{Chio}-h_r, obtenues avec les tables de perte en énergie, montrant les lignes de Z pour des charges allant de 2 à 90. La colonne de droite les fonctionnelles qui servent à les décrire (ici deux jeux de fonctionnelles par carte).*

Néanmoins, au vu de l'allure des lignes de Z sur les cartes théoriques ΔE_{Chio}-$h_r(E)$, voir figure II.10, il a été très difficile de définir un seul jeu de paramètres pour les fonctionnelles d'ajustage, sur l'ensemble de la gamme en charge. Notamment pour les petits Z, les lignes sont de formes différentes de celles des grands Z. Il a donc fallu, pour décrire l'ensemble

du domaine en charge, deux voire trois jeux de paramètres (selon la couronne) pour les fonctionnelles (un jeu pour les petits Z, un jeu pour les grands Z, voire un jeu pour les charges intermédiaires), en s'assurant de la bonne continuité entre les lignes à la jonction.

II.2.5.3 Cas des fragments légers

Si la méthode d'identification basée sur les cartes théoriques ΔE_{Chio}-$h_r(E)$ permet de poser des contraintes sur les grandes valeurs de Z, la méthode basée sur l'identification visuelle sur les cartes expérimentales, de chaque module de chaque couronne, reste plus précise pour les petites valeurs de Z, notamment Z=1, Z=2, qui sont clairement visibles et permettent une identification isotopique.

Le choix de la transition ancienne identification (visuelle sur cartes expérimentales) nouvelle identification (sur cartes théoriques) s'opère de la manière suivante. On superpose sur les cartes ΔE_{Chio}-$h_r(E)$ théoriques les cartes ΔE_{Chio}-$h_r(E)$ expérimentales et on compare les lignes de Z. L'accord est correct pour les petites charges mais ensuite des désaccords apparaissent (voir figure II.11), du fait du manque de statistique pour déterminer sans ambiguïté les lignes de Z "observées".

On choisit donc la dernière ligne de Z où on a l'équivalence entre les deux méthodes pour fixer le passage de l'une à l'autre. Voir tableau II.3.

Couronne	10	11	12	13	14	15	16	17
Charge	Z=12	Z=10	Z=6	Z=3	Z=3	Z=2	Z=2	Z=2

TAB. II.3 - *Valeurs des charges, par couronne, pour lesquelles s'opère le basculement entre l'identification "visuelle" et l'identification "théorique".*

Sur les distributions en charge, par couronne, cette transition se manifeste par la présence d'un pic puis d'un trou autour du Z où s'opère le basculement, mais cela reste un effet léger peu visible.

II.2.6 Codes d'étalonnage

La nouvelle calibration en énergie influe sur les seuils d'identification théoriques. En toute rigueur, la détermination du code d'étalonnage des particules détectées dans l'étage Chio-CsI doit être paramétrisé pour tenir compte de la nouvelle méthode. Ceci a été réalisé, [LE NEINDRE+98], néanmoins, cette détermination théorique n'est pas sans problèmes et la collaboration INDRA a décidé de garder l'ancienne détermination des codes d'étalonnage. Rappelons que celle-ci consiste à tracer, sur les cartes expérimentales "brutes" (en canaux), une ligne qui détermine la zone de Bragg (voir [SQUALLI-HOUSSAINI96]).

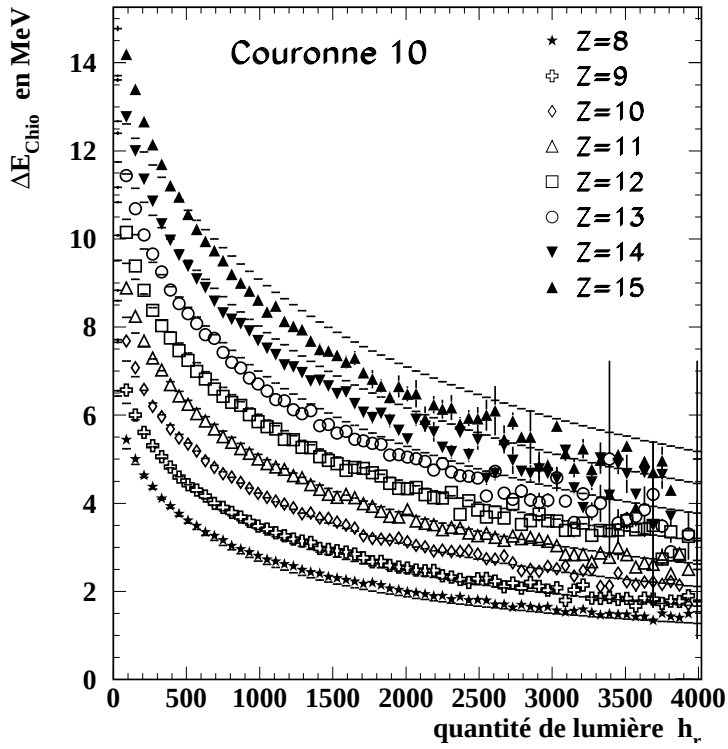


Figure II.11: *Carte ΔE_{Chio}-h_r représentant les lignes de Z théoriques obtenues avec les tables de perte en énergie (trait continu) et les lignes de Z observées expérimentalement (symboles). Dans le cas de la couronne 10 les deux méthodes sont en accord jusqu'à Z=12.*

II.2.7 Comparaison des deux méthodes

Concernant l'identification

Pour comparer les deux méthodes, nous avons choisi le système $^{155}_{64}$Gd + $^{238}_{92}$U à 36 MeV/u qui correspond au système le plus lourd étudié au cours de la première campagne d'expérience d'INDRA. Nous espérons ainsi explorer une gamme en charge la plus large possible.

La figure II.12 représente les distributions en charge, obtenues avec les deux méthodes, pour les couronnes 10-17. L'ancienne méthode, en traits pointillés, employée jusqu'à maintenant est basée sur l'identification visuelle des lignes de Z sur les cartes expérimentales. Les fragments plus lourds sont extrapolés à partir des fonctionnelles paramétrisées sur les petits Z. Celles-ci ne sont donc pas contraintes suffisamment et nous observons un "tassement" des courbes pour les grandes valeurs de Z (voir sur les couronnes 10 et 11). La différence essentielle, entre les deux méthodes, concerne donc les fragments les plus lourds, de charge supérieure à $\simeq$20. Surtout, dorénavant, l'évolution des distributions de charge

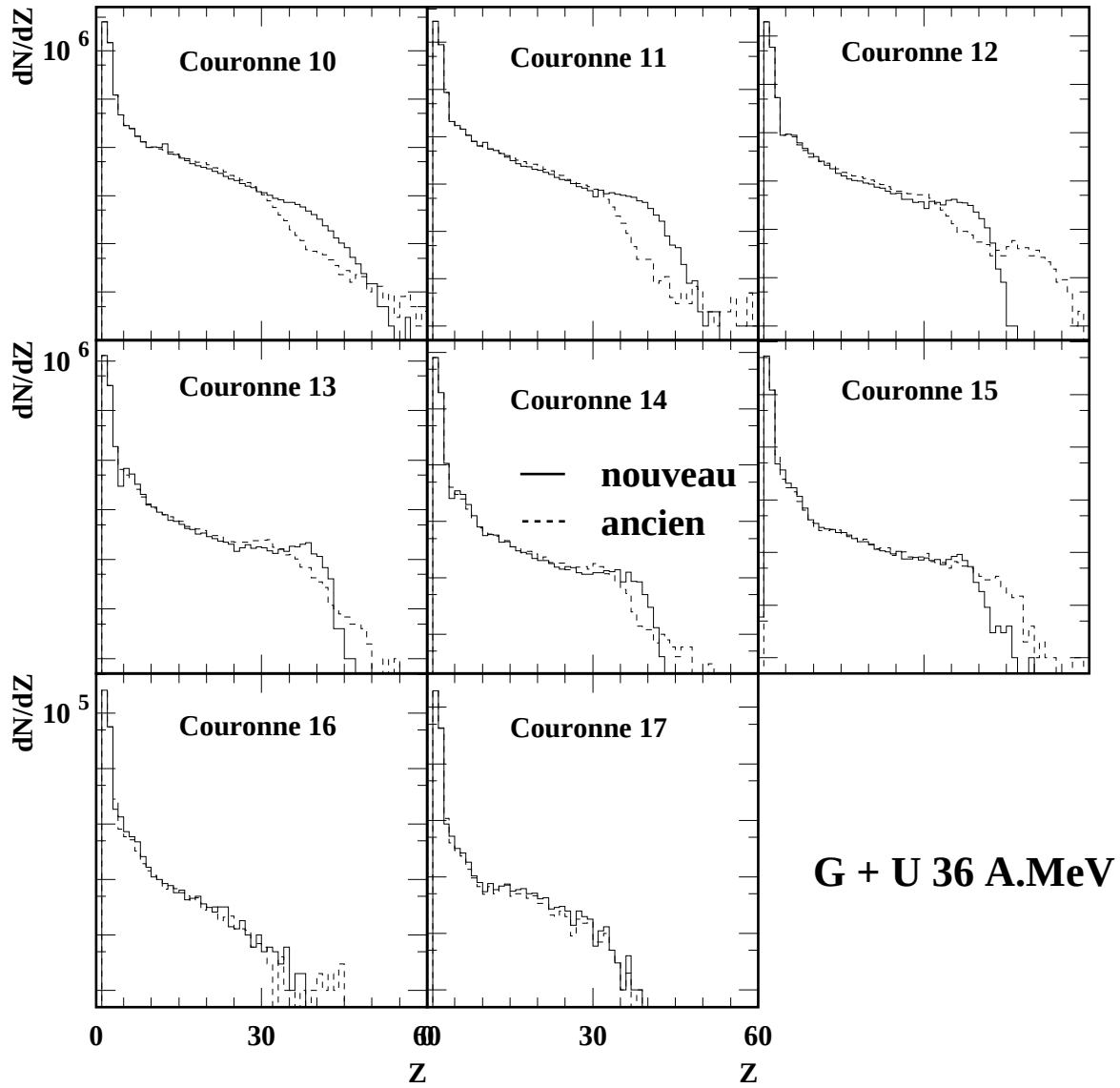


Figure II.12: *Distribution en charge dans les couronnes arrières d'INDRA pour la réaction* $^{155}_{64}Gd + ^{238}_{92}U$ *à 36 MeV/u, pour les codes 2,3 et 4. Les spectres en trait plein concernent la nouvelle méthode d'identification et ceux en traits pointillés l'ancienne.*

selon les couronnes est plus cohérente. Avec l'ancienne identification, les queues de distribution (les gros fragments) s'étendaient assez loin (voir la couronne 12) alors que des grands Z bien détectés (codes 2, 3 ou 4) sont moins probables dans ces régions.

Concernant la calibration en énergie

Afin de comparer uniquement les deux méthodes de calibration en énergie des CsI des couronnes 10 à 17 d'INDRA et de nous affranchir des effets de la nouvelle identification, nous allons regarder les spectres en énergie des particules et des fragments en gardant l'ancienne détermination des charges (basée sur l'observation des lignes de Z sur les cartes Chio-CsI expérimentales).

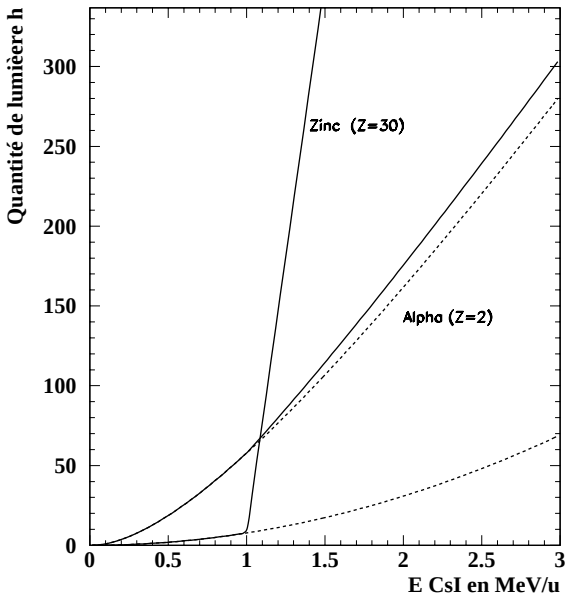


Figure II.13: *Comparaison des fonctionnelles donnant la correspondance entre la quantité de lumière et l'énergie CsI pour deux ions différents, un alpha et un zinc. Le trait plein se rapporte à la nouvelle méthode (II.16 et II.17) et le trait pointillé à l'ancienne (II.15).*

L'ancienne calibration, de l'énergie déposée dans les scintillateurs à iodure de césium, a été rappelée au paragraphe II.2.1 et à fait l'objet d'une description plus détaillée dans la référence [GENOUIN-DUHAMEL99]. Rappelons qu'elle ne tient pas compte de la création d'électrons δ, qui, surtout quand la taille du fragment augmente, emportent une quantité non négligeable d'énergie et par la même participent à une création supplémentaire de lumière. Tout ce passe comme si le terme de "quenching", c'est-à-dire tous les processus de désexcitation du cristal autre que l'émission de lumière par le passage de l'ion incident, était moins important dans la formule de Birks II.7. Dorénavant, pour une quantité de lumière donnée, l'énergie correspondante est plus petite avec la nouvelle méthode qu'avec l'ancienne (voir figure II.13).

Sur la figure II.14, nous observons peu de modifications pour les particules légères (les spectres sont identiques pour les alphas) qui produisent peu d'électrons δ. En revanche,

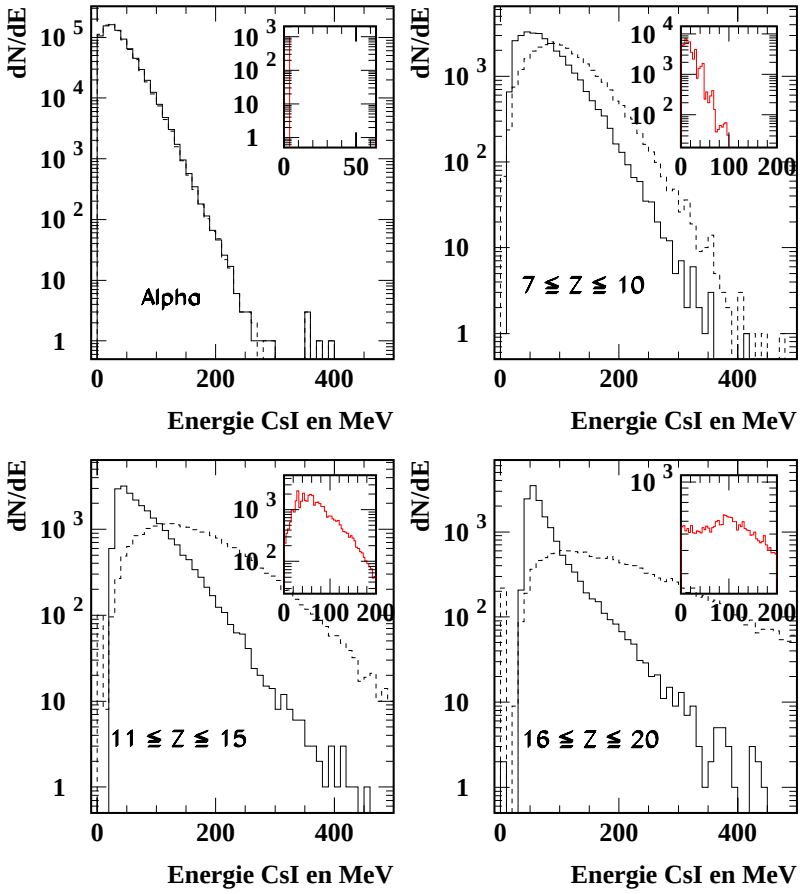


Figure II.14: *Comparaison des spectres en énergie CsI, dans la couronne 11 pour la réaction* $^{155}_{64}Gd + ^{238}_{92}U$ *à 36 MeV/u, pour différentes classes de fragments. Le trait plein correspond à la nouvelle calibration en énergie, qui tient compte des électrons* δ *et le trait pointillé à l'ancienne. les spectres en haut à droite de chaque figure représentent la différence entre les deux méthodes pour chaque ion ou groupe d'ions.*

plus les fragments sont lourds plus la correction est importante.

II.2.8 Conclusion

Récapitulons tout d'abord la procédure. A partir des signaux CsI rapide et CsI lent nous calculons la quantité de lumière totale, fournie par le passage de l'ion dans le scintillateur, puis nous la recalons sur un module (un par couronne) choisi comme référence. Connaissant la perte d'énergie laissée dans la Chio par ce même ion, on identifie en charge grâce aux cartes théoriques ΔE_{Chio}-h_r(lumière recalée). Maintenant connaissant le type de particule et la quantité de lumière h qu'elle a déposé, nous calibrons son énergie CsI grâce à l'inversion des formules II.16 et II.17.

Le principal problème concerne le choix du paramètre a_3=1 MeV/u dans les formules II.16 et II.17. Il concerne le seuil en énergie de production des électrons δ qui contribuent à une partie de la quantité de lumière récoltée dans le cristal de iodure de césium. Ce choix entraine une distribution marquée autour de 1 MeV/u sur les spectres en énergie CsI des fragments. Ce phénomène s'explique de la façon suivante: sur les figures II.9 et II.13 nous constatons que plus les fragments sont lourds plus la fonction h(E) ressemble à une fonction échelon, pratiquement nulle pour une énergie inférieure à 1 MeV/u et avec une pente verticale au delà.

Le même problème survient quand on cherche à définir la zone de Bragg Chio-CsI pour déterminer la zone de mauvaise identification. En effet la valeur du pic de Bragg en E_{CsI} augmente avec la taille des fragments. Presque nulle pour les particules légères, elle atteint 2-3 MeV/u pour les ions les plus lourds. Elle vaut exactement 1 MeV/u pour les Z=36, ce qui fait que nous ne pouvons avoir des fragments dans la zone de Bragg que pour des charges excédant cette valeur. Pour cette raison nous avons décidé de garder l'ancienne détermination des codes d'étalonnage. Celle-ci consiste à tracer, sur les cartes expérimentales "brutes", une ligne délimitant, pour chaque module de chaque couronne, la zone de Bragg. Cette méthode à l'avantage de s'affranchir de la méthode de calibration en énergie et de ses choix de paramètres.

Chapitre III

Cadre de travail et choix expérimental

III.1 Position du problème

L'obectif fixé dans ce travail est de savoir s'il est possible de comprendre le processus de multifragmentation des noyaux finis dans un cadre thermodynamique. Pour ce faire, les collisions d'ions lourds sont un outil idéal car elles permettent de porter la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de pression et de température. Ces collisions peuvent conduire à étudier la multifragmentation de diverses sources: le projectile ou la cible pour les processus à dominante binaire, la cassure de la zone intermédiaire formée entre le projectile et la cible pour les collisions plus profondes ou encore la brisure de la source formée par la réunion des deux partenaires dans les collisions très profondes

Dans le cadre de la problématique qui nous intéresse, nous avons opté pour un choix aussi indépendant que possible des problèmes reliés à la voie d'entrée. En effet, le classement en paramètre d'impact précité n'est en fait qu'une vue schématique des processus et il s'avère, dans la pratique, qu'il n'est pas aisé de séparer les diverses sources de production de particules pour beaucoup de collisions, [METIVIER95], [LEFORT97], [LUKASIK+97]. Pour vouloir traiter l'aspect d'équilibre de la matière nucléaire "chaude", nous avons été amenés à nous placer dans des conditions expérimentales en quelque sorte idéales. C'est pourquoi, parmi toutes les collisions, nous avons retenu celles qui conduisent à la formation d'une source unique. Ainsi le lot expérimental retenu pourra être pleinement considéré comme étant un lot de diverses réalisations d'un même système au sens thermodynamique. Pour ces événements nous pouvons oublier le mécanisme de réaction qui n'a été qu'un outil préparatoire.

Enfin, nous avons choisi d'étudier un système quasi-symétrique, car il permet de définir correctement pour les collisions centrales, le repère de la source formée (centre de masse), quant aux énergies de bombardement, de 32 à 50 A.MeV, elles nous installent

dans un domaine où le phénomène de multifragmentation est attendu, [BIZARD+92]. De plus, l'utilisation d'INDRA, multidétecteur 4π, permet d'acquérir le maximum d'information événement par événement, ce qui est une condition nécessaire à notre étude.

III.2 Choix expérimental

L'ensemble des données, que nous présenterons, ont été prises auprès de l'accélérateur GANIL à l'aide du multidétecteur INDRA. Elles concernent le système du projectile xénon, $^{129}_{54}$Xe, sur une cible d'étain naturel, $^{119}_{50}$Sn, de $330\mu g/cm^2$ pour des énergies faisceau allant de 32 à 50 A.MeV. L'intensité du faisceau était de 0.4 nAe, avec un temps mort, pour l'acquisition des données, de $\simeq$25%.

III.2.1 Evénements complets

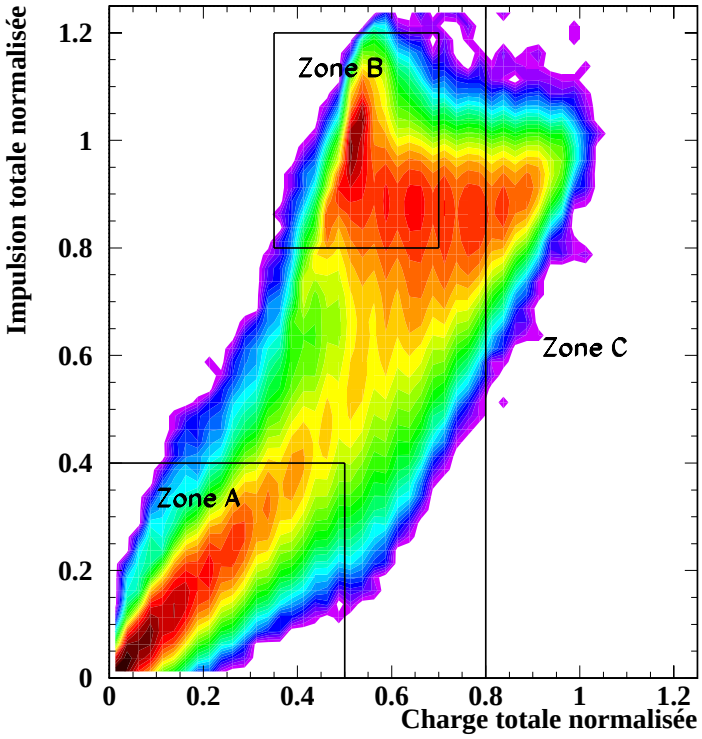


Figure III.1: *Correspondance entre la charge totale détectée et l'impulsion totale détectée, pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV.*

Le multidétecteur INDRA a fait l'objet d'une description détaillée au premier chapitre, nous allons maintenant faire une présentation des résultats que nous avons obtenus ainsi que les sélections que nous avons opérées pour faire notre analyse.

Bien qu'il recouvre 90% de 4π stéradians, que sa granularité soit élevée, 336 modules de détection et que ses seuils soient relativement faibles, de l'ordre de 1 A.MeV, la détection complète de toutes les particules produites par événement n'est pas toujours réalisée. En effet, la majeure partie de la section efficace de réaction concerne les collisions les plus périphériques, où le projectile effleure juste la cible et n'est pas suffisament défléchi, au delà des deux degrés que constitue le trou du faisceau, pour être détecté. La cible, quand à elle, bien que son angle de déviation soit suffisant, son énergie est trop petite pour passer les seuils de détection. Plus la collision est violente, plus le paramètre d'impact est petit et plus la production de fragments augmente et la capacité de détection également.

L'étude de la multifragmentation nécessite une information, événement par événement, la plus complète possible afin de pouvoir remonter aux conditions initiales de la matière nucléaire avant sa brisure. Pour cela la vérification de la conservation de grandeurs physiques comme la charge totale du système et son impulsion doit être assurée événement par événement. Il faut noter que, INDRA ne détectant pas les neutrons, nous ne pouvons pas nous reposer sur la conservation du nombre total de nucléons, nous ne comptabiliserons que les protons.

Ceci est illustré sur la figure III.1 , où nous avons démarqué trois zones d'intérêt. Elle nous montre la correspondance entre la charge totale, normalisée à la charge totale incidente du projectile et de la cible, en fonction de l'impulsion totale, normalisée à l'impulsion totale incidente, pour les événements acquis.

La première, zone A, caractérisée par une faible charge totale et une faible impulsion totale, correspond aux événements où nous avons perdu à la fois le reste du projectile et le reste de la cible. Seules quelques particules provenant de la désexcitation des deux partenaires de la réaction ont été vus.

La deuxième, zone B, rassemble une charge totale détectée d'environ 50% et une impulsion totale détectée de près de 90%-100%. Ceci correspond, dans le cas de notre système symétrique $^{129}_{54}$Xe + $^{119}_{50}$Sn, au cas ou nous avons détecté le quasi-projectile qui emporte quasiment toute l'impulsion initiale, mais pas la quasi-cible, la réaction étant insuffisamment violente et dissipative pour permettre à celle-ci de passer les seuils de notre multidétecteur.

Enfin, sur la dernière zone d'intérêt, regroupant les événements pour lesquels 80% de la charge totale initiale a été détectée, on remarque que presque toute l'impulsion a été conservée. Ce sont ces derniers événements que nous qualifierons de complets et sur lesquels nous allons travailler, car ils contiennent le maximum d'information.

III.2.2 Sélection des événements à source unique

Parmi les événements complets, une sélection a été opérée, qui a amené à la mise en évidence de collisions conduisant à la formation d'une source unique pour ce système. De nom-

breux travaux ont déja été menés sur ce sujet: [MARIE+97], [MARIE+98], [LE FÈVRE97], [SALOU97], [NGUYEN98], [FRANKLAND98], [BOUGAULT+97], [BOUGAULT+99], [RIVET+97], [RIVET+98], [RIVET+99], [WIELECZKO+ed].

Dans cette partie nous allons décrire la manière dont s'effectue cette sélection puis, dans la partie suivante nous regarderons son influence.

Angle de flot

Une grandeur, qu'il est intéressant de définir, dans les réactions d'ions lourds, est la direction du flux de matière émis après la collision. Cette valeur, que nous caractériserons par l'angle de flot, peut également nous renseigner sur le type de réaction mis en jeu. Ainsi, dans le cas de réactions périphériques où le projectile effleure la cible, le flux de matière après l'intéraction sera caractérisé par une direction proche de celle du faisceau. Dans le cas ou le projectile et la cible auront longtemps interagi, il se peut que les deux partenaires se "collent", tournent et se reséparent. Alors la déviation par rapport à l'axe du faisceau initial sera beaucoup plus marquée et importante. Nous allons définir cette direction comme étant l'angle entre l'axe principal de l'ellipsoïde et le faisceau, figure III.2.

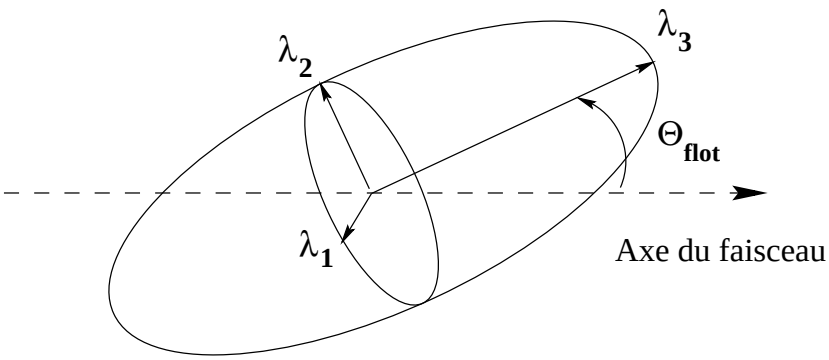


Figure III.2: *Représentation de l'ellipsoïde caractéristique de l'événement. Les valeurs propres $\lambda_{1,2,3}$ sont obtenues en diagonalisant le tenseur en énergie, voir texte. L'angle de flot est déterminé par l'axe du faisceau et le grand axe de l'ellipsoïde.*

Les axes de l'ellipsoïde sont déterminés en diagonalisant le tenseur caractéristique de l'événement définit par:

$$T_{ij} = \sum_{n=1}^{M} \omega^n P_i^n P_j^n \qquad \text{(III.1)}$$

Où M représente la multiplicité de l'événement, n l'indice courant sur les particules et fragments d'impulsion P, dans le centre de masse, sur les axes cartésiens x, y, z. ω est un poids qui donne sa signification au tenseur. $\omega^n = \frac{1}{2m^n}$, tenseur en énergie, représentera la distribution d'énergie emportée par les particules et fragments de l'événement. $\omega^n = \frac{1}{P^n}$, sera homogène à un moment. Dans la suite nous utiliserons le tenseur en énergie cinétique.

Pour éviter les problèmes liés aux nombreuses origines différentes que peuvent avoir les particules légères (émission de prééquilibre, désexcitation secondaire...), nous ne caractériserons que le flux de matière emporté par les fragments Z≥3.

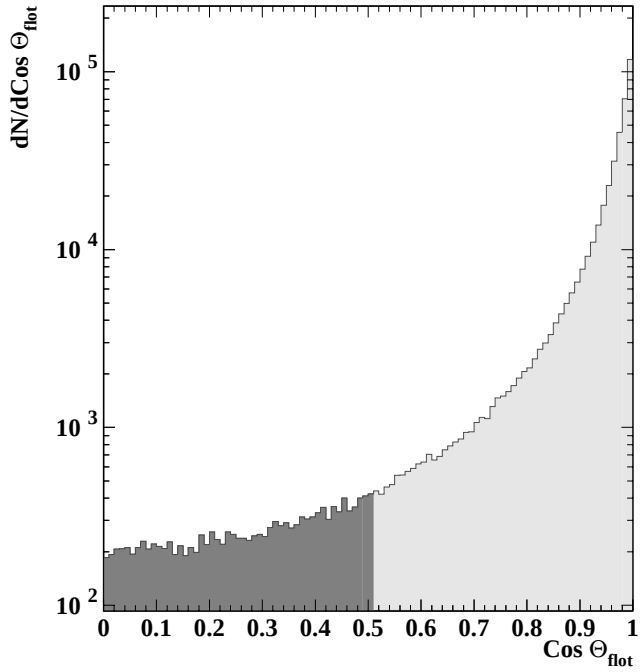


Figure III.3: *Distribution du cosinus de l'angle de flot pour les événements complets en charge, $Z_{tot} \geq 80\%$, de la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, (spectre grisé) et les événements sélectionnés en angle de flot $\theta_{flot} \geq 60^o$ (spectre en noir).*

La distribution expérimentale du cosinus de l'angle de flot, pour les événements complets en charge ($Z_{tot} \geq 80\%$), est illustrée sur la figure III.3 (spectre grisé). Cette distribution est représentée sur le domaine angulaire 0°-90° du fait de l'indétermination "avant-arrière" de l'axe principal de l'ellipsoïde. Dans de nombreux travaux antérieurs à celui-ci (références citées au début de ce paragraphe), il a été montré qu'une coupure, sur les événements présentant un angle de flot supérieur à 60°, permettait de sélectionner, parmi les collisions les plus violentes, celles présentant toutes les caractéristiques d'une source unique de multifragmentation isotrope. Ce sont donc ces événements que nous allons utiliser pour notre étude thermodynamique.

Energie transverse et multiplicité

La première sélection en événements complets en charge, si elle permet déja d'éliminer les événements les plus périphériques, les moins violents, voir figures III.4 et III.5, rassemble quand même des réactions de natures différentes.

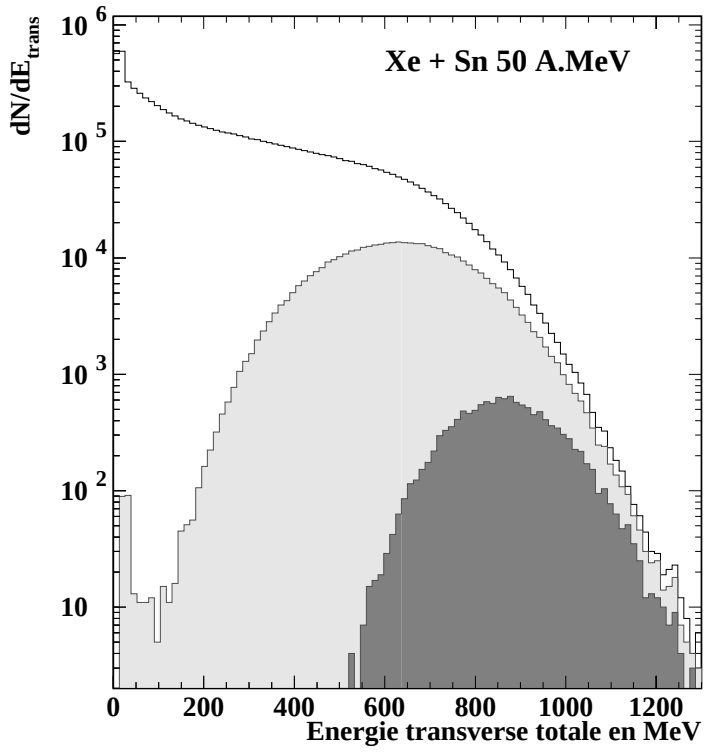


Figure III.4: *Distribution d'énergie transverse totale pour tous les événements, sans sélections (histogramme blanc), pour les événements complets en charge, $Z_{Tot} \geq 80\%$, (spectre grisé) et pour ceux sélectionnés en angle de flot $\theta_{flot} \geq 60^o$ (spectre en noir).*

Pour voir cela et vérifier que les événements de source unique appartiennent bien aux collisions les plus violentes, les plus centrales, nous pouvons définir une variable que l'on appelle énergie transverse totale des particules et fragments. Cette variable a souvent été utilisée en physique nucléaire pour opérer des sélections en violence de collisions, notamment pour l'extraction d'un paramètre d'impact expérimental et sa confrontation avec les simulations théoriques [MORETTO90]. Elle est définie comme suit: $E_{trans}=\sum_{i=1}^{n} E_i.sin^2\theta_i$. θ_i étant l'angle que fait chaque particule de l'événement avec l'axe du faisceau. Cette variable définit donc la proportion d'énergie dispersée perpendiculairement à la direction incidente. Plus sa valeur augmente et plus la collision a été violente. En outre, son invariance par translation présente l'avantage qu'elle est reliée directement aux mesures expérimentales brutes. ($E_{trans}=\sum_{i=1}^{n} E_i^{labo}.sin^2\theta_i^{labo}= \sum_{i=1}^{n} E_i^{CM}.sin^2\theta_i^{CM}$)

Nous pouvons voir, sur la figure III.4, que les événements, pour lesquels $\theta_{flot} \geq 60^o$, se classent parmi ceux qui possèdent la plus grande énergie transverse totale. C'est-à-dire que la dissipation de l'énergie parallèle incidente a été la plus importante. Ces événements sont également parmi ceux dont la multiplicité totale de particules chargées est la

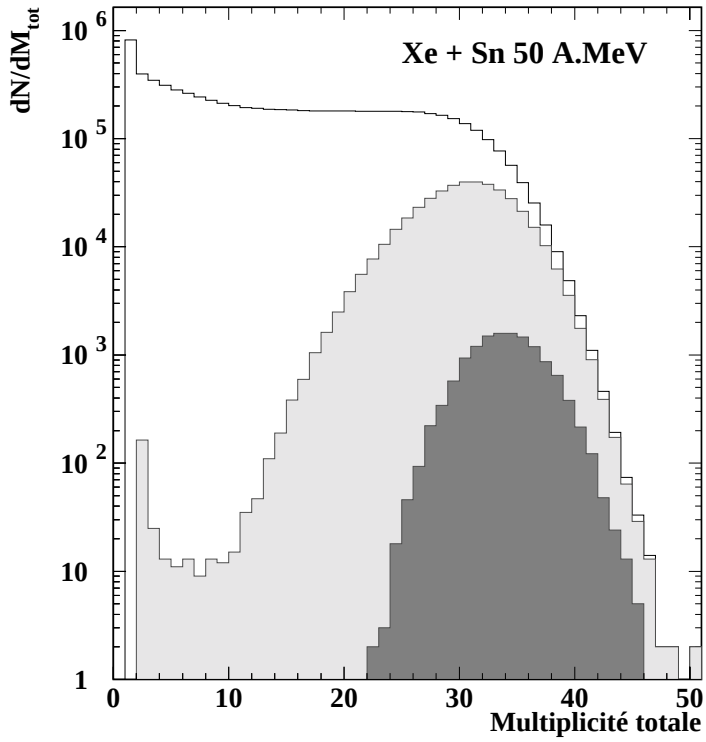


Figure III.5: *Distribution de multiplicité totale pour tous les événements, sans sélections (histogramme blanc), pour les événements complets en charge, $Z_{Tot} \geq 80\%$, (spectre grisé) et pour ceux sélectionnés en angle de flot $\theta_{flot} \geq 60^o$ (spectre en noir).*

plus grande, figure III.5, preuve encore que nous avons affaire à des collisions très violentes.

Section efficace

Système	$\sigma_{théorique}$	$\sigma_{tot\ mesurée}$	$\sigma_{complet}$	$\sigma_{source\ unique}$
Xe + Sn 50 A.MeV	5380 mb	4206 mb	236 mb	7 mb
Xe + Sn 45 A.MeV	5370 mb	4533 mb	255 mb	8 mb
Xe + Sn 39 A.MeV	5370 mb	4152 mb	244 mb	9 mb
Xe + Sn 32 A.MeV	5290 mb	4721 mb	281 mb	15 mb

TAB. III.1 - *Sections efficaces calculées expérimentalement pour tous les événements détectés, les complets (80% de la charge totale reconstruite) et de source unique, pour différentes énergies faisceau incidentes. Ces valeurs sont obtenues à partir du nombre d'événements bruts retenus (non corrigé par le dispositif expérimental). A titre indicatif est indiquée la section efficace théorique obtenue à partir d'un calcul semi-empirique tirée de la référence [*KAROL*75].*

Une estimation de la section efficace de ces événements bruts (non corrigée du dispositif expérimental) peut être trouvée dans le tableau III.1, à la fois pour toutes les réactions enregistrées, les événements complets en charge et ceux de source unique. Ces résultats ont été obtenus en utilisant un déclenchement de l'acquisition basé sur quatre détecteurs touchés au minimum ($M_{Trigger} \geq 4$), ce qui élimine les réactions les plus périphériques. Nous voyons que la section efficace diminue considérablement au fur et à mesure que nous imposons nos sélections, pour finir à moins de 1% de tous les événements enregistrés. Nous pouvons également remarquer que celle de source unique diminue avec l'augmentation de l'énergie incidente (il y a un facteur deux entre 32 et 50 A.MeV), alors quelle est pratiquement constante pour les événements complets en charge. Ceci peut être interprété comme étant la diminution de la section efficace de fusion avec l'énergie incidente [SALOU97]. Bien qu'ici le terme de fusion soit abusif, car les réactions considérées ne présentent ni le caractère "formation d'un composite à densité normale" ni l'aspect "apparition déterminée pour un paramètre d'impact" que sous-entend ce mot. Nous préférons labeller les événements retenus comme étant les événements à source unique.

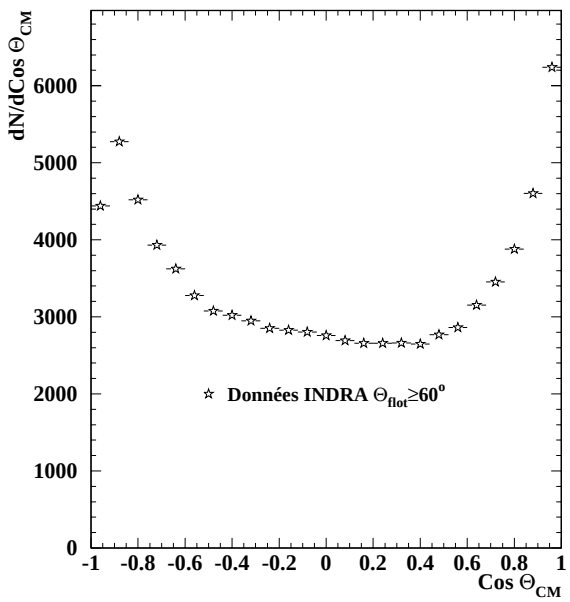


Figure III.6: *Distribution angulaire des particules légères Z=1-2, dans le centre de masse de la réaction pour les événements expérimentaux, complets, sélectionnés en angle de flot, $\theta_{flot} \geq 60^o$. Xe + Sn à 50 A.MeV.*

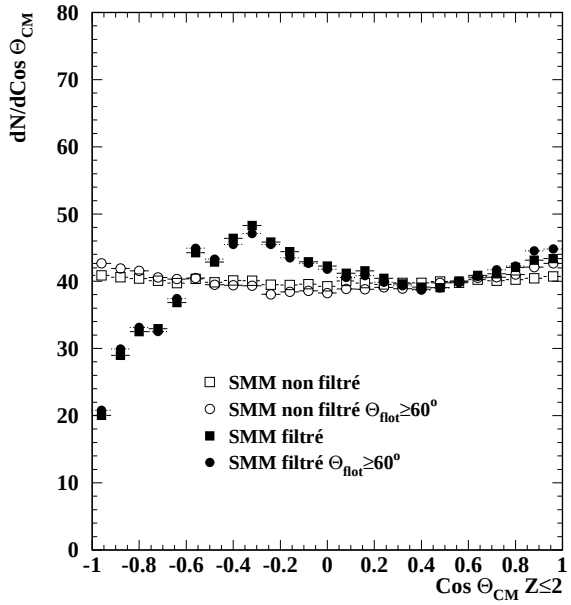


Figure III.7: *Distributions angulaires des particules légères Z≤2, dans le centre de masse. Les spectres sont normalisés à la même valeur. Ils représentent les résultats d'un calcul SMM filtré (80% de la charge initiale) ou non par le dispositif expérimental et sélectionné ou non en angle de flot $\theta_{flot} \geq 60^o$.*

En examinant la distribution de l'angle de flot, figure III.3, nous constatons qu'elle est fortement piquée autour de zéro degré, et est quasiment plate au delà de soixante degrés. Pour une source unique qui multifragmente de façon isotrope, l'angle de flot est indéterminé (pas de plan de réaction) et la distribution est homogène entre 0° et 90°. Dans ce cadre, les événements retenus avec la sélection $\theta_{flot} \geq 60^o$ représentent la moitié pure des événements à source unique, l'autre moitié ($\theta_{flot} < 60^o$) étant mélangée avec des collisions qui conduisent à des processus où la mémoire de la voie d'entrée subsiste. Notons enfin qu'il n'est pas exclu, [BOURRIQUET01], que les événements retenus soient moins que la moitié des événements à source unique si ceux-ci présentent une déformation dans l'espace des configurations (i.e. équilibrations chimique et thermique, mais pas en forme).

III.2.3 Influence de la sélection

III.2.3.1 Distribution angulaire des particules légères

La distribution angulaire des particules légères, dans le centre de masse, Z=1-2, présente un caractère isotrope entre 60° et 120°, figure III.6, mais avec une forte composante à l'avant et à l'arrière. Ceci est difficilement expliquable par la multifragmentation d'une source unique sauf si nous faisons l'hypothèse d'une émission, dite de "prééquilibre", de particules qui ne "ressentent" pas le champ moyen du noyau partenaire et ne subissent pas ou peu de collisions. Dans ce cas, elles gardent principalement leur direction initiale, c'est-à-dire celle du faisceau.

Maintenant, nous pouvons nous poser la question de savoir, quelle est l'influence de la sélection en angle de flot sur cette distribution angulaire? L'angle de flot, rappelons-le, est déterminé à partir du tenseur caractéristique de l'événement, dans lequel nous n'avons considéré que les fragments Z≥3, aussi nous ne nous attendons pas à ce qu'il ait une grande influence sur les particules légères. Pour vérifier cela, nous nous sommes servis du modèle SMM, voir en annexe A pour plus de détails, qui simule la multifragmentation d'une source isotrope, dans le centre de masse. Le modèle SMM, avec les paramètres E^*=8.8 A.MeV (dont 2.1 A.MeV d'énergie collective) et Z_{Source}=80, reproduit les caractéristiques des données expérimentales. Il est utilisé ici comme générateur d'événements isotropes. Il va nous permettre, via le filtre INDRA, de tester deux choses, d'abord l'influence du dispositif expérimental et de la complétude à 80% de la charge initiale, et ensuite celle de notre sélection en angle de flot. Le filtre est un programme informatique qui tient compte de la géométrie du détecteur, de sa granularité, des trous, zones mortes, seuils de détection et matrices d'identification afin de reproduire au mieux les conditions expérimentales.

Le résultat de cette analyse est regroupé sur la figure III.7. La première chose que l'on peut remarquer, est que, effectivement, la coupure en angle de flot supérieure à soixante degrés ne modifie pas les distributions angulaires de particules légères. Que ce soit avec (symboles noirs), ou sans (symboles blancs) l'application du filtre et de la complétude, elles sont les mêmes avec ou sans $\theta_{flot} \geq 60^o$. Notamment la distribution isotrope, avant

filtre, reste isotrope avec $\theta_{flot} \geq 60^o$ (symboles blancs). Les données filtrées répondent de la même manière et sont dans les deux cas sujettes à des problèmes d'identification à basse énergie. La légère remontée entre $\cos\theta_{CM}$=-0.5 et $\cos\theta_{CM}$=0.5, que l'on peut observer, à la fois dans les données expérimentales et la simulation, provient donc de notre critère de complétude. En effet, pour permettre la détermination d'au moins 80% de la charge initiale, il est plus aisé de complèter vers l'arrière du détecteur, avec des particules légères, plus facilement détectables, que des fragments plus lourds et plus lents.

Pour avoir une estimation de la composante anisotrope, pour $\cos\theta_{CM} \in [0.5; 1]$ notamment, voir figure III.6, nous avons décomposé cet intervalle en cinq domaines angulaires en $\cos\theta_{CM}$, par pas de 0.1. Nous avons ensuite compté le nombre de particules dans chacune de ces régions puis nous leur avons retranché un dixième de la population comprise entre $\cos\theta_{CM} \in [-0.5; 0.5]$, c'est-à-dire la partie isotrope (un dixième correspondant à la normalisation d'angle solide). Nous avons ensuite divisé le tout par le nombre d'événements, pour avoir une idée de la multiplicité moyenne de particules anisotropes. Le résultat de cette étude est reportée sur la figure III.8, pour chaque énergie incidente.

La première chose que nous pouvons dire est que, dans le cas des protons et des deutons, nous atteignons des multiplicités négatives pour le domaine $\cos\theta_{CM} \in [0.5; 0.6]$. Cela s'explique par l'effet de la complétude qui augmente légèrement le nombre de particules à l'arrière, entre $\cos\theta_{CM} \in [-0.5; 0.]$, pour une distribution isotrope. Les figures III.8 nous indiquent que l'anisotropie est surtout importante pour la tranche la plus à l'avant dans le centre de masse ($\cos\theta_{CM} \in [0.9; 1.0]$) et que la composition chimique est dominée par des particules alphas et des protons. L'influence de l'énergie incidente est d'ailleurs surtout marquée pour cette région, où le nombre de particules anisotropes augmente avec l'énergie faisceau. Pour les autres domaines angulaires, l'énergie de bombardement ne joue pas de rôle.

Sur la figure III.9, nous avons comparé les spectres en énergie centre de masse, des protons et des alphas, pour la partie isotrope $\cos\theta_{CM} \in [-0.5; 0.5]$ (60°-120°) et la partie anisotrope $\cos\theta_{CM} \in [0.5; 1.0]$ (0°-60°). Pour des raisons de statistique nous avons décomposé cette région non plus en cinq, comme précédemment, mais en deux seulement entre $\cos\theta_{CM} \in [0.5; 0.75]$ et $\cos\theta_{CM} \in [0.75; 1.0]$. Les spectres ont été normalisés au même angle solide en multipliant la partie anisotrope par quatre. Outre le fait que nous retrouvons bien un nombre plus important de particules dans la tranche la plus en avant dans le centre de masse, $[0.75; 1.0]$, celles-ci sont également un peu plus énergétiques. Pour le domaine $\cos\theta_{CM} \in [0.5; 0.75]$ les spectres ont une extension identique mais avec une population toujours un peu plus importante, surtout pour les alphas, voir figure III.9 en bas à droite.

En conclusion, ce que nous pouvons dire sur la partie anisotrope des particules légères est qu'elle concerne majoritairement les angles très à l'avant dans le centre de masse de la réaction, de plus elle est composée essentiellement par des particules alphas (trois fois plus nombreuses que les protons). Nous pourrions voir ici un effet de moment angulaire,

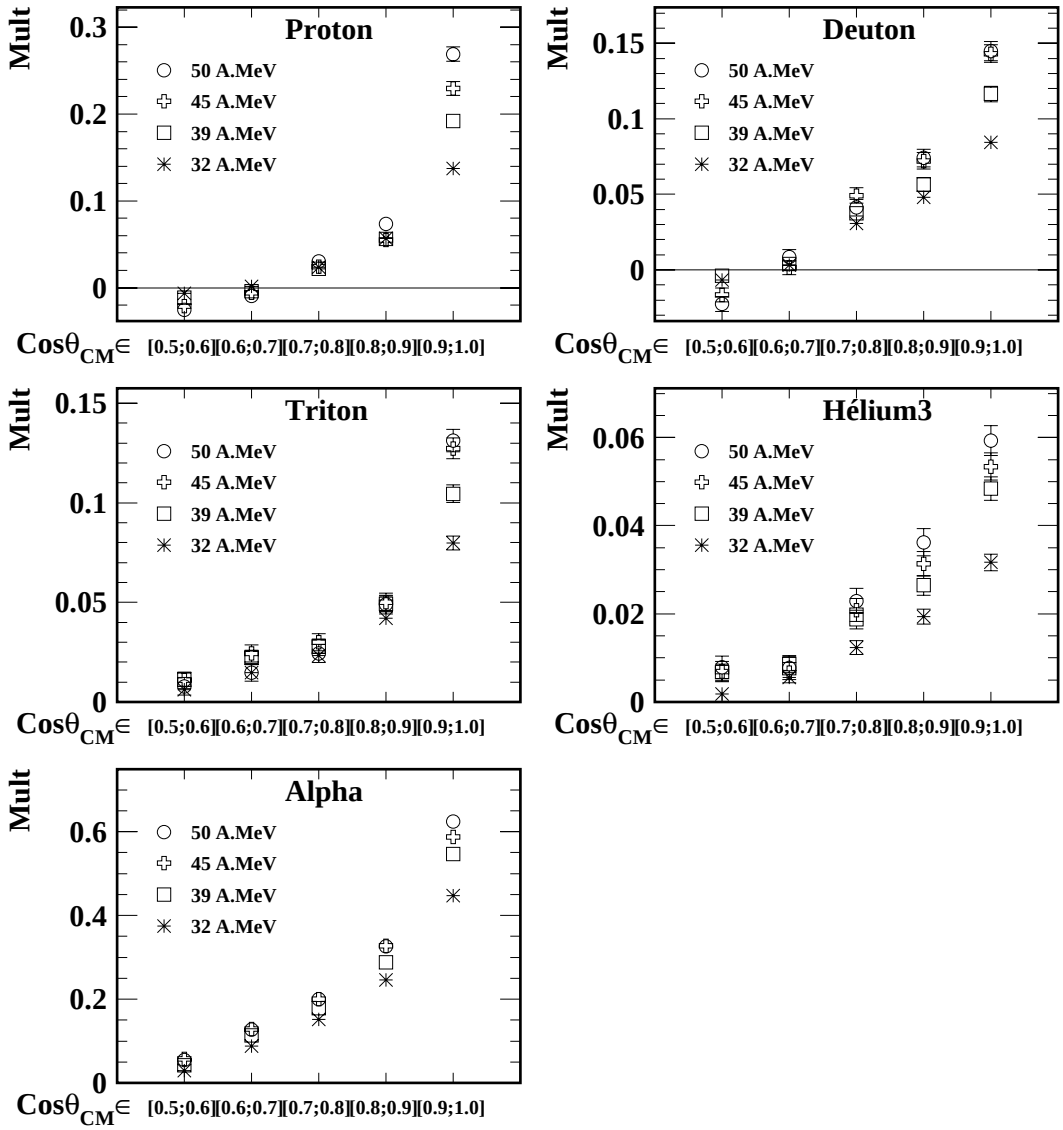


Figure III.8: *Multiplicité moyenne, par isotope, de la composante anisotrope dans le centre de masse de la réaction, pour différentes énergies faisceau incidentes. Le domaine angulaire* $\cos\theta_{CM} \in [0.5; 1]$ *(0°-60°) a été découpé en cinq régions par pas de 0.1 en* $\cos\theta_{CM}$.

il n'en est rien lorsque l'on examine les corrélations azimutales [MARIE+97]. Il faut plutôt considérer les particules anisotropes comme un ultime reliquat d'effets de voie d'entrée sur les événements considérés.

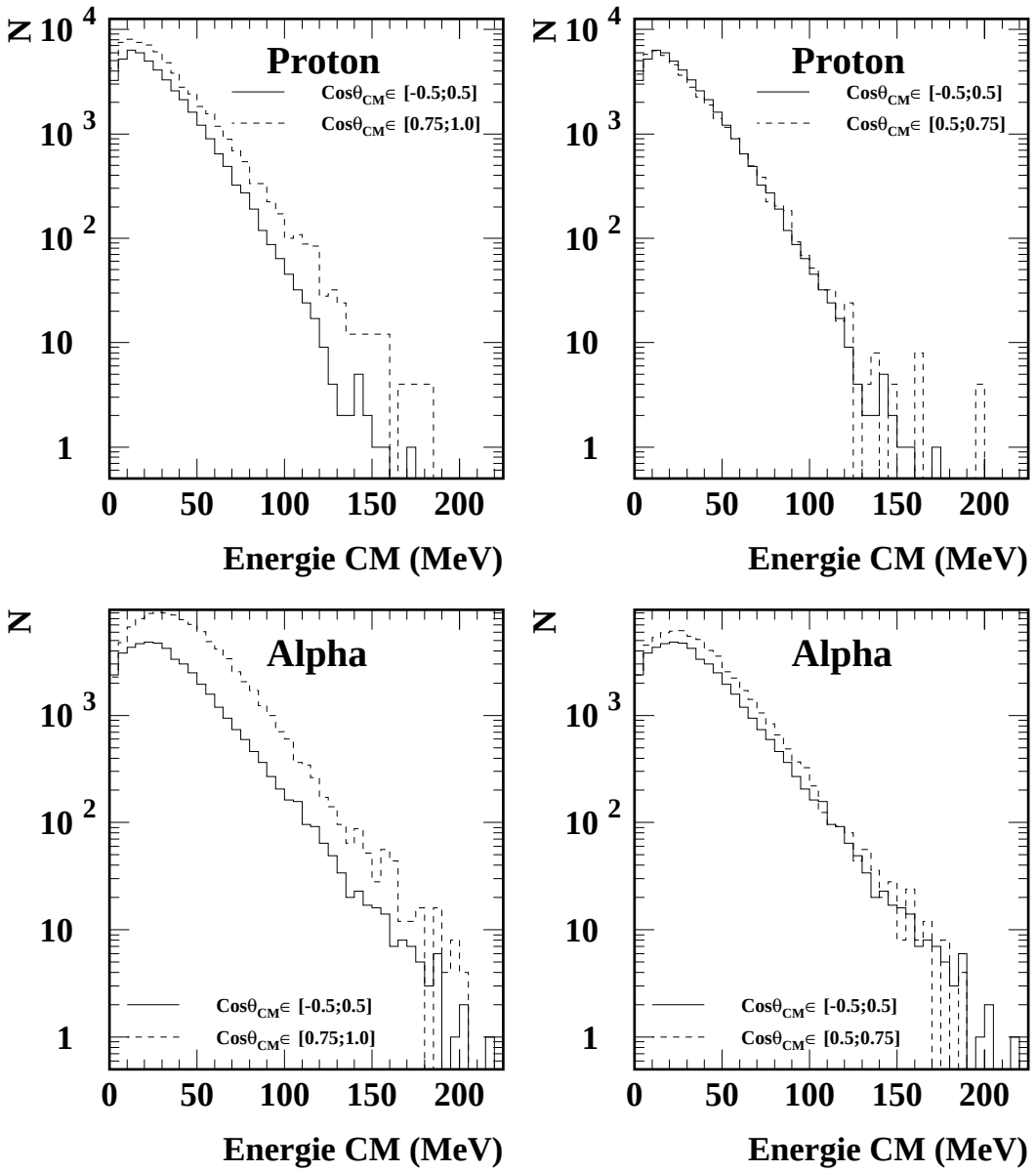


Figure III.9: *Comparaison entre les spectres en énergie centre de masse, des protons et alphas, pour la partie isotrope* $\cos\theta_{CM} \in [-0.5; 0.5]$ *(60°-120°) et la partie anisotrope* $\cos\theta_{CM} \in [0.5; 1.0]$ *(0°-60°) décomposée en deux parties* $[0.5; 0.75]$ *et* $[0.75; 1.0]$. *Les spectres sont normalisés au même angle solide. Xe + Sn à 50 A.MeV.*

III.2.3.2 Distribution angulaire des fragments

La distribution angulaire des fragments, quand à elle, est beaucoup plus sujette à notre sélection car le tenseur est calculé avec eux. En effet, si nous demandons des angles de

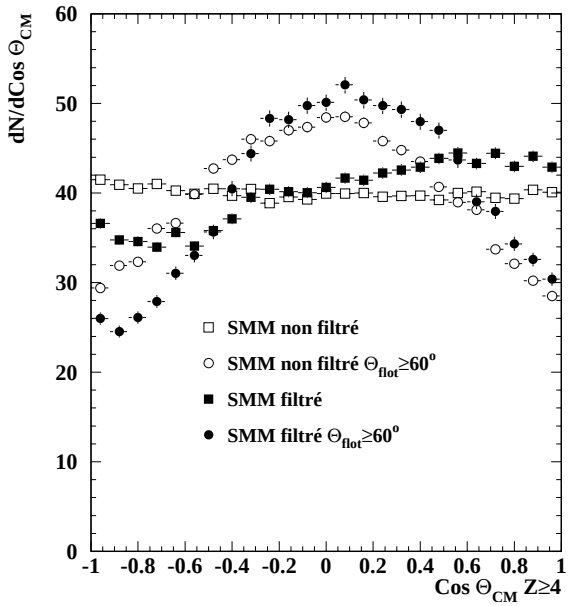


Figure III.10: *Distribution angulaire des fragments Z≥4, dans le centre de masse. Les spectres sont normalisés à la même valeur. Ils représentent les résultats d'un calcul SMM filtré, ou non, par le dispositif expérimental et sélectionné, ou non, en angle de flot $\theta_{flot} \geq 60^o$.*

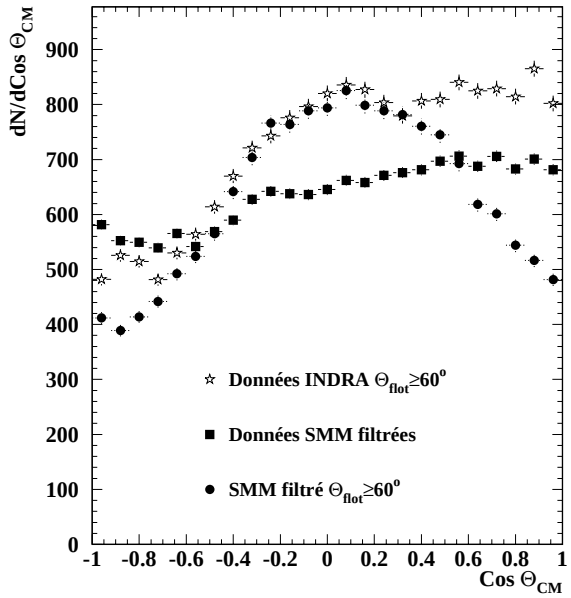


Figure III.11: *Distribution angulaire des fragments Z≥4, dans le centre de masse. Sur la figure sont représentés les événements Xe + Sn à 50 A.MeV, complets, sélectionnés en angle de flot $\theta_{flot} \geq 60^o$ (étoiles), comparés aux résultats d'un calcul SMM filtré (carrés noirs) et avec (points noirs) les sélections équivalentes aux données ($\theta_{flot} \geq 60^o$). Les spectres sont normalisés au nombre d'événements.*

flot supérieurs à soixante degrés, cela signifie que nous demandons à avoir des fragments dans cette direction et donc une distribution isotrope à l'origine s'en trouve affectée. Il faut donc recourir à une simulation pour en mesurer les effets. Pour cela nous avons utilisé de nouveau le modèle SMM, à qui nous avons appliqué le filtre informatique d'INDRA. Puis nous avons appliqué à ces événements les mêmes sélections que dans les données, à savoir détection d'au moins quatre-vingt pour cent de la charge initiale et coupure en angle de flot supérieur à soixante degrés.

Sur la figure III.10 nous avons regroupé, comme pour les particules légères, les effets du filtre (i.e. événements complets) et de la coupure en angle de flot. Prenons d'abord en considération les effets du filtre. Nous constatons qu'à partir d'une distribution isotrope (carrés blancs), le filtre entraine une perte de fragments à l'arrière (seuils de détection, IMF plus lents...): le critère de complétude tend à compenser en favorisant un plus grand nombre de fragments détectés à l'avant (carrés noirs). En revanche, la coupure en angle de

flot, avec ou sans filtre, détermine une distribution centrée à quatre-vingt-dix degrés dans le centre de masse. Le fait de demander des réactions menant à des angles de flot, calculés à partir des IMF Z≥3, supérieurs à soixante degrés, impose que ceux-ci soient préférentielement dirigés orthogonalement au faisceau. La détection-complétude génère toujours quand à elle un léger décalage vers l'avant et une déplétion à l'arrière.

Nous retrouvons sur la figure III.11, la distribution isotrope SMM déformée vers l'avant (carrés noirs) à cause de l'effet de complétude et la distribution en forme de "cloche" lorsque l'on applique la sélection $\theta_{flot} \geq 60^o$ (SMM ronds noirs). Les données expérimentales semblent reflèter ces deux effets. Il faut rappeler ici que le filtre expérimental ne reproduit pas parfaitement les seuils d'identification module par module d'INDRA. De plus on peut remarquer que le désaccord entre les données et le calcul SMM-filtré $\theta_{flot} \geq 60^o$ ne concerne que de faibles multiplicités. Ceci nous conduit à affirmer que nous sommes bien en présence d'une émission isotrope de fragments dans les réactions sélectionnées expérimentalement et nous conforte dans la validité de l'équilibration pour ces événements.

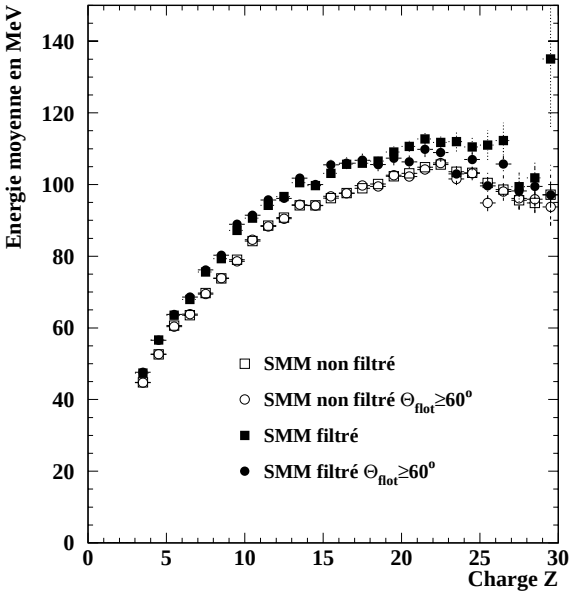


Figure III.12: *Influence du dispositif expérimental et des sélections sur les énergies moyennes des fragments dans le centre de masse, pour le modèle SMM.*

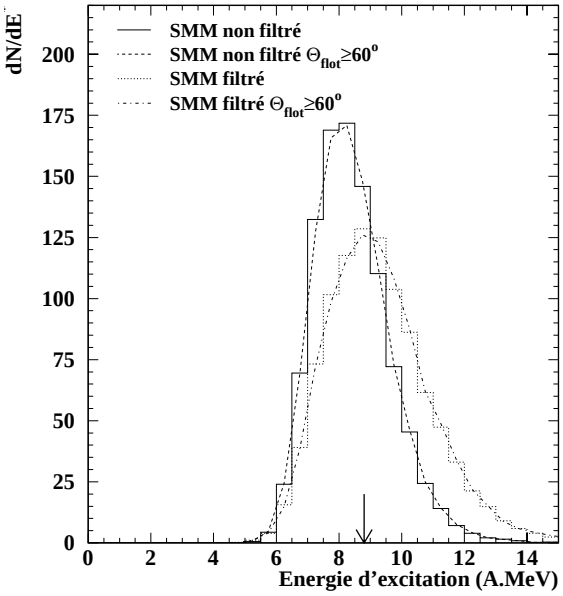


Figure III.13: *Influence du dispositif expérimental et des sélections sur le calcul de l'énergie d'excitation, calculée par calorimétrie, pour le modèle SMM.*

III.2.3.3 Influence des sélections sur les énergies

Nous venons de voir comment nos critères de sélection venaient de modifier, ou non, la forme des distributions angulaires des particules et des fragments. Maintenant nous allons voir ce qu'il en est pour les énergies. Toujours à partir du modèle SMM et du filtre informatique INDRA, nous avons regardé les évolutions des énergies moyennes des fragments en fonction de leur charge. Nous voyons sur la figure III.12 que la coupure en angle de flot supérieur à soixante degrés n'a aucun effet sur les énergies moyennes. Seul le passage du filtre (i.e. complétude) influence celles-ci. En effet il élimine les fragments de faibles vitesses, qui ne passent pas les seuils du détecteur, ce qui a pour conséquence d'augmenter les valeurs moyennes. Nous voyons que cet effet et d'autant plus marqué que la taille des noyaux augmente. Plus la particule est lourde plus elle est lente, donc elle a moins de chance d'être détectée. Peut être doit on y voir aussi un effet de masses différentes entre celles de SMM (sans filtre) et celles déduites par une formule décrivant la vallée de stabilité (après le filtre).

Une des grandeur importante, dans les modèles thermodynamique, qui décrivent la multifragmentation, est l'énergie d'excitation déposée dans la source. Cette valeur est une contrainte essentielle dans la génération des partitions statistiques des modèles, aussi sa détermination est fondamentale. Malheureusement elle n'est accessible expérimentalement que par des moyens détournés. Une de ces méthode, [CUSSOL93], consiste à faire un bilan d'énergie sur toutes les particules détectées événement par événement. Elle s'exprime par la formule suivante:

$$E^* = \sum_{f=1}^{M_f} E_f + \sum_{n=1}^{M_n} E_n - Q + E^*_{rés} \tag{III.2}$$

L'énergie d'excitation de la source est la somme des énergies cinétiques E_f des fragments et particules chargées, de multiplicité M_f, de l'excès de masse de la réaction Q, des énergies E_n emportées par les neutrons, de multiplicité M_n et de l'énergie d'excitation résiduelle. La première difficulté survient pour évaluer le nombre de neutrons émis sachant qu'INDRA ne les détecte pas. Pour cela nous faisons un bilan en masse. Nous sommons toutes les charges des particules détectées et cette somme Z_s est multipliée par le rapport N/Z originel du système $^{129}_{54}$Xe + $^{119}_{50}$Sn.

$$A_s = \left\{ \sum_{f=1}^{M_f} Z_f \right\} \times \left\{ \frac{129 + 119}{50 + 54} \right\} \tag{III.3}$$

Nous calculons ensuite la masse totale sous forme de particules et de fragments en sommant leur masse individuelle obtenue, lorsque celle-ci n'est pas identifiée, à partir d'une formule décrivant la vallée de stabilité:

$$A_f = 1.867 \times Z_f + 0.016 \times Z_f^2 - 1.07.10^{-4} \times Z_f^3 \tag{III.4}$$

La multiplicité M_n de neutron est alors obtenue en faisant la différence:

$$M_n = A_s - \sum_{f=1}^{M_f} A_f \tag{III.5}$$

L'énergie des neutrons est déduite à partir de l'énergie cinétique moyenne des protons corrigée de la barrière coulombienne. Celle-ci a été calculée à partir de la systématique de [PARKER+91] pour un noyau émetteur de Z=45, afin de tenir compte de toute la chaine de désexcitation.

$$B = 0.106 \times Z_{émetteur} - 0.9 \quad (MeV) \tag{III.6}$$

$$\sum_{n=1}^{M_n} E_n = \frac{M_n}{M_p} \sum_{p=1}^{M_p} E_p - 3.5 M_n \quad (MeV) \tag{III.7}$$

Le bilan de la réaction Q est calculé à partir de la formule de la goutte liquide, donnée par Seeger et Prisho dans la référence [SEEGER67]. Quand à l'énergie résiduelle nous considérons qu'elle est émise sous forme de gammas et nous lui donnons une valeur de 2 MeV.

Toutefois nous avons vu sur la figure III.6, que les particules légères présentaient une composante fortement anisotrope à l'avant et à l'arrière de la réaction dans le centre de masse. Nous l'avons associé à des particules de prééquilibre ayant gardées la direction du faisceau. Ces particules ne font pas partie de la source. Aussi, il convient de ne pas en tenir compte dans le calcul de l'énergie d'excitation. Nous avons vu, toujours sur la figure III.6, que nous pouvions détacher une composante isotrope, pour l'émission des particules légères, qui se situe entre soixante et cent vingt degrés dans le centre de masse. Ce domaine angulaire représente la moitié de l'angle solide. Nous avons donc décidé de ne prendre en compte que les LCP ($Z \leq 2$) appartenant à cette région pour le calcul du bilan de masse et nous les avons multiplié par deux. En revanche les fragments sont considérés sur tout l'espace entre zéro et cent quatre-vingt degrés.

Pour vérifier que cette hypothèse ne perturbe pas trop le calcul de l'énergie d'excitation, nous l'avons simulé à l'aide d'une source de multifragmentation SMM pour laquelle nous connaissons exactement la valeur originelle, qui est un paramètre du modèle. Nous sommes donc partis d'une source, proche de la taille de celle détectée expérimentalement, pour laquelle nous avions fournis une valeur de E^*/A= 8.8 A.MeV. Le résultat est illustré sur la figure III.13. La première conclusion que l'on peut tirer et que, à nouveau, comme pour les énergies moyennes, la coupure en angle de flot ne modifie pas les grandeurs d'E^* extraites. Par contre le filtre accroît un peu la valeur moyenne de la distribution. Nous pouvons remarquer, d'ailleurs, que la valeur déterminée par calorimétrie à partir des événements filtrés est plus proche de la valeur théorique que celle obtenue par les événements non filtrés. Toutefois la distribution est plus large ce qui refléte les fluctuations plus importantes introduites par le dispositif expérimental.

En conclusion de cette partie, nous pouvons dire que nos sélections et la coupure en angle de flot ne perturbent pas trop la méthode d'extraction de l'énergie d'excitation par

calorimétrie et que si les distributions sont assez larges, en revanche la valeur moyenne est correcte.

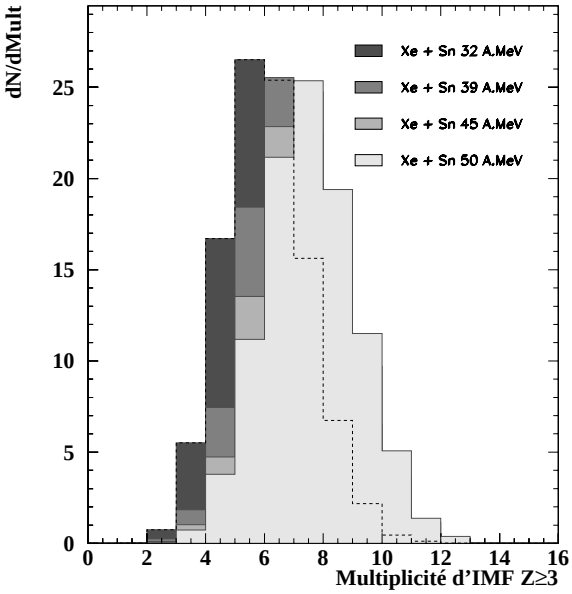


Figure III.14: *Multiplicité des fragments de charge Z≥3 pour les événements de source unique de la réaction Xe + Sn à différentes énergies faisceau.*

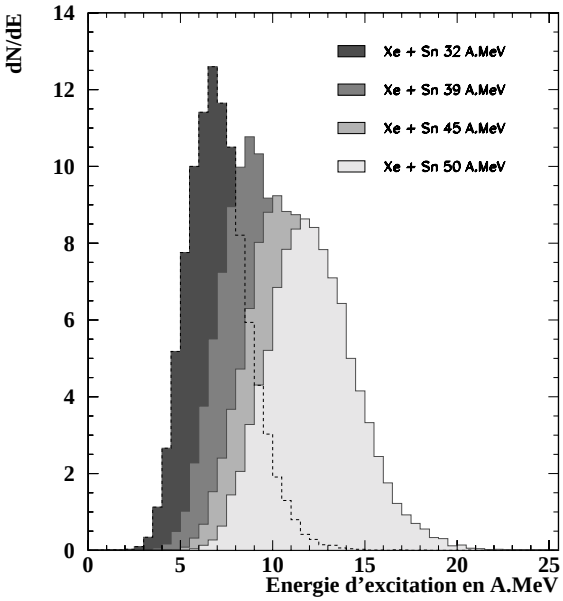


Figure III.15: *Distribution d'énergie d'excitation, calculée par calorimétrie, pour les événements de source unique de la réaction Xe + Sn à différentes énergies incidentes.*

III.2.3.4 Caractéristiques des événements retenus

Nous allons maintenant décrire les caractéristiques des sources uniques que nous avons retenues pour nos analyses. La figure III.14 représente la multiplicité de fragments de charge Z≥3 pour les événements de source unique, $\theta_{flot} \geq 60^o$. Le nombre moyen de fragments est de 7 pour le système Xe + Sn à 50 A.MeV, 6.8 à 45 A.MeV, 6.4 à 39 A.MeV et 5.5 à 32 A.MeV. L'énergie d'excitation de cette source a été déterminée par la méthode de calorimétrie précédemment décrite. Sa valeur moyenne est de 12.2 A.MeV pour une énergie faisceau de 50 A.MeV, 10.9 à 45 A.MeV, 9.1 à 39 A.MeV et 7 à 32 A.MeV soit pratiquement la totalité de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction figure III.15.

Les figures III.16 et III.17 donnent la taille des deux plus gros fragments de l'événement. Celle-ci est en moyenne de 15.1 unité de charge pour le plus gros et de 10.2 pour le deuxième plus gros pour le système Xe + Sn à 50 A.MeV. Puis respectivement de 17.2 et 11.2 à 45 A.MeV, 20.2 et 12.7 à 39 A.MeV et enfin 25.8 et 15.2 à 32 A.MeV. Ces caractéristiques générales sont regroupées dans le tableau III.2.

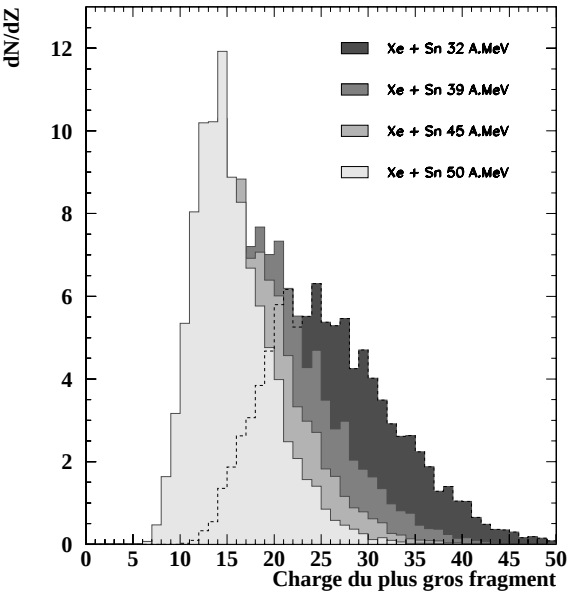


Figure III.16: *Distribution de la charge du plus gros fragment pour les événements de source unique de la réaction Xe + Sn à différentes énergies incidentes.*

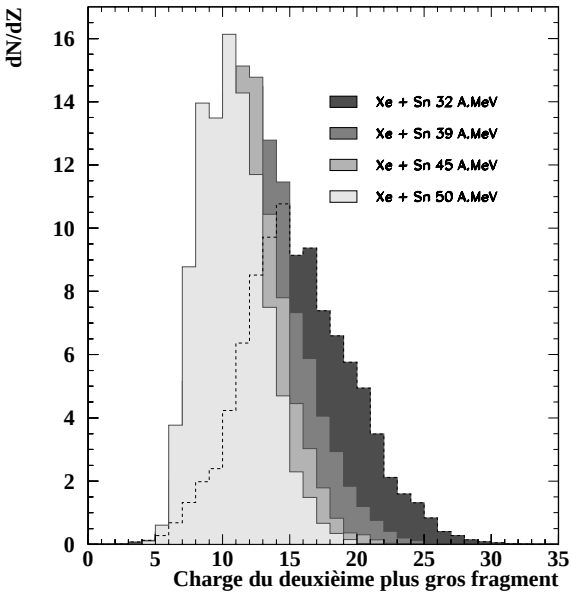


Figure III.17: *Distribution de la charge du deuxième plus gros fragment pour les événements de source unique de la réaction Xe + Sn à différentes énergies faisceau.*

Système	M_{IMF}	E^* (A.MeV)	Z_{max}	Z_{max-1}	$Z_{Tot\,détectée}$	Z_{Source}	$Z_{Source}^{estimée}$
Xe + Sn 50 A.MeV	7.0	12.2	15.1	10.2	88.7	81.1	90
Xe + Sn 45 A.MeV	6.8	10.9	17.2	11.2	88.8	81.6	91
Xe + Sn 39 A.MeV	6.4	9.1	20.2	12.7	89.4	83.0	92
Xe + Sn 32 A.MeV	5.5	7.0	25.8	15.2	90.0	85.0	94

TAB. III.2 - *Caractéristiques moyennes des événements Xe + Sn retenus par la sélection en angle de flot supérieur à soixante degrés, en fonction de l'énergie faisceau incidente. Multiplicité de fragments (Z≥3), énergie d'excitation calculée par calorimétrie, charge des deux plus gros fragments de l'événement, charge totale récoltée ($Z_{Tot\,détectée}$), charge de la source corrigée en enlevant la partie anisotrope de particules légères (Z_{Source}) et charge estimée après correction du dispositif expérimental ($Z_{Source}^{estimée}$), c'est à dire une acceptance de 90% de 4π.*

Nous y avons également reporté la charge moyenne détectée, ainsi que celle de la source en enlevant la partie anisotrope des particules légères. Pour cela nous avons considéré uniquement l'espace entre 60° et 120° dans le centre de masse pour les Z=1, 2 et nous avons multiplié leur nombre par deux, comme nous l'avions fait pour le calcul de l'énergie d'excitation par calorimétrie.

III.3 Rappel des précédents résultats concernant les événements à source unique

Ce travail se situe dans la continuité des études menées par la collaboration INDRA sur la multifragmentation. Nous allons présenter ici, un résumé des faits expérimentaux acquis sur l'étude des événements à source unique. La majeure partie des résultats présentés dans ce chapitre se recoupe avec des études antérieures ou menées en parallèle. Nous indiquons ici certains faits relatifs aux résultats expérimentaux que nous avons présentés.

Equilibre-Isotropie

Dans les travaux [MARIE95], [LE FÈVRE97] et [SALOU97], il est démontré qu'il existe des événements qui sont compatibles avec la formation d'une source unique. A l'instant de la brisure, cette source, d'une taille moyenne proche de celle d'un noyau d'or Z$\simeq$80, possède toutes les caractéristiques d'un équilibre thermique. Notamment la distribution des charges des fragments se superposent quel que soit le domaine angulaire, dans le centre de masse. Ceci nous conforte dans l'hypothèse d'une émission isotrope. De plus, les spectres en énergie par type de fragment se superposent également par domaines angulaires, aux problèmes de calibration-identification près [SALOU97]. Ceci est confirmé par une étude sur la vitesse relative des trois plus gros fragments de la réaction pris deux à deux. Ces trois distributions sont superposables et compatibles avec un processus gouverné par la répulsion coulombienne et l'énergie d'excitation d'une source unique. En revanche, elles sont incompatibles avec un processus de type binaire, où l'un des résidus du projectile ou de la cible aurait émis un fragment.

Forme des événements

Pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, les événements à source unique sont très relaxés en forme et présentent une géométrie quasiment sphérique, avec une légère déformation perpendiculaire à l'axe du faisceau [NGUYEN98], vérifiée au moyen d'une analyse en sphéricité-coplanarité (variables déterminées à partir des valeurs propres du tenseur en énergie) à partir du générateur d'événements SIMON. Dans la référence [FRANKLAND98] il est indiqué que les variables de forme ne permettent pas de sélectionner, d'une manière fiable, les réactions de source unique. En effet, les variables globales de forme ont été développées pour la physique des particules, et ne sont fiables que pour de très grandes multiplicités de particules N$\geq$100. Ces variables sont donc utiles pour vérifier, à posteriori, que nous avons bien affaire à des événements isotropes, mais ne permettent pas de les sélectionner. La question de savoir si les événements à $\theta_{flot} \geq 60^0$ (source unique) sont la partie qui correspond à la plus faible déformation d'un lot de sources uniques légèrement déformées reste ouverte. Nous ne l'aborderons pas [BOURRIQUET01]. Quant aux variables de sélection en paramètre d'impact (ex: multiplicité), elles ne permettent pas forcément de sélectionner les collisions les plus centrales en prenant leurs valeurs les plus extrêmes.

Composante anisotrope

Il a de plus été démontré qu'il existait une forte composante anisotrope de particules légères Z=1-2, à l'avant et à l'arrière, dans le centre de masse de la réaction, voir la figure III.6. Ces particules sont, non seulement, plus nombreuses mais également plus énergétiques. Elles ont été attribuées soit à des rémanents de quasi-projectile ou de quasi-cible ou encore à une émission hors équilibre en début de collision. Une estimation, de cette composante anisotrope, indique qu'elle est essentiellement constituée de particules alphas. Elle varie de 5.5 unités de charge à 32 A.MeV à 8 unités de charge à 50 A.MeV [SALOU97].

Energie d'excitation

Une estimation de l'énergie d'excitation des sources uniques, par une méthode de calorimétrie, indique que sa distribution est très large et que sa valeur moyenne est très proche de l'énergie totale disponible pour la réaction figure III.15. Ainsi des valeurs allant de 12.5 A.MeV, pour Xe + Sn à 50 A.MeV, 11.2 A.MeV à 45 A.MeV, 9.4 A.MeV à 39 A.MeV et 7.3 A.MeV à 32 A.MeV ont été extraite [SALOU97]. Mais ces méthodes sont soumises à l'estimation de l'énergie des neutrons émis au cours de la réaction, du fait de leur non détection par INDRA.

Une étude sur les préfragments chauds formés dans ce type de collisions a été entreprise par Nathalie Marie [MARIE+98] pour le système Xe + Sn à 50 A.MeV. A partir de corrélations particules légères-fragments, la multiplicité de LCP (Z=1-2) résultant de la décroissance par évaporation des IMF ($Z \geq 3$) chauds a été extraite. Elle a permis ensuite de remonter à la composition atomique des fragments et leur énergie d'excitation. C'est ainsi qu'il a été trouvé que le rapport N/Z des préfragments est similaire à celui du système initial $^{129}_{54}$Xe + $^{119}_{50}$Sn et que leur énergie d'excitation moyenne était de l'ordre de 3 A.MeV, soit une température de $\simeq$4.9 MeV. Elle a également montré que l'E^* était partagée entre les fragments selon leur rapport des masses, ce qui suggère que l'équilibre thermodynamique a effectivement été atteint au cours de la réaction.

Comparaison avec les modèles statistiques

La comparaison avec des modèles de multifragmentation statistique, comme MMMC [LE FÈVRE97] ou SMM [SALOU97], indique que les variables statiques, liées aux $Z \geq 3$, multiplicité, taille de fragments, distribution de charge... sont bien reproduites par une source ayant la dimension d'un noyau d'or mais, qu'en revanche, l'énergie d'excitation nécessaire pour les modèles est inférieure à la valeur extraite expérimentalement. Cette perte d'énergie a alors été attribuée à une émission de particules légères avant la brisure de la source. Une étude basée sur les corrélations particules-fragments à d'ailleurs permis de dégager une hiérarchie pour ces émissions [LE FÈVRE97]. Elle conclut que, en majorité, les héliums 3 sont partis les premiers suivis par les tritons, les deutons, les protons et les alphas.

En ce qui concerne les fragments, leur spectre d'énergie sont incompatibles avec un processus d'émission séquentielle [SALOU97]. Notamment l'énergie cinétique moyenne du plus gros fragment de l'événement est inférieure à celle des autres IMF, et de fait [NGUYEN98] a montré que, en moyenne, sa position était très proche du centre de masse. L'énergie cinétique moyenne des fragments ne peut être expliquée uniquement par la composante thermique et la répulsion coulombienne de la source thermique équilibrée multifragmentante. Ceci suggère la présence d'un mouvement collectif supplémentaire de l'ordre de 2 A.MeV pour Xe + Sn à 50 A.MeV et de $\simeq$1 A.MeV à 32 A.MeV. Une tentative pour expliquer ce mouvement collectif par du moment angulaire c'est avérée infructueuse [LE FÈVRE97]. Par contre la prise en compte d'un mouvement d'expansion, de type autosimilaire (voir annexe A), engendré par une phase de compression initiale, est à même d'expliquer les résultats expérimentaux.

Comparaison avec les calculs microscopiques

La comparaison des profils de distributions de vitesse et de densité de matière, entre le générateur d'événements SIMON et les prédictions du modèle dynamique BNV conclut à un bon accord pour des temps conduisant à la brisure de la source, de l'ordre de 80 à 100 fm/c (réaction Xe + Sn à 50 A.MeV) [NGUYEN98].

Dans la thèse de John Frankland [FRANKLAND98], une loi d'échelle a été observée entre les système ^{155}Gd + ^{238}U à 36 A.MeV et ^{129}Xe + ^{119}Sn à 32 A.MeV. Ces deux sytèmes, de taille différente, ont par contre, sensiblement la même énergie d'excitation. Le fait que les distributions en charge des fragments soient identiques, tandis que leur nombre moyen soit proportionnel à la masse du système, est compatible avec une instabilité de volume de type spinodale pour l'origine de la multifragmentation. Un calcul microscopique semi-classique BNV, pour ces deux collisions, prédit que le système rentre dans la région d'instabilité spinodale à T=4 MeV et une densité de l'ordre de ρ=0.4ρ_0. La multifragmentation de ce système est simulée en introduisant des fluctuations de densité de type Bolztmann-Langevin. Une configuration de type "freeze-out", là où les fragments sont formés, voir annexe A, est obtenue pour un temps de l'ordre de $\simeq$250 fm/c. La désexcitation secondaire des fragments chauds, formés à ce stade, et leur propagation coulombienne sont ensuite confiées au code statistique SIMON [NGUYEN98]. Leur énergie d'excitation moyenne est, à ce stade, d'environ 3 A.MeV.

III.4 Conclusions

Grâce aux qualités du multidétecteur INDRA, grande granularité, faibles seuils de détection et large dynamique en énergie et en identification, nous avons pu isoler pour le système Xe + Sn, à différentes énergies incidentes allant de 32 à 50 A.MeV, des réactions nucléaires menant à la formation d'une source unique. Cette source représente sensiblement

quatre-vingt-dix pour cent de la charge initiale du projectile et de la cible et se trouve au repos dans le centre de masse.

Nous nous trouvons donc dans une situation idéale pour étudier l'aspect thermodynamique de la matière nucléaire, qui, répétons-le, ne peut se faire que par comparaison avec des modèles statistiques et donc réclame la sélection d'un lot d'événements identiques le plus "propre" possible. Nous allons, dans ce travail, tenter d'aller plus loin dans la confirmation du caractère d'équilibration de ces événements. Ceci en étudiant la dynamique de la réaction et en regardant à la fois les caractéristiques des fragments et des particules légères. Puis nous aborderons la problématique de la transition de phase pour décrire les événements étudiés.

Néanmoins, une partie anisotrope (avant-arrière dans le centre de masse), essentiellement composée de particules légères, est observée, provenant soit d'émission aux tous premiers instants de la collision (nucléons ne participant pas à la réaction), soit à des rémanents du projectile et de la cible.

Chapitre IV

Etude dynamique des réactions à source unique

Les précédentes études, sur les sources uniques du système Xe + Sn, nous ont conduit à un scénario quand au déroulement de la multifragmentation. Ce scénario est le suivant: La collision du projectile avec la cible amène à la formation d'un noyau composé de la quasi totalité de la masse initiale. Seule une petite partie de la matière ne participe pas à la réaction et forme une composante anisotrope, à l'avant et à l'arrière du centre de masse. Pour l'essentiel, elle se trouve composée de particules légères, $Z \leq 2$, assez énergétiques. Sous l'effet de la violence de la collision, la matière se trouve comprimée et la densité atteint des valeurs supérieures à la densité normale $\rho \geq \rho_0$. Par la suite, le champ moyen nucléaire n'est pas assez fort pour maintenir la cohésion du noyau et, sous l'effet du rebond, la source subit une expansion irréversible qui l'amène dans une région de basse densité. A ce moment les fragments apparaissent. C'est le "freeze-out", ou gel chimique, qui détermine les configurations, la génération des préfragments du système. Entre temps, au cours de la dilatation, la matière étant si fortement perturbée, elle a déja commencé à se refroidir en émettant quelques particules et fragments légers.

Pour confirmer ce scénario, nous allons nous appuyer plus particulièrement sur les particules légères. En effet, elles semblent, à priori, la sonde idéale pour remonter aux différentes étapes que nous venons de décrire, sachant la diversité de leur origine. Elles peuvent, en effet, provenir d'émission, soit de prééquilibre, de type collision nucléon-nucléon, soit encore au cours de la phase d'expansion-équilibration, ou enfin de désexcitations secondaires des préfragments formés chauds au "freeze-out".

Dans ce chapitre, nous allons mettre l'accent sur l'aspect dynamique de la collision amenant à la formation de source unique. Tout d'abord nous allons tenter de caractériser l'écoulement collectif de la matière pour nous assurer que celui ne montre pas de direction privilégiée pour ces événements. Si tel est le cas le système a perdu la mémoire de la voie d'entrée. Ceci est une condition essentielle pour la confrontation avec les modèles de thermodynamique statistique. Enfin, nous essayerons de voir quelles sont les prédictions des

modèles dynamiques, comme BNV, sur ce type de réactions et notamment sur la phase avant l'équilibration du système.

Signalons, pour commencer ce chapitre sur la dynamique de la réaction, qu'une étude basée sur le modèle QMD, [AICHELIN91], a été entreprise pour les événements de source unique de la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, [LE NEINDRE+97]. Malheureusement il fut impossible d'appliquer notre sélection expérimentale, basée sur une coupure en angle de flot supérieur à soixante degrés. En effet, la distribution d'angle de flot pour les événements QMD ne dépasse pas quarante cinq degrés, [TIREL98]. Une tentative de mise en évidence d'événements centraux similaires aux nôtres n'a également rien donné, les mécanismes de réaction du modèle restant principalement binaires, avec un manque d'amortissement important.

IV.1 Etude du flot latéral pour les événements à source unique

IV.1.1 Introduction

Notre objectif, dans cette partie, n'est pas de faire une analyse complète des composantes du flot de la matière nucléaire, mais de vérifier que les événements, dont l'angle de flot est supérieur à 60 degrés, appartiennent bien à une classe de réactions centrales ayant perdue, le plus possible, la mémoire de la voie d'entrée et donc pour lesquels la dissipation est maximum. Cela devrait se manifester par l'absence de direction privilégiée pour l'écoulement de la matière issue de la collision des deux noyaux. Une étude complète des écoulements collectifs de la matière nucléaire dans les collisions d'ions lourds peut être trouvée dans les références [ANGÉLIQUE93], [ROY96], [CROCHET96], [REISDORF+97] et, plus particulièrement sur le système Xe + Sn qui nous intéresse ici, dans la thèse de Thomas Lefort [LEFORT97]. Dans cette dernière référence, l'étude a été menée en fonction du paramètre d'impact, sans toutefois analyser les événements à source unique.

Lorsque deux noyaux collisionnent, un gradient d'écoulement de matière se développe. Différents types d'écoulement collectif de matière ont été mis en évidence, à la fois dans les modèles théoriques et les analyses expérimentales des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires et relativistes. Il s'agit du flot latéral, dans le plan de la réaction défini par l'axe du faisceau et le paramètre d'impact. Il existe aussi le flot hors plan (ou encore "squeeze-out"), qui est, comme son nom l'indique, orthogonal au plan de réaction. Le flot transverse caractérise les écoulements de matière perpendiculairement à l'axe du faisceau. Enfin, le flot radial caractérise une émission isotrope dans le repère du centre de masse. Ces deux derniers sont associés aux réactions les plus violentes, les plus centrales, pour lesquelles toute notion de plan de réaction a disparu. Nous reviendrons plus longuement sur cette définition de flot radial, au cours des chapitres suivants, car nous verrons qu'elle peut signer des effets de compression dans la matière nucléaire au cours de la réaction.

Dans cette partie nous nous intéresserons plus particulièrement à l'étude du flot latéral F. Notre objectif est de vérifier que pour nos réactions de sources uniques $\theta_{flot} \geq 60^o$, F possède de très petites valeurs, ce qui signifierait qu'aucune direction d'écoulement de matière n'est privilégiée (émission isotrope dans le centre de masse de la réaction).

IV.1.2 Définition du plan de réaction et mesure du flot latéral

Pour caractériser les écoulements collectifs, nous avons besoin de définir le plan de réaction. Théoriquement celui-ci est déterminé par l'axe du faisceau et le vecteur paramètre d'impact. Malheureusement cette grandeur n'est pas accessible expérimentalement, aussi employerons-nous une autre méthode. Celle-ci est basée sur les propriétés de l'ellipsoïde que nous avons définies au début du chapitre III. Rappelons que celui-ci est défini par le tenseur caractéristique de l'événement, formule III.1. La diagonalisation de ce tenseur et l'obtention de ses valeurs propres, permet de déterminer les axes principaux de l'ellipsoïde, qui reflètent les directions privilégiées de la matière. La forme de l'ellipsoïde est donnée par les rapports des valeurs propres λ_i. Des valeurs propres identiques donnerons une forme sphérique, deux grandes valeurs et une petite une forme prolate (aplatie), une grande valeur et deux petites une oblate (allongée) etc ...

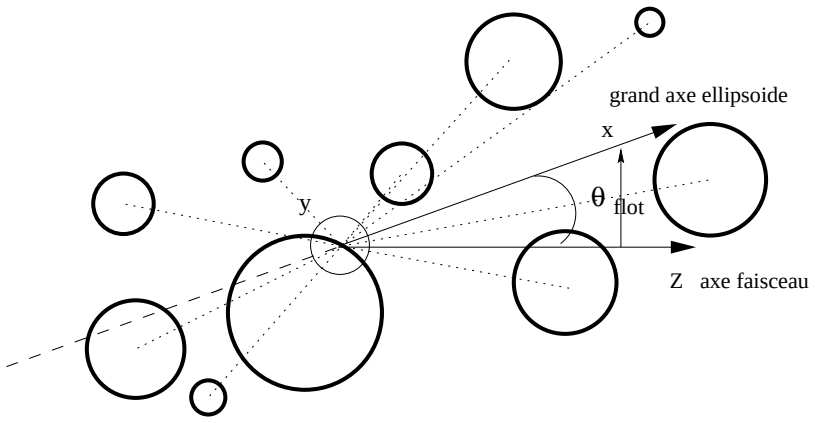


Figure IV.1: *Plan de réaction défini par l'axe du faisceau et le grand axe de l'ellipsoïde. Le plan transverse xOy est déterminé de la façon indiquée sur la figure.*

Nous caractériserons le plan de réaction comme étant celui défini par l'axe du faisceau et le grand axe de l'ellipsoïde. L'angle entre ces deux axes détermine, comme précédemment, l'angle de flot θ_{flot} et le plan transverse xOy sera orienté de tel façon que l'axe $O\vec{x}$ soit perpendiculaire à l'axe $O\vec{z}$ et dirigé vers le grand axe de l'ellipsoïde, voir figure IV.1, de telle façon que θ_{flot} soit positif compris entre 0° et 90°. Dans la référence [LEFORT97] d'autres méthodes que celle de l'ellipsoïde ont été développées pour la détermination du plan de la réaction, mais il s'avère que celle présentée ici est la plus fiable.

La mesure du flot latéral de matière nucléaire est obtenue en projetant, dans le plan de réaction, les impulsions transverses, P_x, de toutes les particules et fragments. On représente ensuite la valeur moyenne, par nucléon, de cette projection, $<P_x/A>$, en fonction de la rapidité des particules. La rapidité est définie comme:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{(1+\beta_{//})}{(1-\beta_{//})} \tag{IV.1}$$

$\beta_{//}$ étant la vitesse parallèle des fragments sur l'axe du faisceau divisée par la vitesse de la lumière c. Cette rapidité et ensuite normalisée à celle du projectile incident Y_P. Le paramètre de flot latéral F est défini comme la demi-valeur de la pente de $<P_x/A>$en fonction de Y/Y_P à mi rapidité.

$$F = \frac{1}{2} \frac{d < P_x/A >}{dY/Y_P} \; pour \; Y/Y_P = 0.5 \tag{IV.2}$$

Pour un système à l'équilibre, dans le centre de masse, qui émettrait des particules et des fragments de façon isotrope, aucune direction privilégiée d'écoulement de matière n'est attendue et donc la valeur de F doit être théoriquement nulle.

IV.1.3 Influence du dispositif expérimental et des sélections

La mesure de F doit tenir compte du dispositif expérimental et de l'effet de nos sélections. Notamment il faut garder à l'esprit que le multidétecteur INDRA, bien que de très bonne qualité, ne pourra jamais nous garantir une détection parfaite, à 100%, de l'ensemble des produits d'un événement et, de plus, il ne détecte pas les neutrons. Il faut donc simuler tous ces effets, notamment celui de la détection d'au moins 80% de la charge initiale et la coupure en angle de flot, qui modifie la répartition spatiale des fragments. Pour cela, nous avons à nouveau utilisé le modèle statistique SMM, voir annexe A, qui théorise la multifragmentation d'une source unique de matière nucléaire chaude. Les caractéristiques (E^*, Z_{Source}) utilisées pour SMM sont identiques à celles mentionnées au chapitre précédent, elles correspondent au cas Xe + Sn à 50 A.MeV.

IV.1.3.1 Effet du filtre

Dans ce paragraphe nous allons comparer les prédictions du modèle SMM avec et sans le filtre INDRA qui, rappelons le, simule informatiquement l'effet de géométrie (trous, zones mortes, acceptance angulaire ...) et de calibration-identification (seuil de détection, codes de confiance ...) du détecteur. Le plan de réaction est reconstruit avec toutes les particules chargées sans exception (i.e. seuls les neutrons sont ôtés). La figure IV.2 se rapporte au modèle SMM, sans prise en compte des effets du dispositif expérimental. Elle représente,

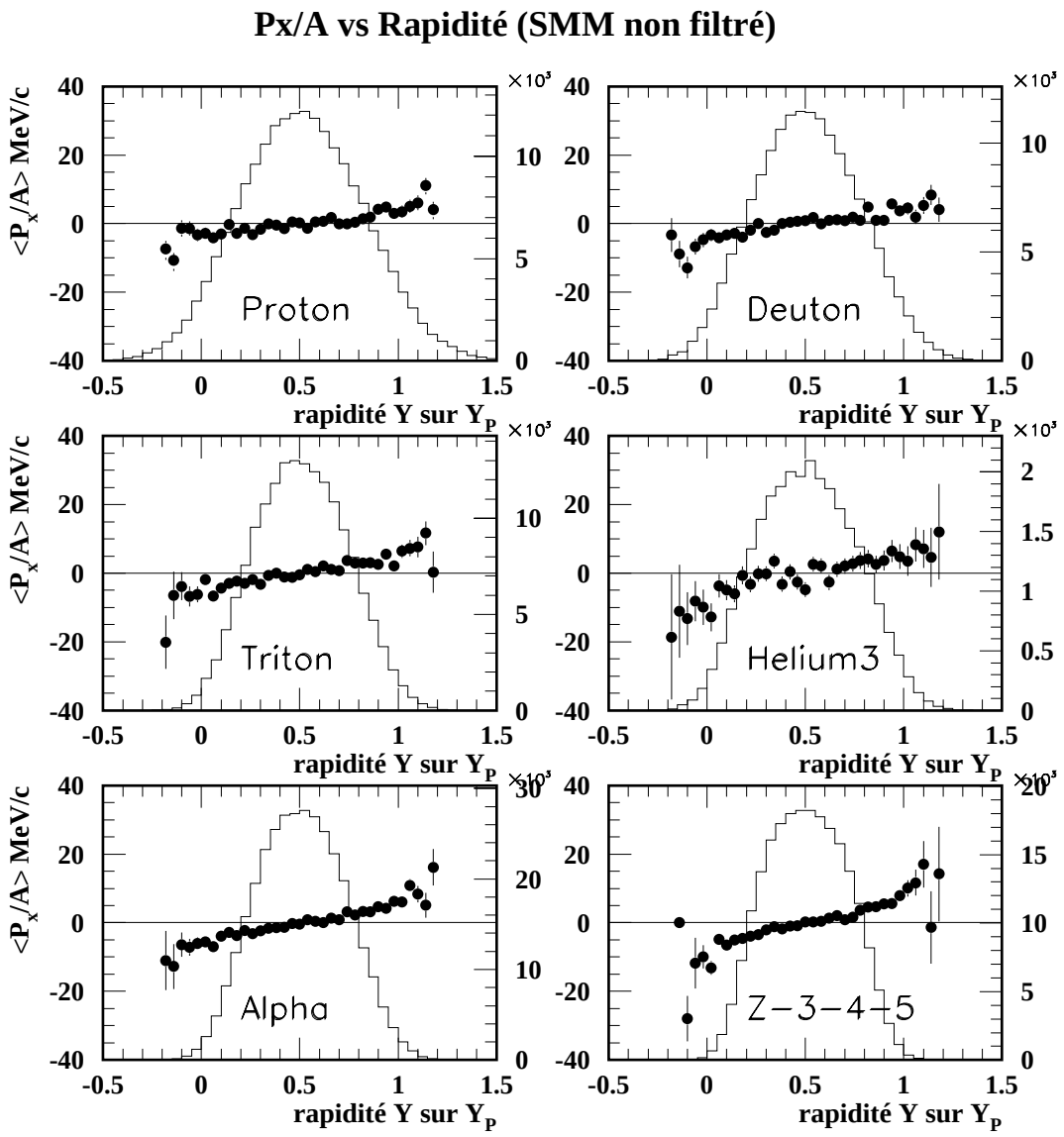


Figure IV.2: **SMM-particules chargées:** *Distributions en rapidité Y/Y_P, pour chaque espèce de particule, pour le modèle SMM non filtré par le dispositif expérimental (échelle de droite sur les spectres). Sont également indiquées les projections moyennes $<P_x/A>$ dans le plan de la réaction (points noirs, échelle de gauche sur les spectres), en fonction de Y/Y_P.*

pour chaque espèce, d'une part les distributions en rapidité, normalisées à la rapidité du projectile (échelle de droite sur les spectres), et d'autre part la valeur moyenne de la projection dans le plan de réaction des impulsions transverses P_x/A (échelle de gauche sur les

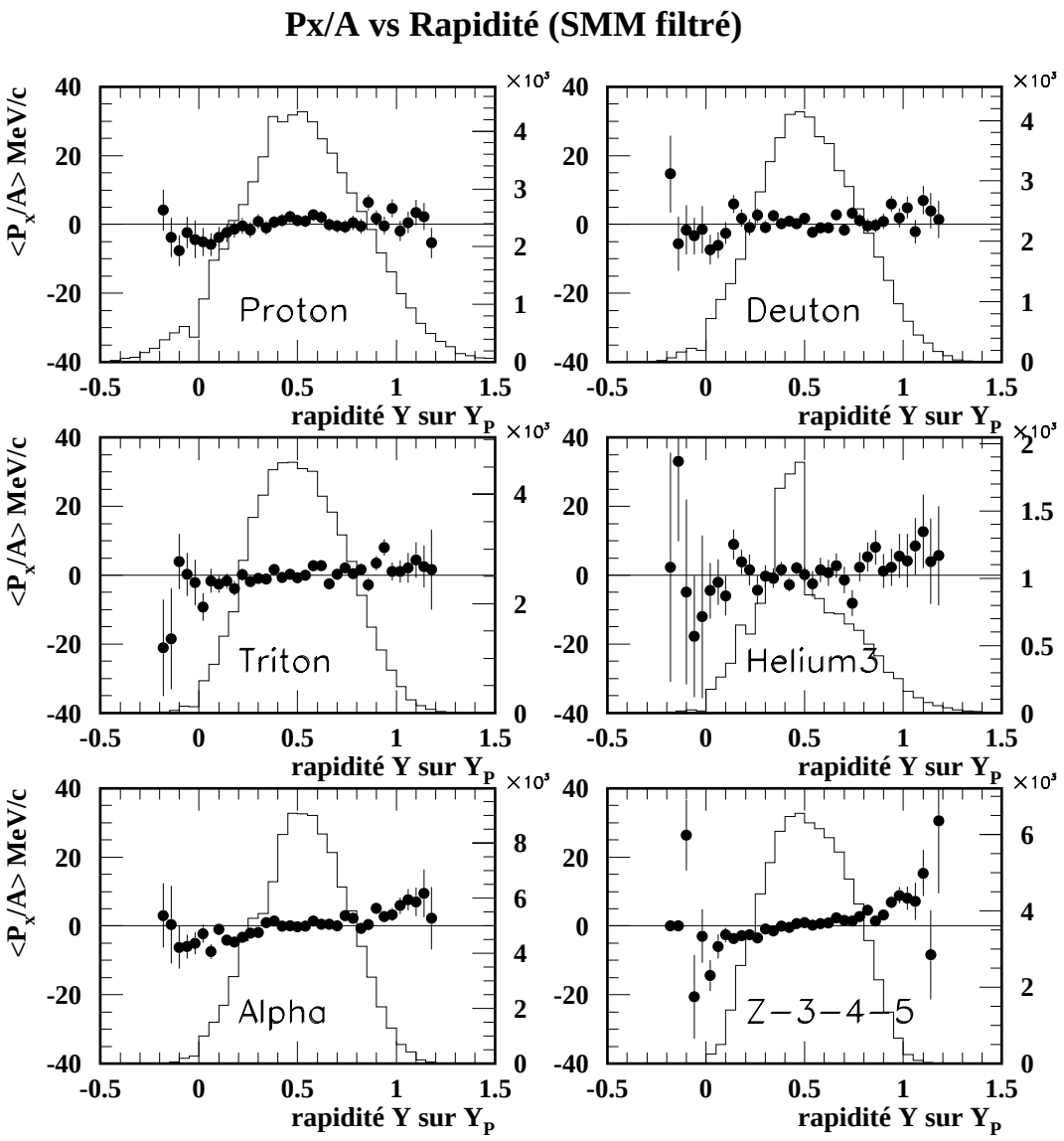


Figure IV.3: **SMM-particules chargées:** *Distributions en rapidité Y/Y_P, pour chaque espèce de particule, pour le modèle SMM filtré par le dispositif expérimental (échelle de droite sur les spectres). Sont également indiquées les projections moyennes $<P_x/A>$ dans le plan de la réaction (points noirs, échelle de gauche sur les spectres), en fonction de Y/Y_P.*

spectres). La figure IV.3 représente exactement les mêmes grandeurs mais cette fois pour les événements SMM "filtrés". Par "filtrés" nous entendons ici, la reconstruction du plan de réaction et le calcul de $<P_x/A>$pour les événements SMM retenus comme complets (i.e.

80% $Z_{initiale}$) après l'intervention du filtre informatique.

La première chose que l'on peut observer, est que les distributions en rapidité sont peu affectées par le dispositif expérimental, ce qui témoigne de la grande qualité de notre détecteur. En revanche, pour les ^{3}He, la situation est moins confortable, avec des difficultées de séparation isotopique vis à vis des alphas, à basse énergie notamment. Néanmoins on peut conclure que les effets de filtre affectent peu la méthode de détermination du flot latéral (détermination du plan de réaction, projection des moments transverses). Toutefois nous pouvons remarquer que les valeurs de $<P_x/A>$ne sont pas rigoureusement nulles en fonction de la rapidité, même avec SMM non filtré, figure IV.2. De plus cette tendance va en s'accentuant avec la taille des fragments que l'on considère (voir figure IV.2 pour les alphas et les Z=3, 4, 5). Ce résultat est étonnant, sachant que pour SMM l'émission se fait de manière totalement isotrope et que donc aucune direction de matière n'est privilégiée.

IV.1.3.2 Perte des neutrons

Regardons l'influence de la non prise en compte des neutrons dans la détermination du plan de la réaction. Même si ceux-ci n'ont pas un poids important dans le calcul du tenseur caractéristique de l'événement, en revanche leur multiplicité est très élevée (environ une vingtaine). Nous voyons sur la figure IV.4 que prendre en considération toutes les particules chargées, mais aussi les neutrons, dans le calcul de l'ellipsoïde, permet de retrouver une valeur de flot latéral F nulle, comme attendu pour le modèle SMM. Sachant que dans les données expérimentales nous ne pourrons jamais retrouver toute l'information contenue dans les neutrons nous avons essayé de complèter les événements SMM pour lesquels nous les avions enlevés. Deux méthodes ont été employées. La première a consisté à redonner toute l'impulsion perdue à une seule particule de masse atomique égale à la multiplicité de neutrons de l'événement. L'autre méthode a consisté à redistribuer à l'ensemble des particules chargées une vitesse de correction en proportion de leur masse, voir [LEFORT97]. Dans les deux cas il s'est avéré que l'on ne parvenait pas à corriger de l'information manquante. La détermination exacte du plan de réaction semble donc nécessiter la connaissance absolue de toutes les caractéristiques de la réaction, impulsions, nature des particules et fragments qui la composent ...

IV.1.3.3 Influence de la coupure en angle de flot

Nous avons vu, dans le chapitre relatif à la distribution angulaire des fragments, que notre sélection en angle de flot, $\theta_{flot} \geq 60^o$, avait une influence sur la répartition spatiale des fragments. Le fait de demander des grandes valeurs d'angle de flot, revient à choisir des configurations pour lesquelles les fragments sont majoritairement à $\simeq 90^o$, dans le centre de masse. Nous pouvons alors nous demander quelle est l'influence de cette sélection sur la détermination du flot latéral F, sachant que celui-ci est obtenu à partir des projections des

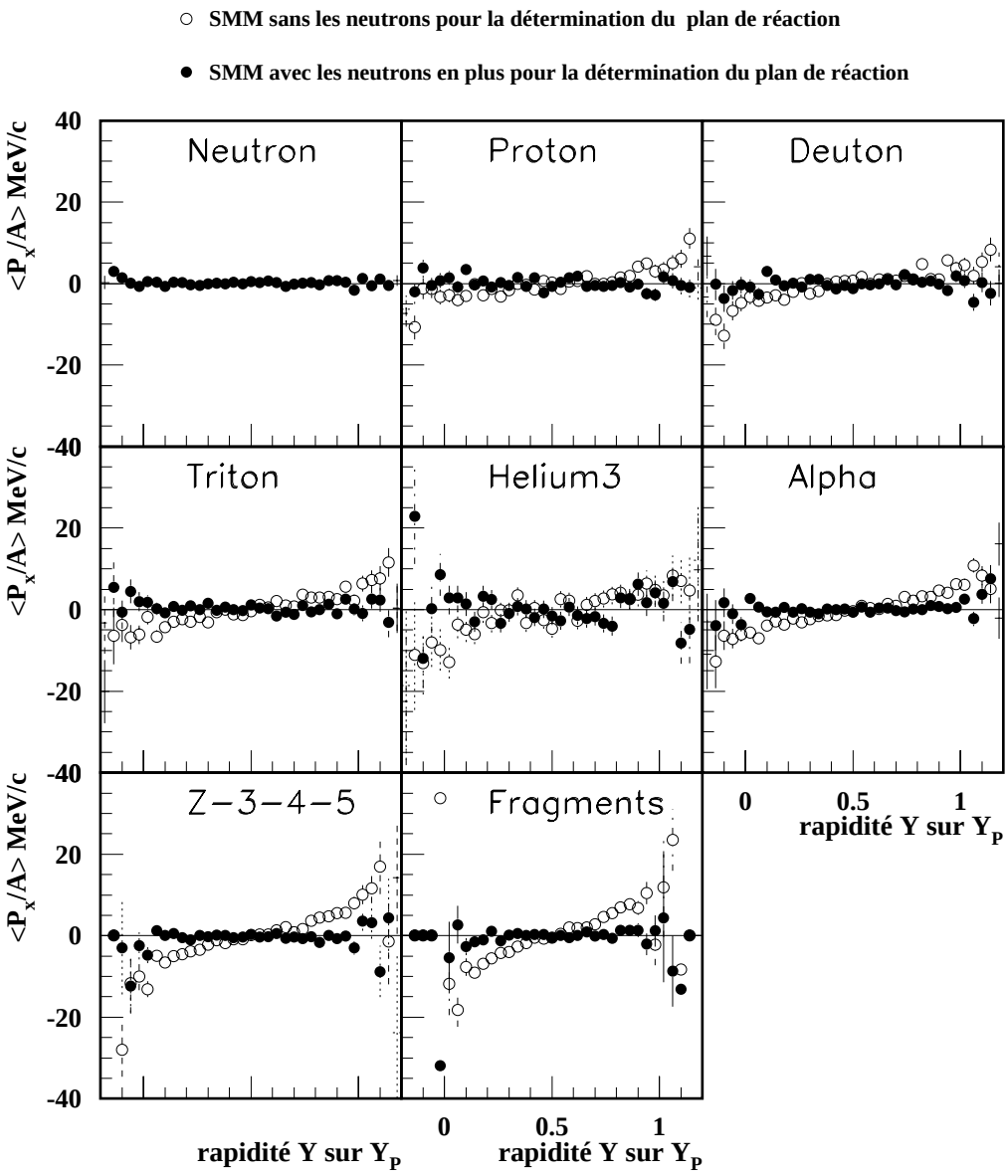


Figure IV.4: **SMM :** *Influence des neutrons dans la détermination du plan de réaction. les spectres représentent les valeurs moyennes des projections des moments transverses* $<P_x/A>$ *en fonction de la rapidité* Y/Y_P *, pour chaque espèces de particules. Les points noirs correspondent à la prise en compte des neutrons pour le plan de réaction et les points blancs à leur non prise en compte.*

moments transverses $<P_x/A>$. Nous avons donc à nouveau utilisé le modèle SMM, sans le filtre expérimental, pour ne subir que les effets de coupure en $\theta_{flot} \geq 60^o$. Toutefois pour nous rapprocher de l'expérience nous n'avons considéré, dans la détermination du plan de

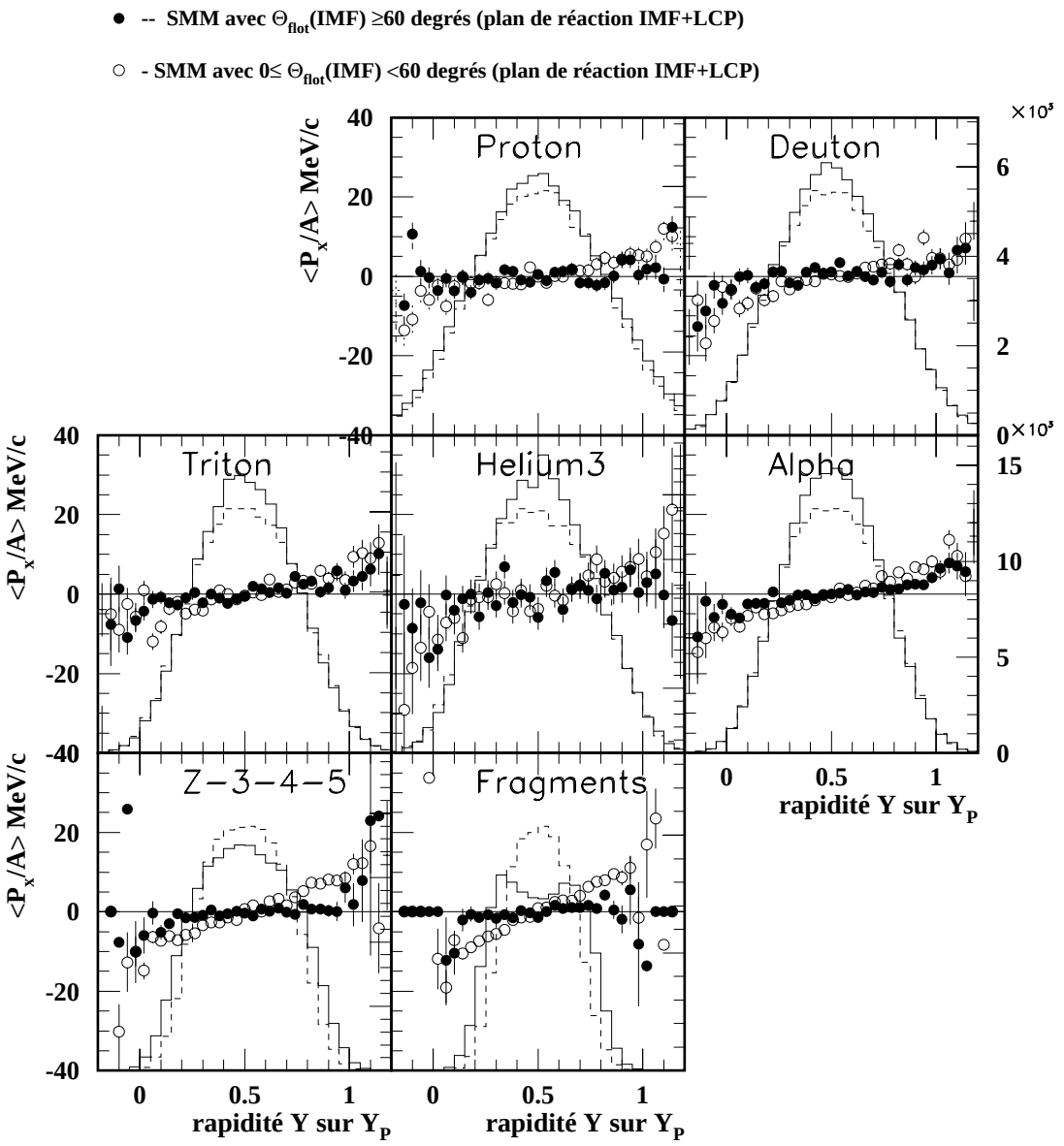


Figure IV.5: **SMM :** *Influence de la sélection en angle de flot sur la détermination du flot latéral F. Les histogrammes représentent les distributions en rapidité et les points les valeurs moyennes des projections des moments transverses $<P_x/A>$ en fonction de celle-ci. Les points noirs et les tirets correspondent aux événements SMM ayant $\theta_{flot} \geq 60^o$. Les points blancs et les histogrammes en traits continus aux événements SMM avec $\theta_{flot} < 60^o$.*

la réaction, que les particules chargées (pas les neutrons). L'angle de flot est déterminé de la même façon que dans l'expérience, c'est-à-dire en ne prenant en compte que les IMF Z≥3 pour le calcul du tenseur. Comme les événements de multifragmentation SMM sont

isotropes, couper en angle de flot à 60° ($\cos\theta_{flot}$<0.5) revient à diviser notre lot de données en deux sous ensembles égaux statistiquement parlant.

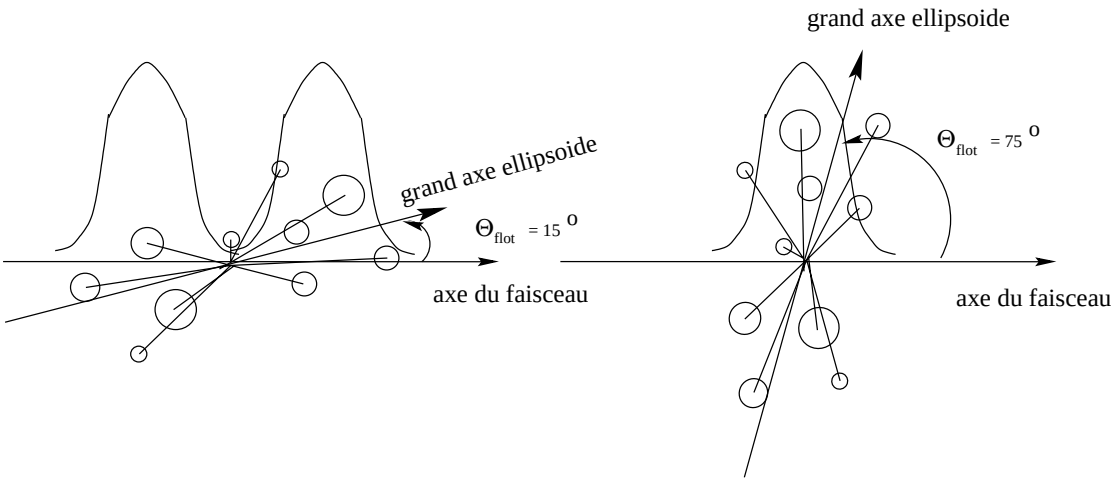


Figure IV.6: *Schéma représentatif de l'influence de la sélection en angle de flot sur les distributions en rapidité des fragments. Deux cas sont présentés, l'un pour θ_{flot}=15° et l'autre pour θ_{flot}=75°.*

Nous constatons, sur la figure IV.5, que la coupure en angle de flot θ_{flot} ≥60° a peu d'influence sur les valeurs des projections des moments tranverses pour les particules légères, en revanche elle est très importante sur les fragments. Les LCP (pour light charged particules Z≤2) n'étant pas impliquées dans le calcul de l'angle de flot, ne sont pas du tout corrélées avec θ_{flot}. Les projections des moments transverses des LCP, dans le plan de la réaction, sont donc aléatoires et les valeurs de F, pour les LCP, sont très petites mais non nulles dans les deux cas, dû aux effets de reconstruction du plan, sans les neutrons, que nous venons de voir. Etant donné la faible multiplicité de fragments Z≥3, valeur moyenne de 7 unités, un événement même sphérique ne pourra jamais être vu comme tel par les analyses en variables globales. Les problèmes de nombre fini de particules influencent beaucoup la détermination de la forme des événements [METIVIER95], [FRANKLAND98]. La forme de l'événement sera plus ou moins allongée même pour une sphère.

Une des conséquences de cet effet est visible sur le dernier spectre de la figure IV.5, pour les distributions en rapidité. Nous voyons très clairement apparaitre deux bosses pour les réactions ayant un angle de flot inférieur à soixante degrés. En revanche, ceux pour lesquels θ_{flot} ≥60° ne possèdent qu'une seule composante. Or, rappellons-le, nous considérons ici le modèle SMM sans filtre, c'est-à-dire des événements isotropes, sphériques. Quelle que soit la coupure en θ_{flot} ce sont les mêmes types de réactions.

Toutefois à cause du faible nombre de fragments, l'analyse tensorielle va regrouper

des configurations ayant des déformations dirigées selon le même angle de flot (même axe principal par rapport au faisceau). En conséquence une coupure en angle de flot, $\theta_{flot} \geq 60^o$, va séparer des configurations d'événements qui forment pourtant, dans leur ensemble, une source isotrope. Les événements de $\theta_{flot} \geq 60^o$ ont aussi une structure en double bosse, mais elle n'est pas visible ici car nous regardons les distributions de rapidité parallèle à l'axe du faisceau z. Pour la voir il suffirait de projeter sur le grand axe de l'ellipsoïde. Nous avons représenté schématiquement ce processus sur la figure IV.6. Le schéma de gauche illustre le cas des petits angles de flot. Le grand axe de l'ellipsoïde s'est positionné selon la direction de l'élongation maximale, et tend à séparer l'événement en deux groupes. La distribution en rapidité parallèle (selon l'axe du faisceau) des fragments reflète ces deux sous ensembles. Le deuxième schéma concerne les grands angles de flot. Il s'agit du même événement que précédemment, qui a subit une rotation plus importante. L'analyse tensorielle à toujours tendance à séparer en deux groupes, mais la projection sur l'axe du faisceau les rend si proches qu'elles ne forment plus qu'une seule "bosse". Pour voir les deux composantes il faut les projeter sur le grand axe de l'ellipsoïde.

IV.1.3.4 Comparaison avec les données expérimentales

Nous venons de voir les effets induits par notre dispositif expérimental sur la détermination du flot latéral. Le filtre et la complétude des événements (80% de la charge initiale) affectent peu la méthode, une fois admise l'évidence de la perte, systématique et inévitable, d'information sur tous les événements (perte de quelques particules chargées et de tous les neutrons), figures IV.2 et IV.3. Par contre, la coupure en angle de flot, supérieur à soixante degrés, a un effet plus profond, qu'il faut prendre en considération dans l'étude du comportement de $<P_x/A>$en fonction de la rapidité. Avant de comparer les résultats d'un calcul avec nos données, il faut rappeler les particularités supplémentaires présentes dans celles-ci et absentes dans SMM. Notamment, nous avons vu sur la figure III.6, que les particules légères $Z \leq 2$ présentent une composante anisotrope très marquée à l'avant et à l'arrière du centre de masse. De plus, Stéphanie Salou [SALOU97] a montré qu'elle était composée essentiellement de particules alphas assez énergétiques. Cette composante est absente dans le modèle SMM et, de plus, va perturber la détermination du plan de la réaction. En revanche, nous avons pu constater que la distribution angulaire des fragments était correctement reproduite par la simulation, voir III.11. Nous avons donc décidé de reconstruire le plan de réaction uniquement avec les IMF ($Z \geq 3$), à la fois pour l'expérience et pour le modèle. L'étude, sur l'évolution de $<P_x/A>$en fonction de la rapidité, ne se fera donc que pour les fragments. En effet, les particules légères étant complètement absentes du calcul du plan de réaction, leur projection sur celui-ci devient aléatoire et donc les valeurs de flot F sont nulles. Nous avons déja vu cet effet sur la figure IV.5 et nous reviendrons plus en détails sur ce phénomène au paragraphe suivant. Pour tenir compte de l'influence de la coupure en angle de flot, nous avons également séparé les résultats SMM en deux groupes, selon que θ_{flot} soit supérieur ou inférieur à soixante degrés, (points noirs ou ronds blancs sur la figure IV.7).

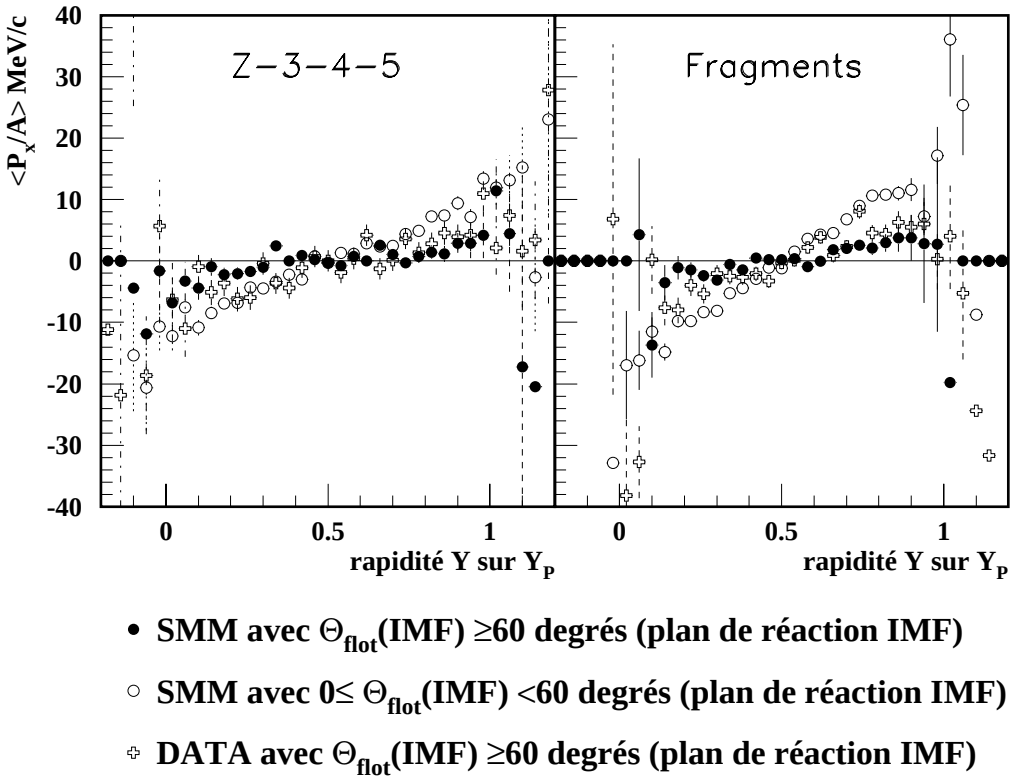


Figure IV.7: **Comparaison données expérimentales-calcul SMM :** *flot latéral du système Xe + Sn à 50 A.MeV. Le plan de réaction est construit uniquement avec les fragments Z≥3. Deux coupures en angles de flot, inférieure ou supérieure à soixante degrés, sont présentées pour le modèle. Seules les projections des moments tranverses pour les IMF légers Z=3, 4, 5 et les fragments Z≥6 sont illustrées, afin d'être cohérent avec la détermination du plan de réaction.*

Nous pouvons constater, aux vues de la figure IV.7, que les données expérimentales, Xe + Sn, sélectionnées en angle de flot supérieur à soixante degrés, sont compatibles avec un processus de source de multifragmentation isotrope dans le centre de masse, représenté par SMM. De plus cela nous permet de dire que les valeurs de flot latéral dans nos données sont très petites voire nulles, ce qui signifie qu'aucune direction privilégiée de matière n'est présente et que la perte de mémoire de la voie d'entrée est maximale.

Les réactions à sources uniques correspondent donc à des collisions centrales. Tout écoulement collectif mis en évidence sur les fragments correspondra majoritairement à un flot radial.

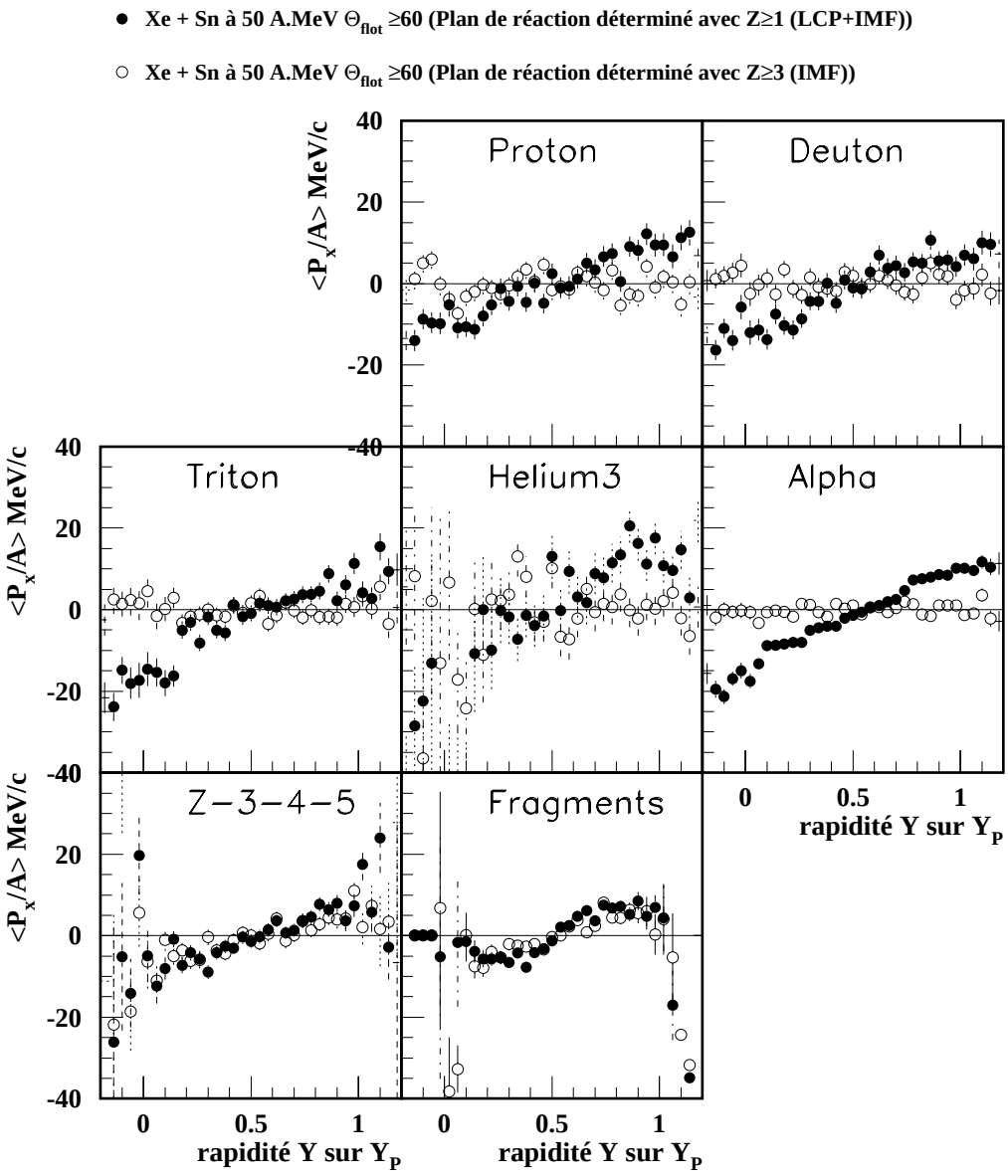


Figure IV.8: **Xe + Sn 50 A.MeV :** *Influence de la prise en compte des particules légères dans la détermination du plan de la réaction. Les points noirs correspondent au calcul du tenseur avec tous les noyaux et les points blancs en ne considérant que les fragments Z≥3.*

IV.1.4 Evolution en fonction de l'énergie faisceau

Dans cette partie, nous allons extraire les valeurs de flot latéral F, pour les réactions à source unique, pour chaque type de particule, en fonction de l'énergie du faisceau, pour le système Xe + Sn. Ceci a déja fait l'objet d'une étude dans la thèse de Thomas Le-

fort, [LEFORT97], pour l'ensemble des collisions. Les réactions, dans ce travail, avaient été classées selon un critère de violence basé sur la détermination d'un paramètre d'impact expérimental. Celui-ci étant calculé à partir de l'énergie transverse des particules et fragments. Les collisions centrales étaient alors attribuées aux événements présentant un paramètre d'impact inférieur à trois fermis. Il est également indiqué, dans ce travail, que les événements de fusion avaient été ôtés, car ils diminuaient les valeurs de flot de 5 à 10 MeV/c, pour les plus faibles énergies incidentes. Nous nous proposons maintenant de calculer, de façon analogue, le flot latéral, mais uniquement pour nos événements de source unique afin de les comparer aux résultats de [LEFORT97].

Nous avons vu, aux paragraphes précédents, que l'extraction du paramètre de flot latéral, par espèce de particules, nécessitait la présence de tous les noyaux détectés dans la reconstruction du plan de réaction. Pour la comparaison des données expérimentales avec SMM, figure IV.7, nous n'avions considéré que les $Z \geq 3$, du fait de la composante anisotrope en particule légères dans l'expérience et qui est absente dans le modèle. Maintenant nous voulons extraire un paramètre de flot latéral F, pour chaque espèce de particule, des protons aux fragments. Pour cela il est indispensable de considérer toutes les familles de noyaux détectés, sinon, la non prise en compte d'une seule revient à rendre aléatoire les projections des moments transverses de celle-ci et son flot F devient nul. Ceci est illustré sur la figure IV.8. Nous pouvons constater que pour les particules légères $Z \leq 2$, lorsque celles-ci ne sont pas incluses dans le calcul du plan de réaction, alors leur flot latéral est nul (points blancs sur la figure IV.8). Par contre, leur prise en compte, dans la reconstruction du plan de réaction, redonne la forme en "S" (points noirs) attendue du fait de la présence de particules légères émises de façon anisotropes dans les données. En revanche pour les fragments, $Z=3$, 4, 5 et $Z \geq 6$, la considération ou non des LCP ($Z \leq 2$) importe peu.

Les figures IV.9 et IV.10 représentent, pour deux valeurs d'énergie incidente, d'une part en histogramme (échelle de droite sur les spectres), les distributions en rapidité parallèle pour chaque espèce de particules et d'autre part les projections des moments transverses dans le plan de la réaction (points noirs, échelle de gauche sur les spectres). A partir des ces projections sont extraites les valeurs de flot latéral, en calculant la pente à mi-rapidité ($0.35 \leq Y/Y_P \leq 0.65$), formule IV.2. Les valeurs de $<P_x/A>$semblent proches pour les deux énergies de bombardement.

La figure IV.11 rassemble les valeurs de flot latéral F extraites des réactions Xe + Sn de collisions centrales source unique ($\theta_{flot} \geq 60^o$). Les barres d'erreur sont celles obtenues sur le calcul de la pente à mi rapidité des valeurs de $<P_x/A>$, elles ne concernent pas la détermination du plan de réaction. Nous pouvons constater que les valeurs de F sont faibles, entre 10 et 15 MeV/c/A et cela quelque soit la nature des particules considérées. Nous remarquons également que les valeurs extraites des ^{3}He sont beaucoup plus fluctuantes, cela en raison de leur faible statistique et des problèmes d'identification à l'arrière du détecteur (absence de Si au delà de 45° dans le laboratoire), voir sur les figures IV.9 et IV.10. La figure IV.12 recoupe les mêmes informations que précédemment, regroupées par type de

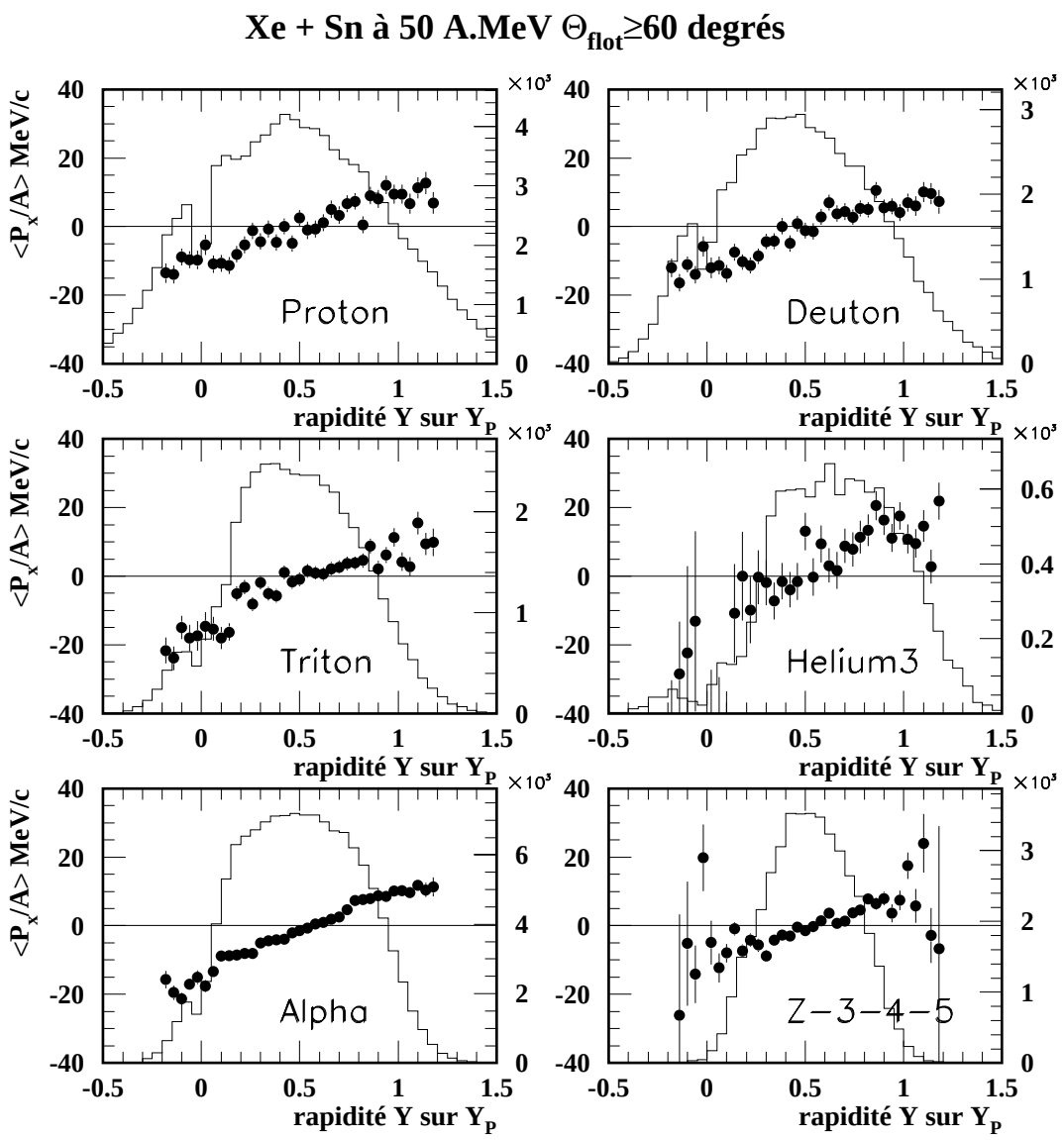


Figure IV.9: **Xe + Sn 50 A.MeV :** *Distributions en rapidité (histogrammes), pour chaque espèce de particule, pour le système Xe + Sn à 50 A.MeV (échelle de droite sur les spectres). Sont également indiquées les projections moyennes des moments transverses* $<P_x/A>$ *dans le plan de la réaction (points noirs, échelle de gauche sur les spectres).*

particules et montre l'évolution de F avec l'énergie incidente (32, 39, 45, 50 A.MeV). Les valeurs du flot latéral sont pratiquement constantes avec l'énergie du faisceau et toujours très faibles.

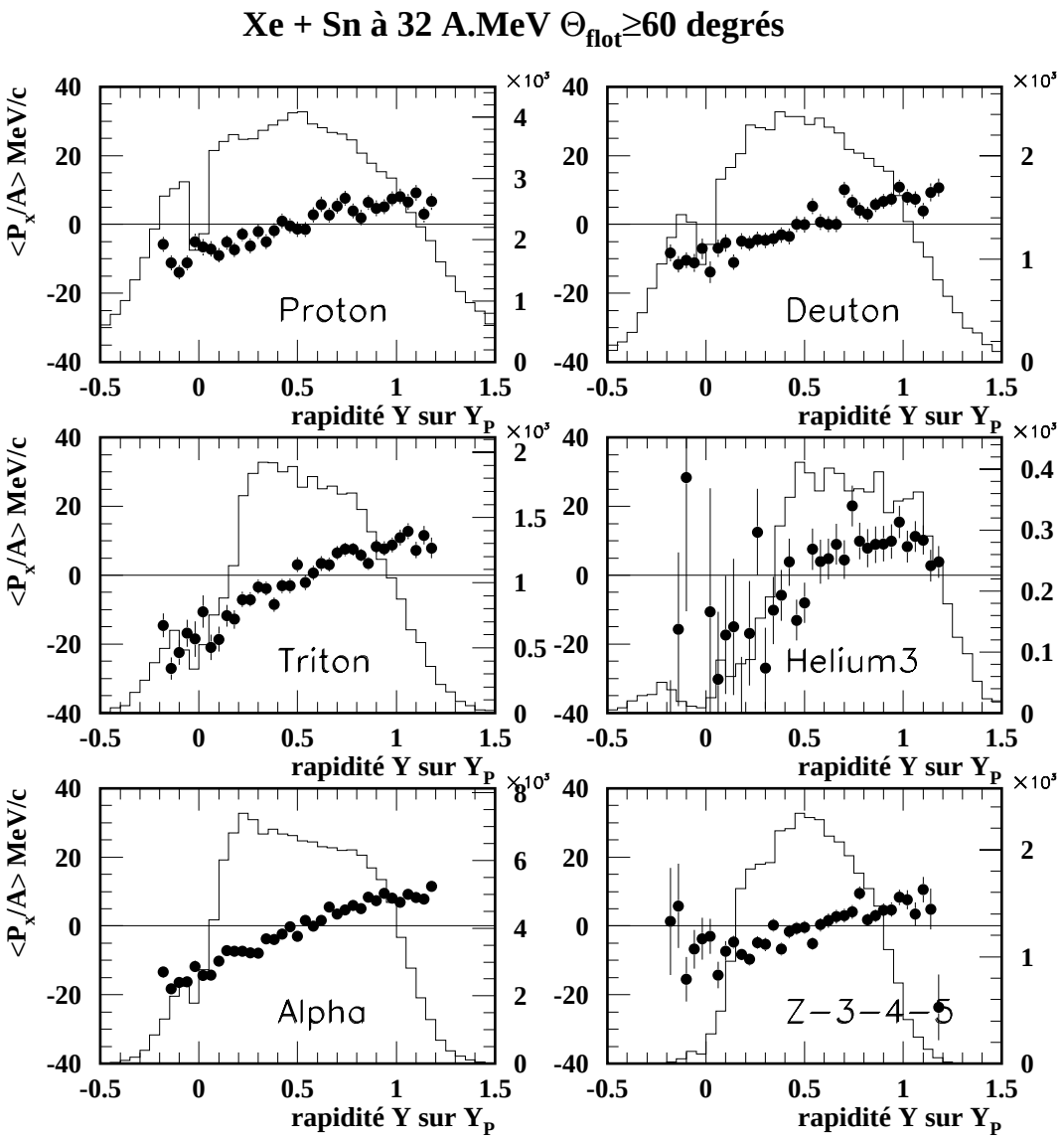


Figure IV.10: **Xe + Sn 32 A.MeV :** *Distributions en rapidité (histogrammes), pour chaque espèce de particule, pour le système Xe + Sn à 32 A.MeV (échelle de droite sur les spectres). Sont également indiquées les projections moyennes des moments transverses* $<P_x/A>$ *dans le plan de la réaction (points noirs, échelle de gauche sur les spectres).*

Nos valeurs de paramètres de flot sont légèrement inférieures à celles extraites de la référence [LEFORT97] pour les collisions centrales, surtout pour les alphas, les Z=3-4-5 et les fragments. Pour les alphas, pour la sélection la plus violente effectuée dans [LEFORT97], des valeurs de F de près de 20 MeV/c/A sont indiquées, elles atteignent 30 MeV/c/A pour

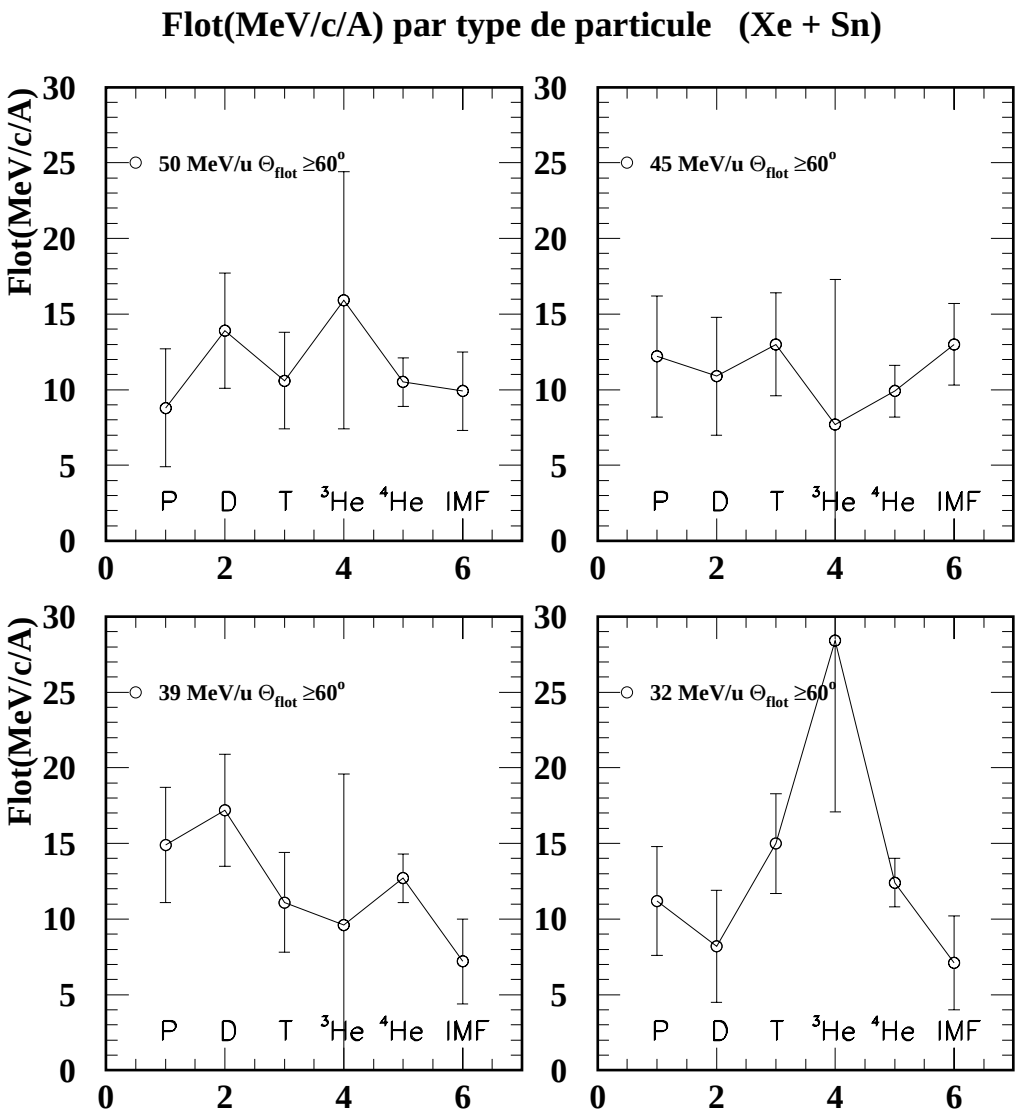


Figure IV.11: **Xe + Sn** $\theta_{\text{flot}} \geq \mathbf{60}^{\circ}$ **:** *Valeurs du flot latéral F extraites des données Xe + Sn sources uniques, pour différentes énergies faisceau entre 32 et 50 A.MeV. Les spectres montrent l'évolution de F par type de particule pour une énergie donnée. Sur cette figure les IMF se rapportent aux fragments de charge Z=3, 4, 5.*

les Z=3-7. Les nôtres sont toutes inférieures à 14 MeV/c/A. Dans cette étude la violence de la collision était déterminée par la mesure de l'énergie transverse. Or nous avons vu, au début du chapitre III, voir figure III.4, que les énergies transverses les plus élevées n'étaient pas forcément toutes des réactions de "sources uniques". Nos résultats, sur les

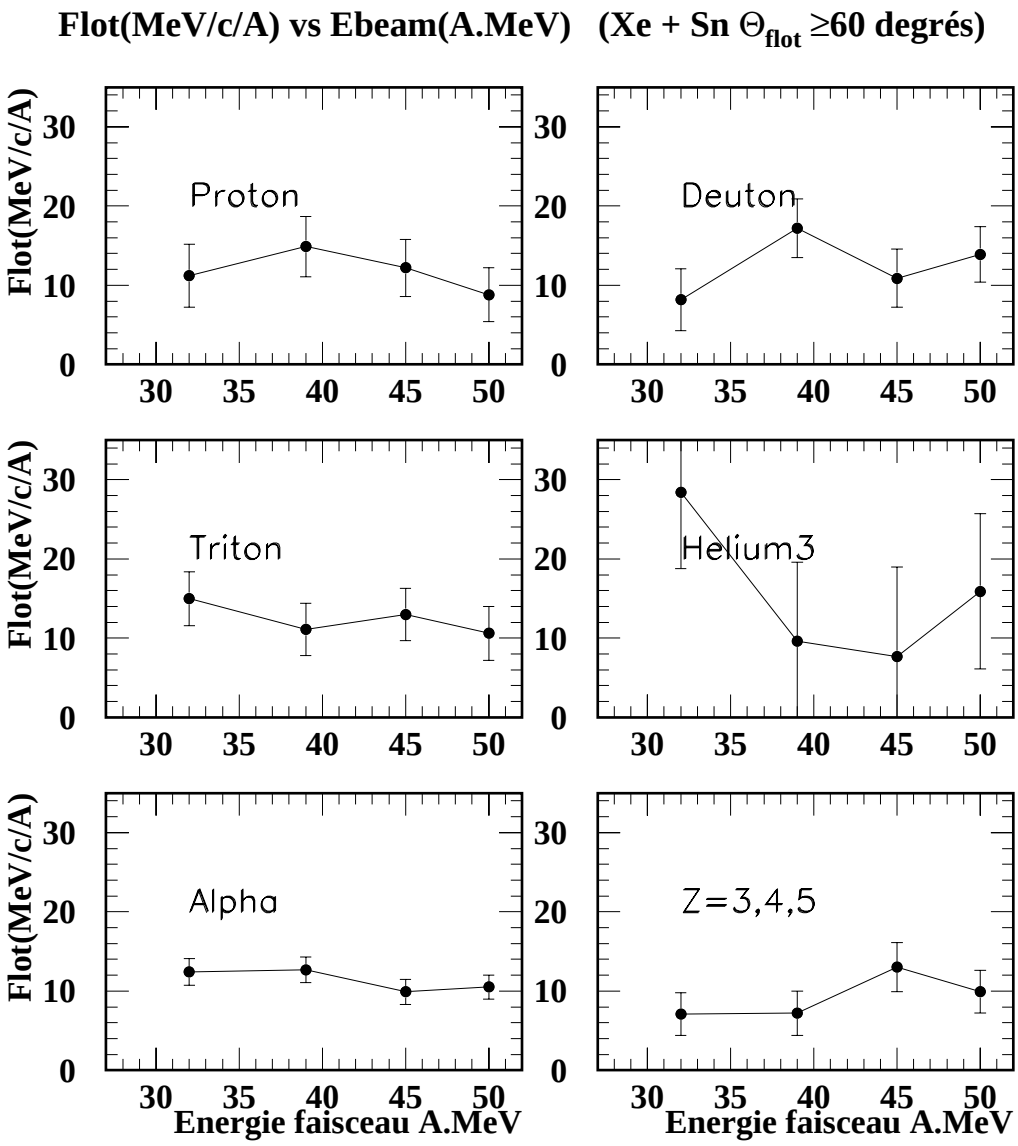


Figure IV.12: **Xe + Sn** $\theta_{\text{flot}} \geq 60^{\circ}$ **:** *Evolution du flot latéral F, en fonction de l'énergie (32, 39, 45 et 50 A.MeV) incidente pour chaque type de particule.*

valeurs très petites de F, confirment ce point et indiquent que nous avons bien isolé des réactions conduisant à des événements ayant perdu, le plus possible, la mémoire de la voie d'entrée.

Le fait que les valeurs de F apparaissent indépendantes de la masse de la particule concernée et de l'énergie faisceau incidente nous conforte dans l'idée d'avoir isolé des évé-

nements à source unique, isotropes dans le centre de masse de la réaction. La comparaison entre les événements à une source unique et les événements centraux de la référence [LEFORT97], avec l'énergie transverse, ne montre pas de grandes différences pour les particules légères. N'oublions pas que la sélection en angle de flot supérieur à soixante degrés ne nous permet, pour une source isotrope, de conserver que la moitié des événements. Nous pouvons donc penser que parmi les "centrales", sélectionnées en énergie transverse, figurent des collisions similaires à celles obtenues par la coupure en angle de flot $\theta_{flot} \geq 60^o$. De plus les événements à source unique présentent une anisotropie angulaire pour les LCP qui influe sur le calcul du paramètre F.

IV.1.5 Conclusions

Malgré le fait que la détermination du flot latéral est soumise à beaucoup d'effets de méthode, d'autocorrélation [DANIELEWICZ85], [CUSSOL+99], et de problèmes liés au dispositif expérimental, notamment pour la reconstruction du plan de la réaction, les très faibles valeurs de paramètres de flot latéral extraites des événements à source unique semblent indiquer que l'émission de matière s'effectue de manière isotrope dans le centre de masse. Ce résultat est confirmé par le bon accord entre les données expérimentales et les prédictions d'un modèle de multifragmentation statistique SMM.

IV.2 Description dynamique de la réaction: BNV

Dans ce paragraphe nous allons nous intéresser aux prédictions d'un modèle dynamique, BNV, pour les collisions centrales de la réaction Xe + Sn. Nous tâcherons de mieux cerner le caractère évolutif de la réaction notamment en ce qui concerne des grandeurs comme la taille de la source, sa densité, son équilibre...

Aux énergies intermédiaires, 20 à 100 A.MeV, qui nous concernent ici, l'interaction projectile-cible est gouvernée à la fois par le champ moyen (partie attractive de la force nucléaire) et les collisions nucléon-nucléon dont l'importance va grandissante avec l'énergie. Pour tenir compte de cet effet, la résolution de l'équation dynamique à A corps est effectuée en ajoutant un terme supplémentaire à l'équation de Vlasov [BONASERA+94], appelé intégrale de collision. Il rend compte des collisions à deux, voir trois ... [BONASERA+91] collisions. C'est ce type d'équation modifiée, appelée équation de Boltzmann, qui est résolue par les modèles comme BNV. Il décrit l'évolution au cours du temps d'un système homogène, depuis le contact des deux partenaires, jusqu'à ce que de trop fortes fluctuations de densité apparaissent et qu'il devienne inhomogène. Le calcul devient alors inadapté et sa signification cesse. Ainsi donc, dans le cadre d'une approche en terme de décomposition spinodale [BERTSCH83], la validité du calcul s'arrête au moment où cette zone est atteinte.

Les ingrédients de départ pour notre calcul sont le système $^{129}_{54}$Xe + $^{119}_{50}$Sn, soit 248 nucléons, représentés par 120 particules tests chacun. Nous avons utilisé une force de Skyrme,

avec un coefficient de compressibilité de la matière nucléaire de K=200 MeV. La section efficace nucléon-nucléon utilisée dépend de l'énergie, de l'isospin et de l'angle. La répulsion coulombienne entre protons est prise en compte, ainsi que le terme de surface. Nous venons de voir, dans la partie précédente, que les événements à source unique sélectionnés correspondent à des collisions très centrales, pour lesquelles très peu d'écoulement latéral de matière a été observé. Le paramètre d'impact a donc été fixé à 0 fm pour les calculs BNV.

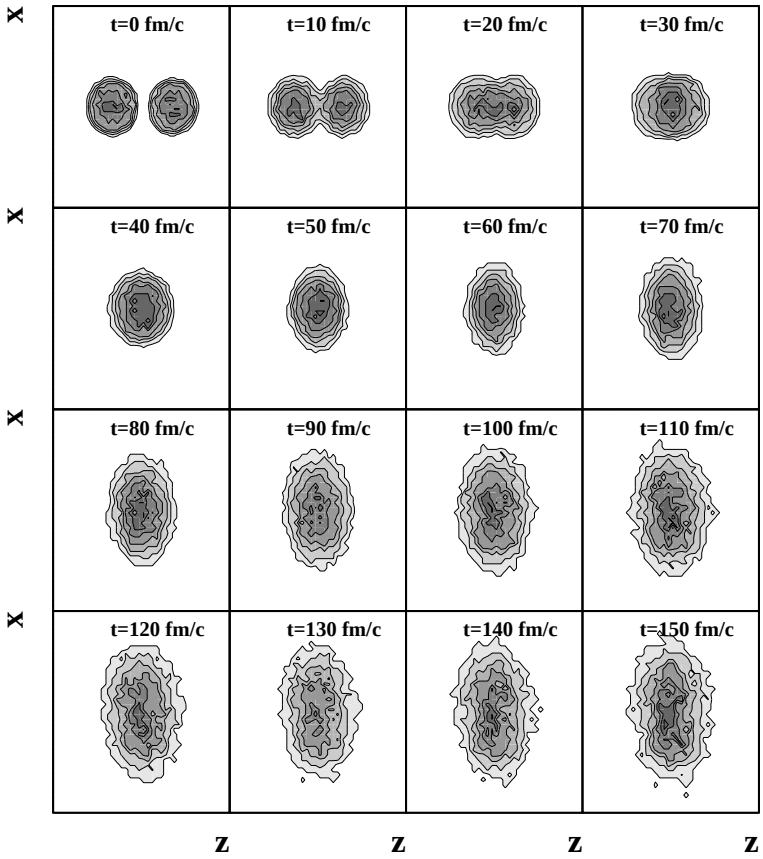


Figure IV.13: *Evolution des contours de densité dans l'espace des positions pour un calcul BNV Xe + Sn à 50 A.MeV à b=0 fm. L'axe z correspond à l'axe du faisceau et l'échelle est la même pour les deux axes.*

Ces collisions frontales conduisent à la formation d'une source unique, localisée au centre de masse, voir figures IV.13 et IV.14. Le caractère "source unique" est visible sur ces figures à partir de 60 fm/c. Comme nous sommes intéressés par l'évolution de la réaction et plus précisément par les émissions au cours de la phase d'expansion-équilibration, nous avons dû définir un critère concernant les particules qui s'échappent. Ce critère est basé sur la densité. Si la particule test d'intérêt est présente dans une cellule de l'espace de phase où

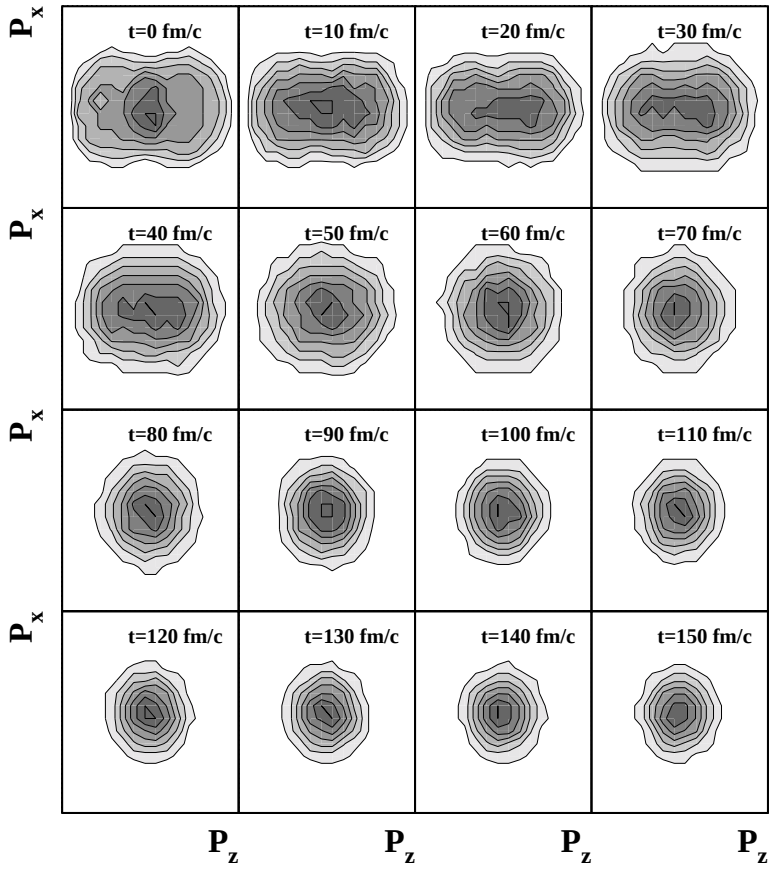


Figure IV.14: *Evolution des contours de densité dans l'espace des impulsions pour un calcul BNV Xe + Sn à 50 A.MeV à b=0 fm. L'axe z correspond à l'axe du faisceau.*

la densité est inférieure à une certaine valeur, alors elle n'est plus considérée comme étant en interaction avec ses voisins. Ce choix impose une valeur arbitraire, aussi nous allons prendre deux grandeurs que nous fixerons comme étant les valeurs extrèmes. Nous prendrons une densité de $\rho_0/10$=0.016 nucléons/fm^3 et une autre de $\rho_0/20$=0.008 nucléons/fm^3.

IV.2.1 Evolution des caractéristiques de la source en fonction du temps

Pour commencer nous allons considérer le système Xe + Sn à 50 A.MeV. Le temps t=0 fm/c correspond à l'instant où le projectile et la cible sont au contact. Nous voyons sur la figure IV.15 que la taille de la source homogène diminue au cours du temps. En partant de 248 nucléons, le nombre de ceux qui sont liés décroît avec le critère d'émission. Ceci correspond à peu près à un noyau d'or, $^{197}_{79}$Au, pour la source formée à 100 fm/c.

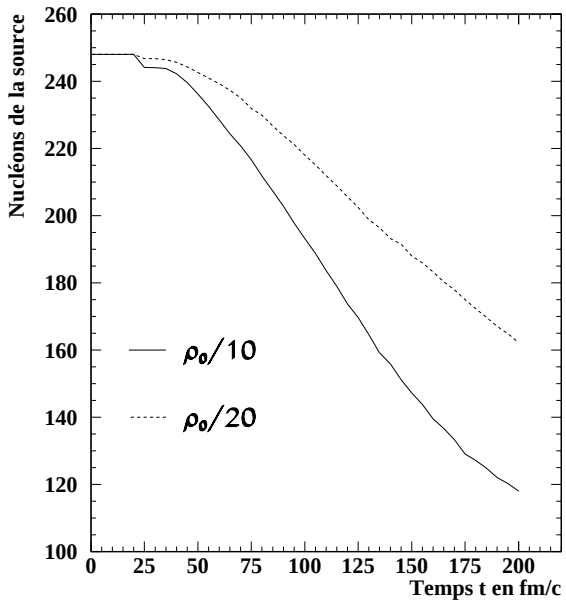


Figure IV.15: *Evolution de la taille de la source, en fonction du temps, pour deux critères d'émission. Soit la densité, où se trouvent les particules tests émises, est inférieure à $\rho_0/10$, soit elle est inférieure à $\rho_0/20$.*

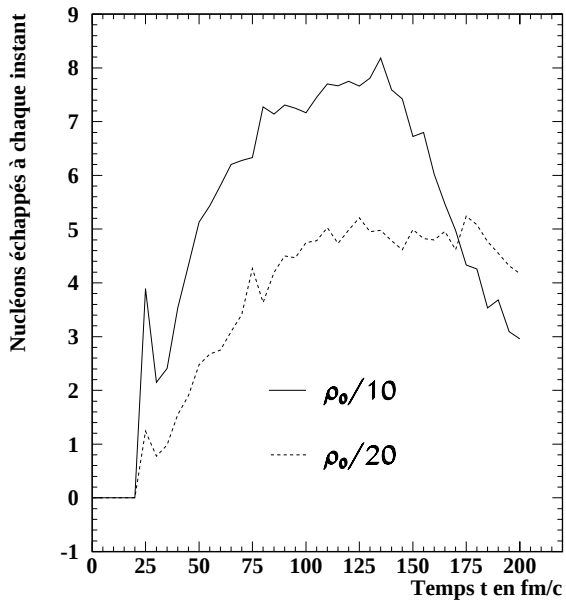


Figure IV.16: *Nombre de nucléons émis à chaque pas de temps de 5 fm/c, en fonction du temps, pour deux critères d'émission en densité.*

La figure IV.16 décrit le nombre de nucléons nouvellement émis à chaque instant, nous voyons qu'il augmente progressivement entre 0 et 120 fm/c puis ensuite il semble saturer voire chuter. Comme attendu ce nombre est plus important à $\rho_0/10$ qu'à $\rho_0/20$. Toutefois l'écart entre les deux critères d'émission ne dépasse pas trois nucléons. Il est à noter que certaines particules émises une première fois, avec notre critère en densité, peuvent rejoindre le système formant la source à un temps ultérieur. Dans la représentation de la figure IV.16 nous avons uniquement comptabilisé celles qui s'échappent pour la première fois.

A ce stade, nous pouvons déja dire que le nombre de particules émises pendant la phase de collision est faible et que nous observons une variation de la taille de la source homogène avec le temps.

IV.2.2 Compression-Equilibration-Expansion

Regardons maintenant l'évolution du profil de densité au cours de la réaction. Deux calculs ont été faits. Le premier, correspondant au trait plein sur la figure IV.17, représente la densité moyenne à l'intérieur d'une sphère de rayon 1 fm centrée au centre de masse.

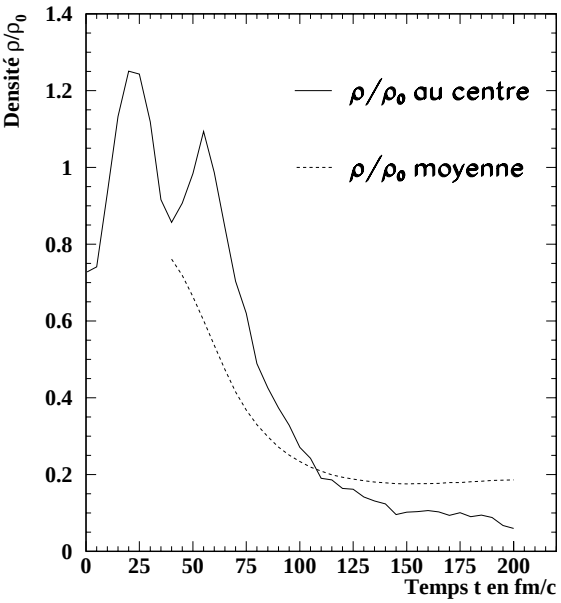


Figure IV.17: *Profils de densité prédits par BNV, l'un au centre d'une sphère de rayon 1 fm, l'autre moyen sur l'ensemble de la source. Xe + Sn à 50 A.MeV.*

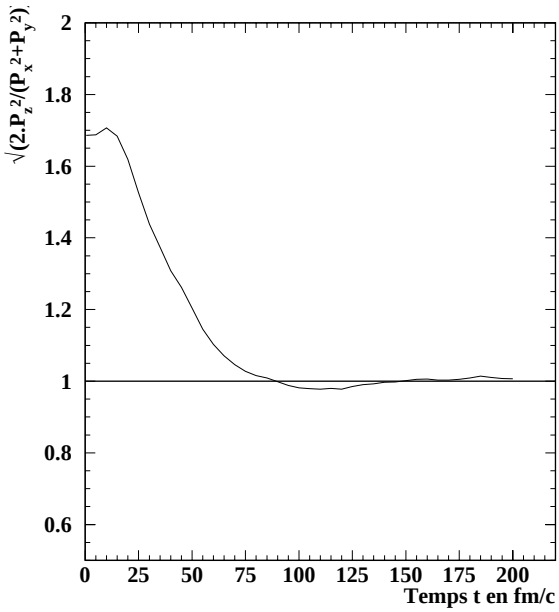


Figure IV.18: *Evolution de l'équilibration de la réaction, en fonction du temps, à partir des impulsions carrées moyennes, selon les axes x, y, z. BNV : Xe + Sn à 50 A.MeV.*

Nous constatons que nous passons par une phase de compression (ρ/ρ_0>1) maximum vers 25 fm/c. La forme en double bosse sur la figure IV.17 est due à une éjection de nucléons alors que toute la collision n'est pas encore terminée. Notamment tous les nucléons du projectile n'ont pas encore interagi avec ceux de la cible. Nous avons choisi, ici, de calculer la densité au centre de la matière, uniquement pour nous affranchir des fluctuations de densité au "bord" de la source, qui, de plus, est fonction de notre critère d'émission. Pour indication nous avons tracé, en pointillé sur la figure IV.17, la densité moyenne du système, pour le critère d'émission de $\rho_0/20$, comme défini plus haut. Nous pouvons définir la densité au centre de la matière (r<1 fm) comme étant celle de la zone d'interaction, alors que la densité moyenne n'est significative que lorsque la source est définie, c'est-à-dire pas avant 40-50 fm/c, voir figure IV.13. En effet le profil de densité n'est pas homogène et il ne le sera que vers $\simeq$100 fm/c, quand ρ/ρ_0 au centre est égal à ρ/ρ_0 moyenne, voir figure IV.17.

Il est également intéressant d'essayer de savoir si il y a équilibration du système et à quel instant. En effet, l'équilibre est un argument indispensable pour l'utilisation des modèles statistiques de multifragmentation. Pour cela nous avons calculé, à partir des impulsions carrées moyennes des particules tests, la quantité $\sqrt{\frac{2.<P_z^2>}{<P_x^2>+<P_y^2>}}$ qui, en quelque sorte représente la perte de mémoire selon l'axe du faisceau, l'axe z, et l'équipartition sur les autres directions. Sa représentation est donnée sur la figure IV.18, où nous constatons

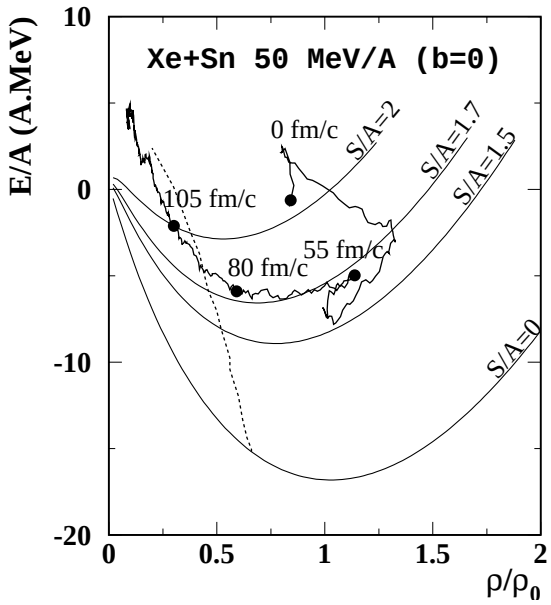


Figure IV.19: *Calcul BNV pour Xe+Sn à 50 MeV/u, paramètre d'impact b=0. Le temps d'évolution est indiqué à partir du contact du projectile avec la cible. Quatre isentropes sont représentées, la zone spinodale est marquée par la ligne en pointillée.*

que l'équilibre est atteint pour un temps d'environ 70 fm/c après la collision des deux partenaires. A partir de cet instant, le calcul dynamique nous indique que nous pouvons raisonner en terme de source unique équilibrée.

Nous pouvons résumer le scénario de la réaction sur la figure IV.19. Elle a été obtenue à partir d'un calcul de matière nucléaire infinie, c'est à dire sans dépendance coulombienne (E/A=-16 A.MeV pour $\rho=\rho_0$ à entropie nulle). En partant des deux partenaires projectile et cible au contact, à t=0 fm/c, le système passe par une phase de compression, $\rho>\rho_0$, qui est maximum vers 30 fm/c. Ensuite commence une phase d'expansion ou ρ diminue, repasse par la densité normale $\rho/\rho_0=1$, et l'équilibre est atteint vers environ 70 fm/c. Sous l'effet de la pression thermique et du rebond, le champ moyen n'est pas suffisament fort pour garder la matière nucléaire à $\rho=\rho_0$ et l'expansion continue en suivant une isentrope, pour atteindre la zone spinodale au bout de $\simeq$90 fm/c. Cette zone, illustrée par la ligne pointillée, sur la figure IV.19, a été obtenue a entropie constante pour la matière nucléaire infinie. La comparaison de l'évolution de l'entropie de la source de matière, avec les isentropes représentées sur la figure IV.19, ne peut se faire que quand le système est équilibré, c'est à dire pas avant 70 fm/c, figure IV.18.

L'expression de cette compression suivie d'un rebond peut se traduire en vitesse et énergie collective d'expansion. Les figures IV.20 et IV.21 représentent ces deux quantités, l'une en fonction du temps l'autre en fonction du rayon. Sur la première, IV.20, nous

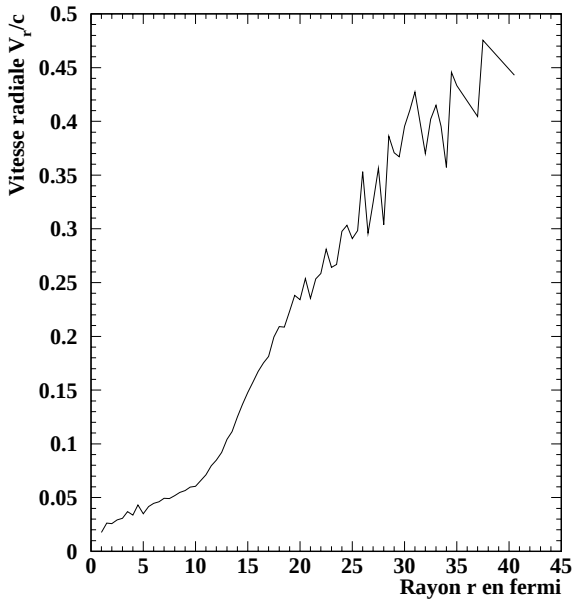


Figure IV.20: *Vitesse radiale V_r/c en fonction du rayon dont l'origine est prise au centre de masse de la réaction, pour t=100 fm/c.*

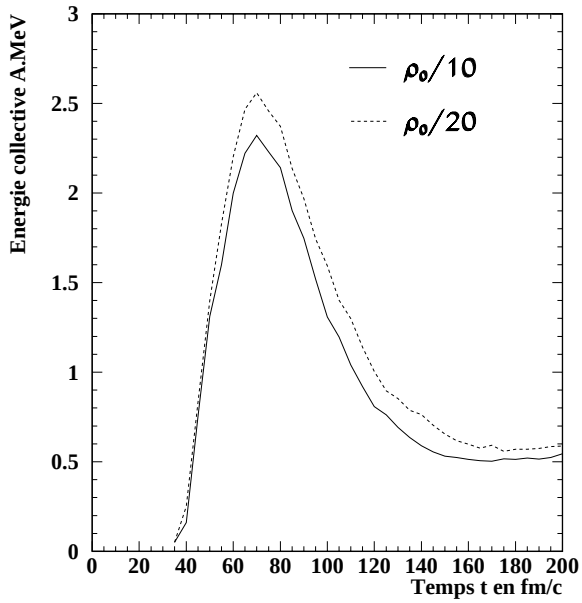


Figure IV.21: *Evolution de l'énergie collective radiale par nucléon au cours du temps, pour deux critères d'émission en densité.*

constatons que la vitesse radiale, pour un temps de 100 fm/c, est de type autosimilaire, c'est-à-dire qu'elle est linéairement dépendante du rayon r, $V_{rad} \propto$ r. La figure IV.21 nous montre l'évolution au cours de la réaction de l'énergie collective moyenne. Elle est maximale pour $\simeq$70 fm/c, c'est-à-dire quand le système repasse vers la densité normale $\rho=\rho_0$, là où le champ moyen est le plus actif, vaut un peu plus de 2.4 A.MeV et dépend peu de notre critère d'émission pour la détermination de la source.

IV.2.3 Caractéristiques énergétiques des particules émises

Les figures IV.22 et IV.23 représentent respectivement l'évolution au cours du temps de l'énergie cinétique moyenne des nucléons qui s'échappent et leur énergie coulombienne moyenne. Le critère d'émission en densité a peu d'influence sur ces deux grandeurs. L'énergie coulombienne moyenne est de 17-18 A.MeV au maximum et décroît ensuite avec la taille de la source. Cette quantité nous sera utile, plus tard, pour tenter, dans les données, de séparer les particules légères émises aux premiers instants de celles provenant de désexcitation secondaire. Nous pouvons dire, aux vues de ces figures, que l'énergie moyenne, emportée par les nucléons qui s'échappent, est maximum vers $\simeq$40-50 fm/c, soit avant l'équilibration du système. Cependant, l'énergie des particules est encore plus importante entre 70 et 100 fm/c, pendant la phase d'expansion, qu'après. Nous allons utiliser ce critère, au chapitre suivant, pour distinguer les particules s'échappant au cours de la phase de dilatation de celles provenant de la source unique de multifragmentation proprement dite.

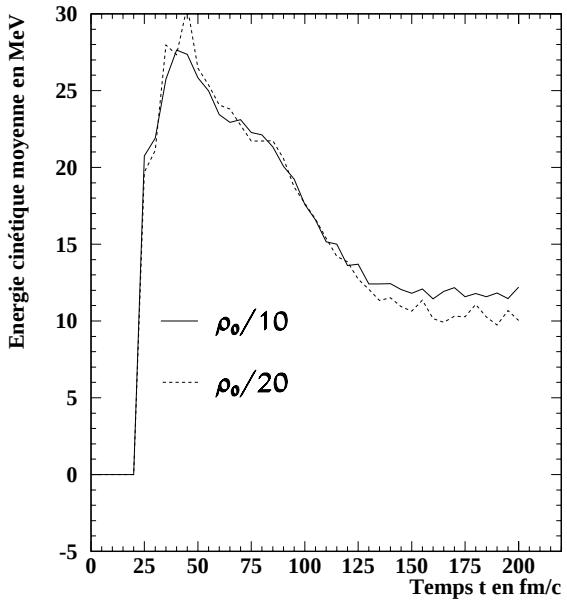


Figure IV.22: *Energie cinétique moyenne des nucléons qui s'échappent au cours du temps, pour deux critères d'émission en densité.*

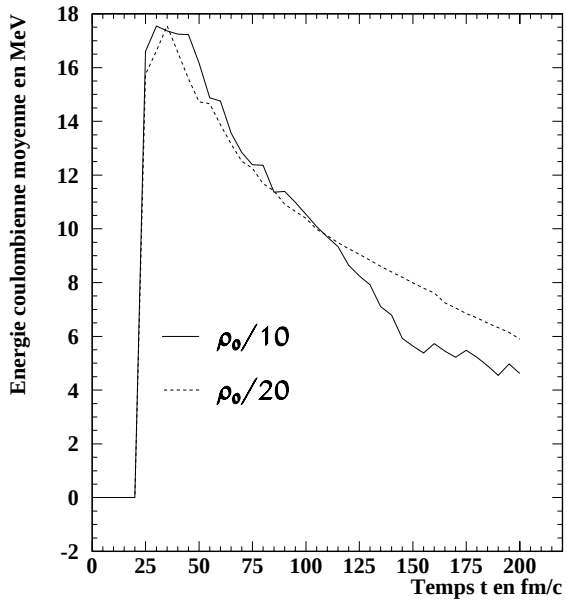


Figure IV.23: *Energie coulombienne moyenne, vue par les protons qui s'échappent, en fonction du temps, pour deux critères d'émission en densité.*

IV.2.4 Comparaison des prédictions BNV entre 32 et 50 A.MeV

Nous allons maintenant regarder quelles sont les prédictions d'un calcul BNV pour la réaction Xe + Sn à 32 A.MeV et nous allons les comparer à celles à 50 A.MeV que nous venons de décrire. A nouveau, comme à 50 A.MeV, la formation d'une source unique est attendue, voir figures IV.24 et IV.25, environ vers 60 fm/c. Pour ne pas surcharger les figures, par la suite, nous allons fixer un seul critère d'émission pour la détermination de la source. Nous avons choisi une densité de $\rho_0/20$ au delà de laquelle les particules tests sont considérées comme n'appartenant plus au système.

L'évolution de la taille de la source, figure IV.26, nous indique que celle-ci est plus importante à 32 A.MeV qu'à 50 A.MeV. Moins de particules s'échappent, figure IV.27, le terme d'intégrale de collisions étant moins prépondérant à cette énergie qu'à 50 A.MeV, le nombre de nucléons qui sont éjectés diminue. L'écart est de 15 à 100 fm/c, 25 à 125 fm/c et atteint plus de 30 à 150 fm/c entre les deux valeurs d'énergies du faisceau. Ce résultat est en accord avec la référence [SALOU97] où l'estimation de la charge de la source unique expérimentale, corrigée de l'efficacité du détecteur, décroit sensiblement avec l'énergie incidente. Elle passe ainsi de 94 unités de charge (A_{source}=224±6) à 32 A.MeV, à 90 charge (A_{source}=217±6) à 50 A.MeV (la composante anisotrope, n'appartenant pas au système, passant de 24±6 à 31±6).

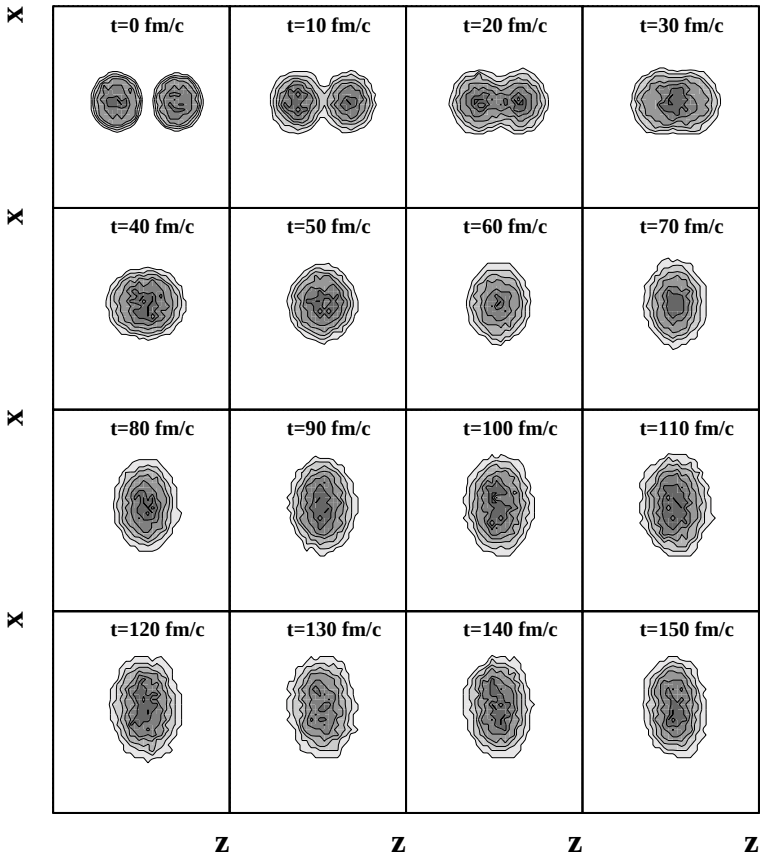


Figure IV.24: *Evolution des contours de densité dans l'espace des positions pour un calcul BNV Xe + Sn à 32 A.MeV à b=0 fm. L'axe z correspond à l'axe du faisceau.*

L'équilibration du système est atteinte au même moment pour les deux énergies à savoir toujours environ 70 fm/c. En revanche la valeur de l'énergie collective est beaucoup plus faible à 32 A.MeV qu'à 50 A.MeV, figure IV.29. Elle est au maximum de 0.7 A.MeV contre 2.5 A.MeV, ce qui montre que la compression a été beaucoup moins importante à cette énergie. D'ailleurs si nous prolongeons le calcul au delà de 150 fm/c le système semble osciller autour de la densité normale (figure IV.28 et sur la deuxième bosse en pointillée sur la figure IV.29), en l'absence de fluctuations, alors qu'il continue de se dilater à 50 A.MeV faisceau, sous l'effet de l'énergie collective emmagasinée. Nous pouvons voir cela sur la figure IV.30, qui montre le profil de densité. Comme précedemment, pour la réaction à 50 A.MeV, nous avons indiqué le résultat de deux calculs pour la densité, un au centre d'une sphère de rayon 1 fm (zone d'interaction) et l'autre moyenné sur l'ensemble de la source (critère d'émission de $\rho_0/20$). Nous constatons qu'après un temps de calcul de $\simeq$150 fm/c la densité recommence à augmenter. Elle réatteint, au centre, pratiquement la densité normale vers 200 fm/c. La prise en compte des fluctuations modifie le devenir de la source

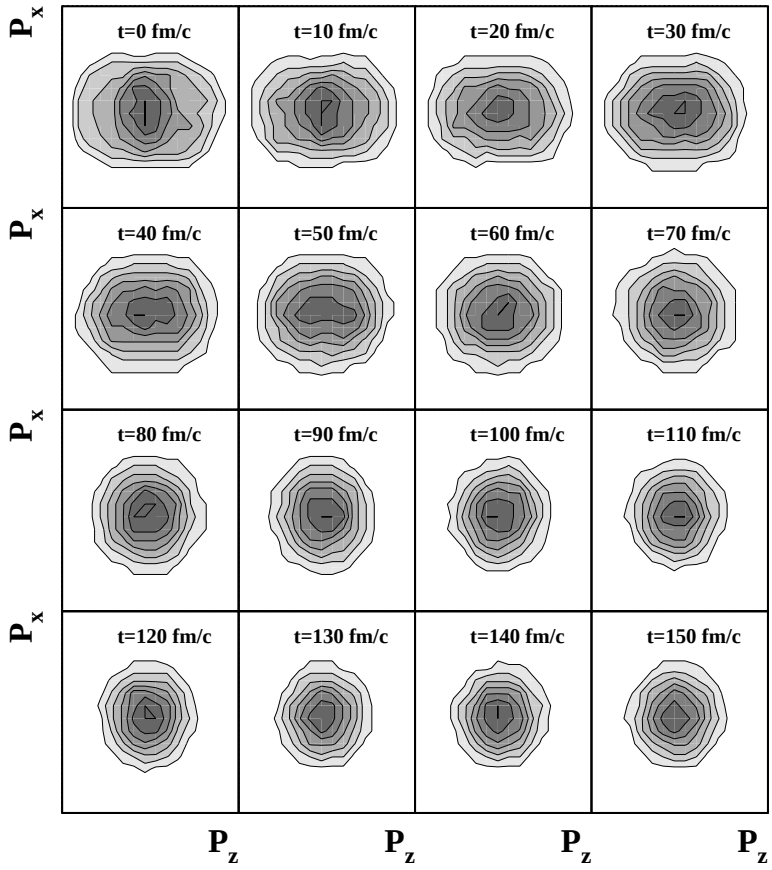


Figure IV.25: *Evolution des contours de densité dans l'espace des impulsions pour un calcul BNV Xe + Sn à 32 A.MeV à b=0 fm. L'axe z correspond à l'axe du faisceau.*

pour les temps supérieurs à $\simeq$100 fm/c [FRANKLAND98].

IV.2.5 Conclusions

Pour les collisions centrales, du système Xe + Sn, le modèle dynamique BNV prédit la formation d'une source unique composée de la quasi totalité du projectile et de la cible. Une phase de compression est observée qui atteint son maximum au bout de 30 fm/c. S'en suit alors une période d'expansion que le champ moyen ne parvient pas à arrêter et le système atteint une région de basse densité où la validité d'un tel calcul (champ moyen avec intégrale de collision) cesse dans le cadre de la décomposition spinodale. L'équilibration du système est attendue au bout d'environ 70 fm/c, soit à peu près quand la source repasse par la densité normale ρ=ρ_0 (Xe + Sn à 50 A.MeV).

Nous avons considéré un critère d'émission de particules tests, basé sur le principe

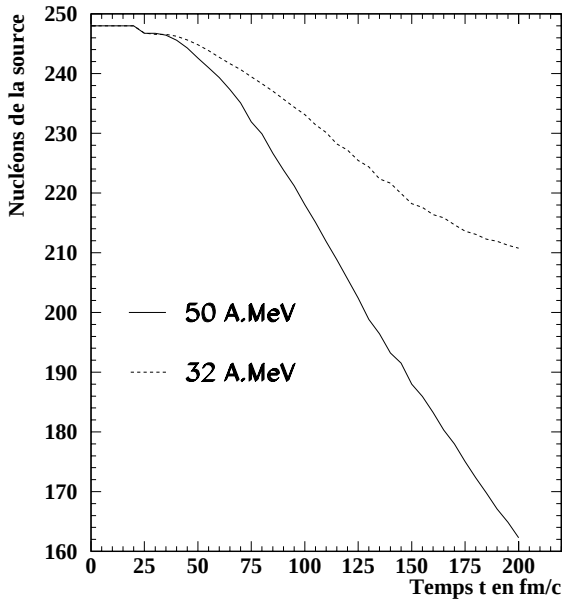


Figure IV.26: *Evolution de la taille de la source en fonction du temps pour deux énergies faisceau incidentes. Le critère d'émission des particules tests est basé sur la densité où elles se trouvent. Ici elle doit être inférieure à $\rho_0/20$.*

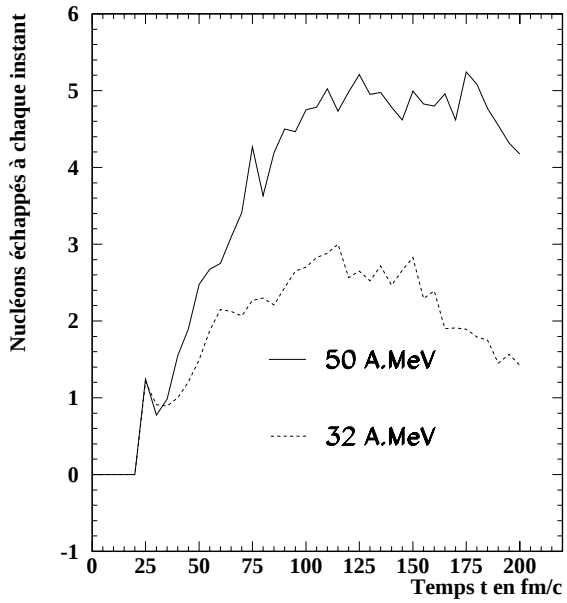


Figure IV.27: *Nombre de nucléons émis à chaque pas de temps de 5 fm/c, en fonction du temps, pour deux énergies incidentes.*

suivant: Si la région, où se trouve la particule d'intérêt, possède une densité inférieure à une certaine limite, alors celle-ci n'appartient plus au système. A l'aide de deux limites en densité, $\rho_0/10$ et $\rho_0/20$, nous avons pu définir un intervalle de grandeur qui nous indique que l'on peut perdre entre 30 et 55 unités de masse au bout de 100 fm/c.

Une énergie collective radiale maximale de $\simeq$2.5 A.MeV est prédite par le modèle à 50 A.MeV, résultat de la compression de la matière. Elle est basée sur l'observation d'une vitesse radiale autosimilaire (la vitesse dépend linéairement du rayon r où se trouve le nucléon). En revanche, à 32 A.MeV, la compression du système est beaucoup moins importante et une plus faible énergie collective, de 0.7 A.MeV, est annoncée. De même, à cette énergie faisceau, la taille de la source est plus importante, ce qui signifie que moins de particules sont émises-échappées avant la multifragmentation de la matière.

L'énergie cinétique moyenne des particules tests qui s'échappent est maximale, pour les deux valeurs du faisceau, vers 50 fm/c, c'est-à-dire quand la source est la plus dense. Cette prédiction pourrait nous servir par la suite, dans les données expérimentales, pour séparer les particules dites de prééquilibre de celles de désexcitation secondaire.

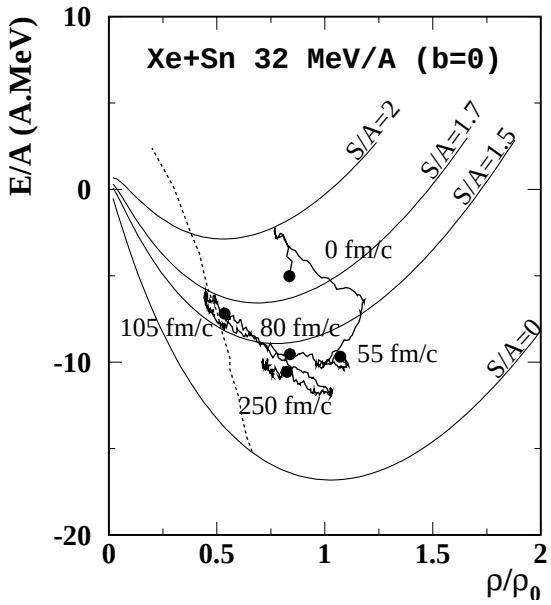


Figure IV.28: *Calcul BNV pour Xe+Sn à 32 MeV/u, paramètre d'impact b=0. Le temps d'évolution est indiqué à partir du contact du projectile avec la cible. Quatre isentropes sont représentées, la zone spinodale est marquée par la ligne en pointillée.*

Enfin il est à noter que dans la thèse de John Frankland [FRANKLAND98], sont également présentés les résultats d'un calcul BNV pour la réaction Xe + Sn à 32 A.MeV. Le modèle utilisé est légèrement différent, il n'utilise pas la section efficace nucléon-nucléon dépendant de l'énergie, de l'isospin et de l'angle, mais surtout des fluctuations stochastiques sont introduites dans le modèle après $\simeq$40 fm/c [COLONNA+94a] [COLONNA+94b], c'est-à-dire quand apparaît la source unique chaude et comprimée et avant l'entrée dans la région spinodale. De ce fait, il n'observe pas d'oscillation autour de la densité normale, constatée sur la figure IV.30, son système finissant par multifragmenter.

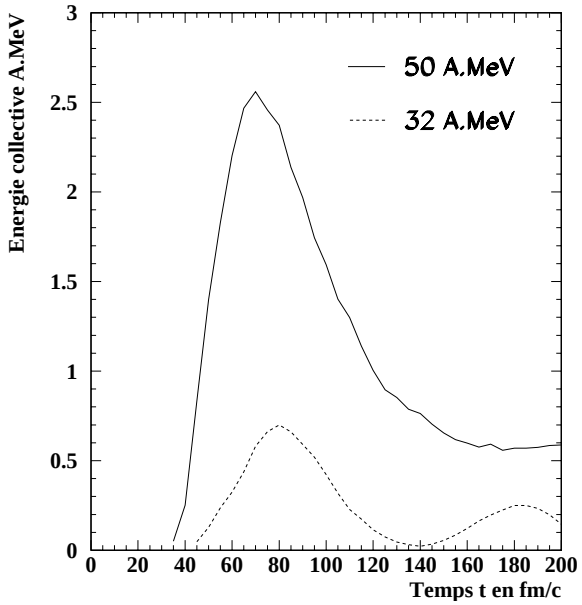


Figure IV.29: *Evolution de l'énergie collective radiale par nucléon au cours du temps, pour deux énergies incidentes.*

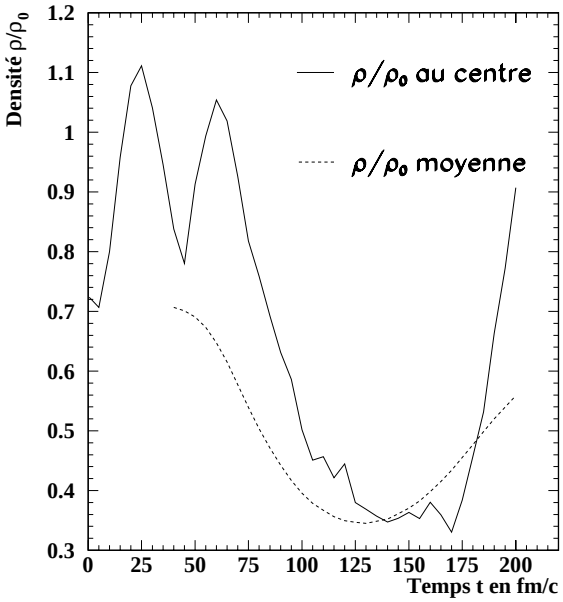


Figure IV.30: *Profils de densité prédits par BNV, l'un au centre d'une sphère de rayon 1 fm, l'autre moyen sur l'ensemble de la source. Xe + Sn à 32 A.MeV.*

Chapitre V

Etude statistique des réactions à source unique

Dans le chapitre précédent, traitant de la dynamique de la réaction, nous avons montré que les réactions étudiées pouvaient être décrites par les termes: collisions centrales, source unique, isotropie de l'écoulement de matière, expansion, équilibration dans l'espace des impulsions.

Nous désirons ici confirmer le caractère d'équilibration du système qui multifragmente. Seule la comparaison des données expérimentales avec un modèle, basé sur l'équilibre thermodynamique, permet de répondre à cette question. Plusieurs modèles seront utilisés qui nous permettront de réconcilier les caractéristiques des particules légères et des fragments et ainsi d'obtenir une description statistique des événements à source unique compatible avec l'évolution temporelle indiquée par les calculs microscopiques.

L'utilisation du modèle EES (pour Expanding Emitting Source model), [FRIEDMAN88], [FRIEDMAN89], [FRIEDMAN90], va nous permettre de faire le lien entre les descriptions dynamique et statistique des données et ainsi de préciser notre démarche. EES est un modèle analytique qui décrit l'évolution d'une source chaude équilibrée, en expansion à partir de la densité normale ρ_0. Cette évolution est gouvernée par l'émission équilibrée de particules à chaque instant. L'expansion résulte de la compétition entre la pression thermique, qui repousse les nucléons et la force nucléaire qui elle, au contraire, tend à garder le système lié. Pour de faibles valeurs de température initiale, la source se dilate et évapore quelques nucléons puis retrouve un état de noyau à densité normale. Au contraire, si l'énergie d'excitation est importante, la source atteindra une région de basse densité de façon irréversible. Les taux d'émission des particules sont dépendants de la densité et donc sont recalculés, à chaque instant, en suivant l'évolution de celle-ci. Ils suivent, dans une première phase d'expansion isentrope, le formalisme d'évaporation statistique de surface de Weisskopf [WEISSKOPF37]. Toutefois, il arrive un moment où le système atteint la zone de basse densité, vers $\simeq \rho_0/3$, où l'énergie libre nécessaire pour évaporer une particule à la périphérie est égale à l'énergie libre pour produire une particule à l'intérieur du volume. A

cet instant, la validité de l'émission de surface cesse et le modèle produit les particules par émission de volume. Cette deuxième phase d'expansion, où l'entropie augmente, a pour but de modéliser la brisure de la source. Pour des raisons techniques, le modèle ne considère que les fragments de taille inférieure à Z≤9 et le calcul est arrêté lorsque la densité de la source atteint $\rho_0/10$.

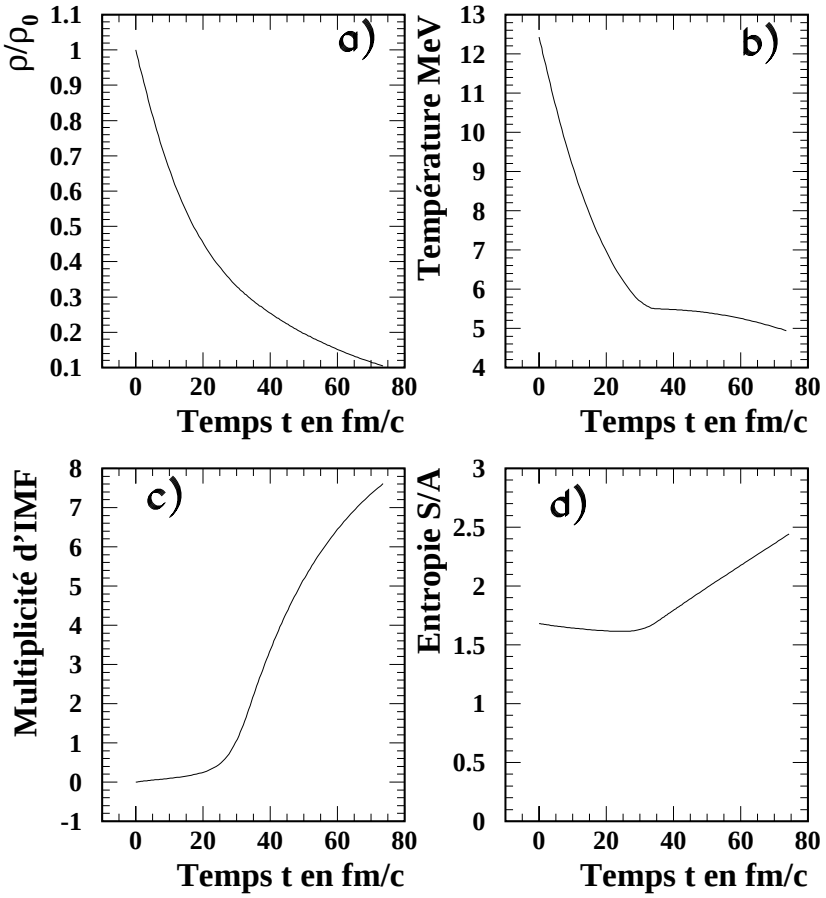


Figure V.1: *Evolution* **a)** *de la densité réduite* ρ/ρ_0, **b)** *de la température,* **c)** *du nombre de fragments* $3 \leq Z \leq 9$ *et* **d)** *de l'entropie par nucléon S/A en fonction du temps, pour le calcul EES adapté aux données Xe + Sn à 50 A.MeV.*

Pour les événements à source unique Xe + Sn à 50 A.MeV, la taille de la source a été estimée à Z=90. Le nombre de masse est obtenu par conservation du rapport N/Z initial du système (i.e. A=214) et l'énergie d'excitation mesurée est de 12 A.MeV, voir tableau III.2. Le calcul BNV nous a montré que la source en expansion atteignait l'équilibre (dans l'espace des impulsions) avec une énergie collective maximale de 2.5 A.MeV et $\rho=\rho_0$, figure IV.21. Par conséquent, les caractéristiques initiales du calcul EES pour les collisions centrales sont: Z_{Source}=90, A_{Source}=214, E^*=12 A.MeV dont une partie (2.5 A.MeV) est

figée sous forme de vitesse initiale donnée aux particules émises.

Sur la figure V.1a) nous avons représenté l'évolution de la densité ρ/ρ_0 en fonction du temps. Le système préparé initialement à la densité normale ρ_0, atteint la région de basse densité de façon irréversible. Le passage de l'émission de surface à l'émission de volume, quand $\rho=\rho_0/3$, s'effectue à 30 fm/c. Nous voyons que ce changement est responsable de l'émission d'un grand nombre d'IMF ($3\leq Z\leq 9$), spectre V.1c) et d'une rupture de pente dans l'évolution de la température V.1b) et de l'entropie V.1d): d'une expansion isentrope le système entre dans la phase d'émission de volume. Nous constatons que la température chute très rapidement au cours du temps, l'émission de particules légères, au cours de l'expansion isentrope, emporte donc beaucoup d'énergie d'excitation. Pendant les $\simeq$30 premiers fm/c, nous avons, en moyenne, moins d'un IMF produit, ce qui signifie que la majorité des noyaux émis sont des particules légères Z=1-2. Il est à noter que la valeur de l'entropie du calcul EES, pendant la première phase ($\simeq$1.7), est similaire à celle présentée sur la figure IV.19, pour BNV, durant la période d'expansion isentropique qui suit le passage par la densité normale.

Ces résultats vont donc influer sur la méthodologie employée ici pour confirmer le caractère d'équilibration contenu dans les événements à source unique. La source formée dans les collisions centrales subit une expansion isentrope. Durant cette expansion elle perd de la masse et de l'énergie d'excitation. Cette perte de nucléons s'effectue essentiellement sous forme de particules légères. Ceci nous incite donc à étudier séparément d'une part la production de fragments et, d'autre part, la production de particules légères. L'état de la source, déduit des caractéristiques des fragments, nous renseigne sur l'instant de brisure du système alors que les particules légères sont produites avant, pendant et après la cassure.

V.1 Description statistique de la phase de brisure: SMM

Les conditions sont désormais réunies pour pouvoir confronter les données à un modèle statistique, pour confirmer le caractère équilibré de la phase de brisure. D'un point de vue expérimental, une première indication a été apportée précédemment par le fait que la distribution angulaire des fragments est compatible avec l'hypothèse d'équilibration, figure III.11.

Nous allons maintenant comparer les données expérimentales aux prédictions du modèle de multifragmentation statistique SMM (voir annexe A). Cette confrontation doit également nous apporter des informations sur l'état du système à l'instant de la cassure (densité, taille, énergie d'excitation) et sur la présence d'une éventuelle énergie collective d'expansion.

La base de l'équilibre thermodynamique repose sur l'équiprobabilité des partitions. Cette hypothèse est présente dans SMM, qui, de plus, effectue un traitement cinématique des particules générées (placement dans un volume, propagation coulombienne, désexcitation secondaire...). Ce modèle présente donc l'avantage de pouvoir être comparé directement aux données (i.e. filtré par le dispositif expérimental). Toutefois cette phase cinématique n'intervient qu'au second ordre vis-à-vis de la génération des partitions qui, elle seule, traite de l'équilibre thermodynamique. C'est pourquoi nous allons présenter une méthode d'analyse qui hiérarchise les informations expérimentales, en plaçant au premier ordre les variables statiques vis-à-vis des variables cinématiques. Notre méthode inclut aussi la notion d'événement le plus probable qui sert à analyser les données représentatives du lot étudié. Cette démarche (événement le plus probable, hiérarchie) sera confrontée à la méthode du backtracing, en étudiant pas à pas l'influence des restrictions adoptées et nous montrerons que celles-ci ne sont pas fondamentales pour cette analyse.

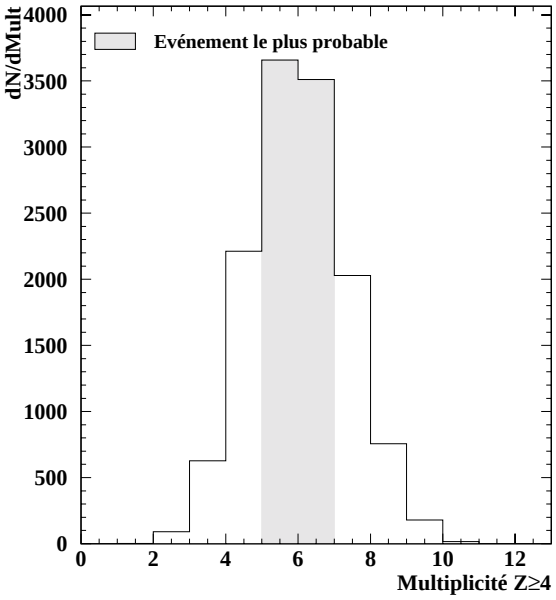


Figure V.2: *Multiplicité de fragments Z≥4 pour les événements de source unique Xe + Sn à 50 A.MeV. La distribution en grisé correspond à notre choix concernant l'événement le plus probable, multiplicité égale à 5 ou 6.*

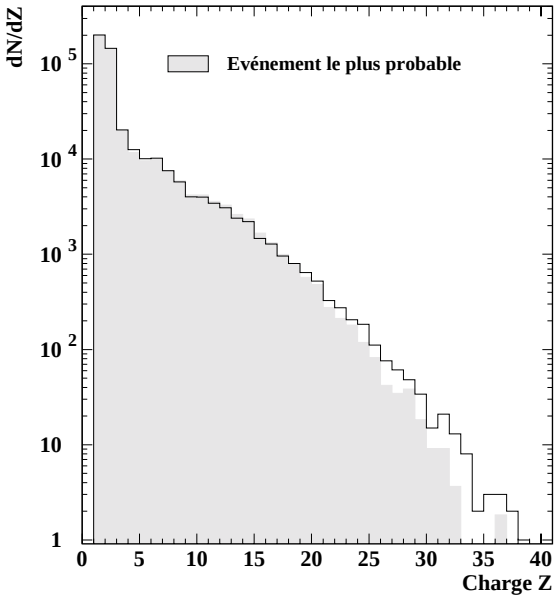


Figure V.3: *Influence des événements de faible poids statistique sur la forme des distributions de charge. Le spectre en grisé correspond à l'événement le plus probable, Multiplicité Z≥4 égale à 5 ou 6. Xe + Sn à 50 A.MeV.*

V.1.1 Méthode d'analyse à 50 A.MeV

Dans un premier temps nous allons procéder par confrontation des données expérimentales avec un calcul SMM: la taille, la densité et l'énergie d'excitation de la source seront

échantillonnées et, à chaque fois, le résultat sera comparé aux données. Celles-ci n'étant pas forcément un lot de sources toutes identiques, nous avons comparé les observables issues des événements les plus représentatifs de notre échantillon. La définition de l'événement le plus probable est issue d'un compromis pour retenir un nombre d'événements statistiquement acceptable à partir d'une observable statique. L'observable statique choisie est la multiplicité de Z$\geq$4 et les valeurs expérimentales représentatives sont égales à 5 et 6, voir figure V.2. Ce choix a été guidé par le fait que nous allons étudier la forme de la distribution en charge des fragments, qui rend compte des partitions générées. Or la queue de cette distribution, c'est à dire les gros fragments, est dominée par les faibles multiplicités, qui ne sont pas représentatives de l'événement le plus probable, mais d'événements de faible poids statistique. Cet effet est visible sur la figure V.3, où nous avons superposé la distribution de charge pour tous les événements de source unique Xe + Sn à 50 A.MeV et celle concernant l'événement le plus probable. Par la suite, les mêmes critères de sélection, 80% de la charge initiale du modèle, coupure en angle de flot supérieur à soixante degrés et multiplicité de Z$\geq$4 égale à 5 ou 6, ont été appliqués aux résultats du calcul SMM, filtrés par le dispositif expérimental d'INDRA.

Pour reproduire les variables statiques expérimentales, nous avons contraint le modèle sur la multiplicité de Z$\geq$3, la somme des charges liées sous forme de fragments (Z$\geq$3) et la taille moyenne des quatre plus gros fragments de l'événement. La masse de la source est obtenue à partir de sa charge en conservant le rapport N/Z initial du système. Nous avons donc généré une centaine de combinaisons charge de la source-énergie d'excitation, pour le modèle SMM, correspondant à une taille allant de 40 à 95% (par pas de 5%) de la charge totale du système Xe + Sn et une E^* comprise entre 40 et 95% (par pas de 5%) de l'énergie par nucléon disponible pour la réaction Xe + Sn. Un test du χ^2 a été appliqué en prenant pour référence les données expérimentales, pour extraire la combinaison (taille, énergie d'excitation...) qui reproduit au mieux les données.

Le volume de "freeze-out" (i.e. à la cassure) n'a pas constitué un paramètre de contrainte pour notre méthode. Nous avons plutôt essayé de voir si une solution pouvait être trouvée pour cinq volumes différents, $2V_0$, $3V_0$, $4V_0$, $5V_0$ et $6V_0$. De même nous n'avons pas considéré le paramètre d'énergie collective radiale du modèle pour notre étude. Celui-ci sera plutot considéré, à posteriori, pour reproduire les énergies cinétiques moyennes des fragments dans le centre de masse, une fois que la partition idéale, SMM, aura été trouvée à chaque densité. Cette procédure hiérarchise donc les informations et place sur un niveau supérieur les variables statiques qui, seules, rendent compte de l'équilibre thermodynamique.

Sur la figure V.4, nous avons comparé les résultats expérimentaux Xe + Sn à 50 A.MeV avec un calcul SMM pour l'événement le plus probable et pour une densité au freeze-out de $\rho_0/3$. Nous voyons sur la figure V.4 que notre méthode converge puisque les variables statiques, distributions de charge, taille, multiplicité, sont bien reproduites par le modèle, pour une taille de source correspondant à Z_{Source}=80 et une énergie thermique de 7.0

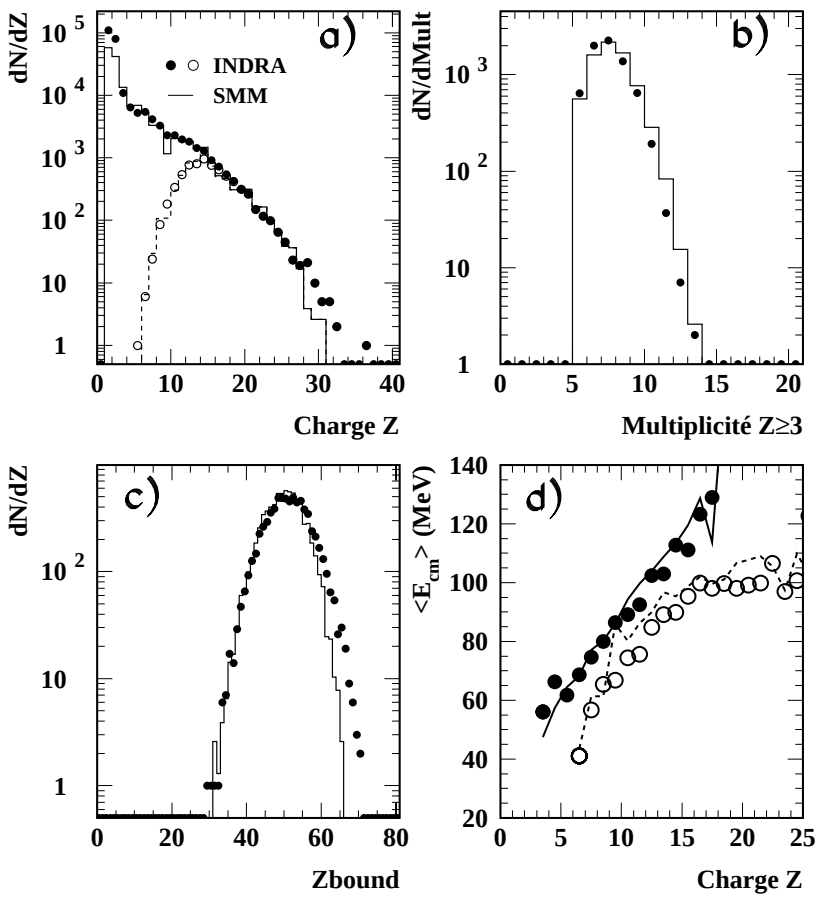


Figure V.4: *Pour toutes les figures, les symboles correspondent aux événements expérimentaux les plus probables (Multiplicité de Z≥4 égale à 5 ou 6), Xe + Sn à 50 A.MeV et les traits aux données SMM à $\rho_0/3$, Z_{Source}=80, A_{Source}=191, E^*=7+2 A.MeV. Figure* **a)** *distribution de charge et taille du plus gros fragment de l'événement.* **b)** *multiplicité de fragments Z≥3.* **c)** *somme des charges liées sous forme de fragment Z≥3.* **d)** *trait plein et ronds noirs, énergie cinétique moyenne, dans le centre de masse, de tous les fragments sauf le plus gros de l'événement. Trait pointillé et ronds blancs énergie cinétique moyenne, dans le centre de masse, du plus gros fragment.*

A.MeV. L'énergie d'excitation totale du système comprend, en plus des 7.0 A.MeV, une partie collective radiale de 2.0 A.MeV, pour reproduire au mieux les énergies cinétiques moyennes des fragments.

Le fait de trouver un calcul SMM compatible avec les données confirme donc que les événements à source unique sont cohérents avec l'hypothèse d'équilibre thermodynamique à l'instant de la brisure. Pour indication nous avons reporté sur la figure V.5, la distribution de fragments Z≥4 donné par SMM. Nous constatons que le choix de l'événement le

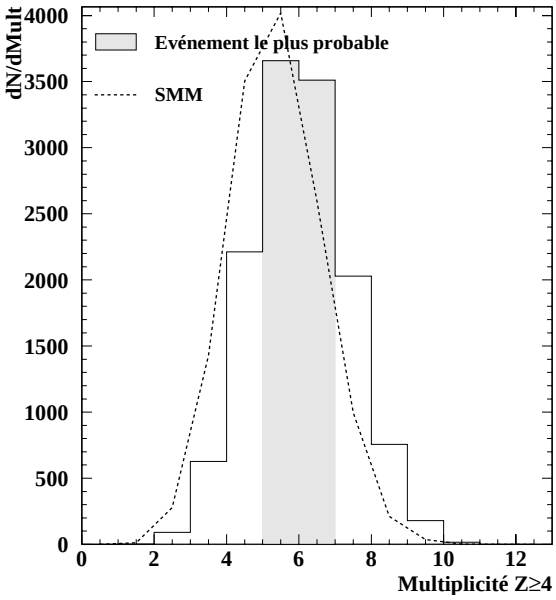


Figure V.5: *Multiplicité de fragments Z≥4 pour les événements de source unique Xe + Sn à 50 A.MeV. La distribution en grisé correspond à notre choix concernant l'événement le plus probable, multiplicité égale à 5 ou 6. Le trait pointillé présente la distribution de multiplicité de Z≥4 pour SMM à $\rho_0/4$.*

plus probable, $M_{Z\geq 4}$=5, 6 dans les données, correspond également aux événements les plus probables dans SMM.

Densité au freeze-out	$\rho_0/2$	$\rho_0/3$	$\rho_0/4$	$\rho_0/5$	$\rho_0/6$
Z_{Source}	80(±5)	80(±5)	80(±5)	78(±5)	78(±4)
A_{Source}	191	191	191	186	186
E^* (A.MeV)	9.1	9.0	8.8	8.8	8.6
$E_{Thermique}$ (A.MeV)	7.3(±0.3)	7.0(±0.4)	6.7(±0.3)	6.6(±0.4)	6.3(±0.4)
$E_{Collective}$ (A.MeV)	1.8	2.0	2.1	2.2	2.3
$E_{Coulombienne}$ (A.MeV)	3.3	2.9	2.6	2.4	2.3
T (MeV)	6.9	6.7	6.6	6.6	6.5
$(S/A)_{Microcanonique}$	1.58	1.58	1.56	1.56	1.53

TAB. V.1 - *Tableau regroupant les différents jeux de sources SMM reproduisant les données expérimentales, Xe + Sn à 50 A.MeV, pour différentes densités de "freeze-out".*

Pour toutes les densités étudiées une solution a été trouvée. Le tableau V.1 regroupe les solutions qui reproduisent aux mieux les données expérimentales, Xe + Sn à 50 A.MeV, pour chaque valeur de densité au "freeze-out". Les solutions sont caractérisées par la charge

et la masse de la source (Z_{Source}, A_{Source}), l'énergie d'excitation totale (E^*) qui comprend la partie utile pour la génération des partitions ($E_{Thermique}$) et la partie collective radiale ($E_{Collective}$), nécessaire pour reproduire les énergies cinétiques des fragments. Trois autres informations ont été ajoutées: la température utilisée pour générer les partitions du modèle, l'entropie microcanonique du système et l'énergie coulombienne de la sphère chargée (caractérisée par Z_{Source}, A_{Source} et le volume considéré, [BONDORF+95]). Pour ce qui concerne la dépendance en densité au "freeze-out", nous constatons que la charge de la source reste constante alors que l'énergie thermique varie de 1 A.MeV. Les partitions générées par SMM dépendent du volume au "freeze-out". Cette dépendance intervient dans l'énergie coulombienne de la source multifragmentée. Ici, puisque nous avons cherché à reproduire les partitions expérimentales les plus probables, pour différents volumes de "freeze-out", cette dépendance est uniquement dans l'énergie coulombienne de la sphère uniformément chargée de volume $n \times V_0$, caractérisée par Z_{Source} et A_{Source} (n=2, 3, 4, 5 et 6). Nous constatons, sur le tableau V.1, que la variation d'énergie coulombienne correspond à la variation d'énergie thermique, ce qui nous indique que l'énergie utile pour générer les partitions est constante pour les solutions indiquées. Comme la température utilisée pour générer les partitions du modèle varie peu dans ce domaine en énergie thermique, (voir courbe calorique SMM, dans [BONDORF+95]), il n'est pas étonnant d'avoir ce résultat en fonction du volume de "freeze-out". D'un point de vue microcanonique, cela se traduit par une valeur de l'entropie constante pour les différentes solutions indiquées, tableau V.1. Quant à la variation de l'énergie collective radiale, en fonction du volume, elle traduit simplement la variation de la répulsion coulombienne entre les fragments pour les différentes solutions (voir les travaux de [NGUYEN98]).

En conclusion, en plus de la compatibilité des données avec l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique à la cassure, nous avons extrait les caractéristiques moyennes de la source, avec SMM, à cet instant. La taille et l'énergie d'excitation de la source sont inférieures à celles reconstruites expérimentalement (voir tableau III.2, [LE FÈVRE97], [SALOU97]). Ceci est cohérent avec les prédictions des modèles BNV et EES présentés précédemment. Les données sont compatibles avec une équilibration à basse densité, toutefois les variables statiques, qui caractérisent la taille et l'énergie d'excitation de la source, ne permettent pas de préciser le volume au "freeze-out".

V.1.2 Comparaison avec la méthode du backtracing sur les variables statiques

Le backtracing, en français méthode inverse, [DÉSESQUELLE94], [DÉSESQUELLES95], a pour objectif de faire le lien entre l'expérience et la théorie en donnant la distribution d'observables simulées qui reproduit au mieux la collection d'événements expérimentaux, [DÉSESQUELLES+96] et [DÉSESQUELLES98]. Dans la mesure où la collection d'événements à source unique relève du même phénomène de multifragmentation, nous sommes en droit d'utiliser cette méthode avec une théorie unique (SMM). Un ensemble d'événements phy-

siques ϕ est entièrement décrit par un ensemble de probabilité $\mathcal{P}_\Phi$ qui associe à ce que nous appelerons des observables (o), comme la multiplicité de fragments, leur taille, leur énergie... des variables sources (s), comme la taille du système, son énergie d'excitation, son moment angulaire, sa température ... Le processus sera donc défini par un ensemble de probabilités $\mathcal{P}_\Phi(\mathrm{o}|\mathrm{s})$ qui fait le lien entre les observables (o) et les variables sources (s). De même un modèle théorique sera également complètement décrit par un ensemble de probabilités $\mathcal{P}_{théo}(\mathrm{o}|\mathrm{s})$ qui lui sont propres. La théorie sera alors compatible avec le processus physique si quelles que soient les variables (o) et (s), l'ensemble des probabilités $\mathcal{P}_\Phi(\mathrm{o}|\mathrm{s})$ et $\mathcal{P}_{théo}(\mathrm{o}|\mathrm{s})$ sont équivalentes.

Malheureusement l'ensemble $\mathcal{P}_\Phi(\mathrm{o}|\mathrm{s})$ n'est pas forcément déterminé expérimentalement, car seules quelques variables peuvent être accessibles au niveau des détecteurs par exemple. Aussi nous connaissons non pas $\mathcal{P}_\Phi(\mathrm{o}|\mathrm{s})$ mais $\mathcal{P}_{exp}(\mathrm{o}|\mathrm{s})$. Le principe du backtracing est alors de rechercher un ensemble de probabilité de variables sources $\mathcal{P}(\mathrm{s})$ tel que : $\mathcal{P}_{exp}(\mathrm{o})=\sum_s \mathcal{P}(\mathrm{s}).\mathcal{P}_{théo}\ (\mathrm{o}|\mathrm{s})=\sum_s \mathcal{P}_{exp}(\mathrm{s}).\mathcal{P}_\Phi$. Ceci implique N_o équations à N_s inconnues de solution $\mathcal{P}(\mathrm{s})$, ce qui devient très vite difficile à résoudre. En effet imaginons un ensemble de quatre variables source avec douze observables pour le processus que nous analysons. Si maintenant toutes les distributions de ces variables sont échantillonnées avec huit intervalles (cette valeur dépend en fait du domaine d'extension de la variable), nous arrivons à une matrice de dimension 8^{12+4}, qu'il faut traiter.

Pour réduire le nombre d'observables à "backtracer", nous avons eu recours à l'analyse en composantes principales, [COUNIHAN75], [SAPORTA90]. Elle consiste à analyser la forme du nuage de points représentant les données dans l'espace des variables que nous étudions. Elle recherche alors les axes d'inertie et projette les données sur les axes les plus représentatifs. En d'autres termes, elle consiste à définir les corrélations qui peuvent exister entre les variables originelles. Par exemple, pour un système de taille finie, il existe une corrélation entre la multiplicité de fragments et la taille du plus gros fragment de l'événement (les faibles multiplicités sont reliées aux fragments les plus gros). L'inversion de la matrice de covariance donne les valeurs et vecteurs propres associés à notre échantillon. Les axes propres les plus importants sont alors appelés axes principaux et la projection des données dans ce nouvel espace génère les composantes principales. L'inertie de chaque axe représente la quantité d'information contenue sur celui-ci. En pratique, on considère que la représentation est suffisante si l'inertie, cumulée sur certains axes, atteint au moins 80%.

Notre objectif ici, est de confirmer notre méthode de test du χ^2 sur l'événement le plus probable. En effet, nous avions considéré les événements les plus probables de multiplicité de $\mathrm{Z}\geq 4$ égale à 5 et 6, pour nous affranchir des fluctuations, visibles expérimentalement, sur les queues de distribution des spectres. La méthode du backtracing prend justement en compte ces fluctuations au niveau des ensembles de probabilité $\mathcal{P}_{exp}(\mathrm{o}|\mathrm{s})$. Afin de nous mettre dans les mêmes conditions qu'au paragraphe précédent, nous avons utilisé comme observables (o), la multiplicité de fragments $\mathrm{Z}\geq 3$, la somme des charges de ces derniers et la charge des quatre plus gros fragments. Une analyse en composante principale sur ces six

variables nous permet de réduire l'information sur seulement quatre combinaisons, qui renferment 93% de l'information. En ce qui concerne les variables sources (s), de SMM, nous avons choisi la taille de la source qui multifragmente et son énergie d'excitation thermique (celle qui génère les partitions au "freeze-out"). A nouveau l'énergie collective d'expansion n'est pas prise en compte directement. Notre ensemble théorique était le même que précédemment, à savoir une centaine de sources représentant 40 à 95% (par unité de 5) de la charge et de l'énergie d'excitation totale. Deux backtracing seront présentés, l'un pour une densité SMM au "freeze-out" de $\rho_0/3$, l'autre pour une densité de $\rho_0/6$.

Le résultat de la distribution des variables sources, donné par le backtracing, est visible sur la figure V.6. Nous y avons représenté, pour deux densités de "freeze-out" SMM au "freeze-out", $\rho_0/3$ et $\rho_0/6$, la distribution de charge de la source SMM ainsi que son énergie d'excitation thermique. Nous constatons à nouveau que nous ne sommes pas sensibles au volume de "freeze-out". Les tailles de source sont identiques dans les deux cas, centrées autour d'une charge de 70-75 unités, soit un peu moins que dans notre méthode du χ^2, mais toutefois dans la barre d'erreur, tableau V.1. Les valeurs d'énergie d'excitation thermique sont compatibles dans les deux cas avec les valeurs trouvées par la méthode de l'événement le plus probable. Nous retrouvons donc l'indétermination du volume de "freeze-out".

Nous pouvons également remarquer que si la distribution sur la taille de la source Z_s est relativement large, en revanche celle sur l'énergie d'excitation thermique est plus étroite. Le backtracing confirme le résultat précédent en interdisant fortement le peuplement de la région à haute énergie d'excitation. A ce niveau, les résultats de la méthode de l'événement le plus probable sont confirmés. Les largeurs des distributions des paramètres sources (Z_s, $E^*_{Thermique}$) nous indiquent, dans le cadre de SMM, soit que la sensibilité de notre méthode est plus forte sur $E^*_{Thermique}$ que sur Z_s, soit que les données expérimentales présentent une fluctuation plus importante sur Z_s que sur $E^*_{Thermique}$.

V.1.3 Comparaison avec un backtracing en incluant l'énergie d'expansion.

L'énergie d'excitation totale de la source comporte une composante thermique et une composante collective d'expansion. Cette énergie collective a, jusqu'à maintenant, été traitée à posteriori dans toutes nos analyses, une fois les partitions reproduisant les variables statiques trouvées. Ceci pour conserver une cohérence entre les données et le modèle SMM, qui fait l'hypothèse du découplage entre les degrés de liberté thermiques et le mouvement collectif radial. Toutefois, l'acceptance du dispositif expérimental (seuils en énergie) peut influer sur le choix de hiérarchie que nous avons considéré.

C'est pourquoi, dans cette partie, nous allons introduire directement, dans les variables sources (s) du backtracing, le paramètre d'expansion collectif de SMM. Aux six obser-

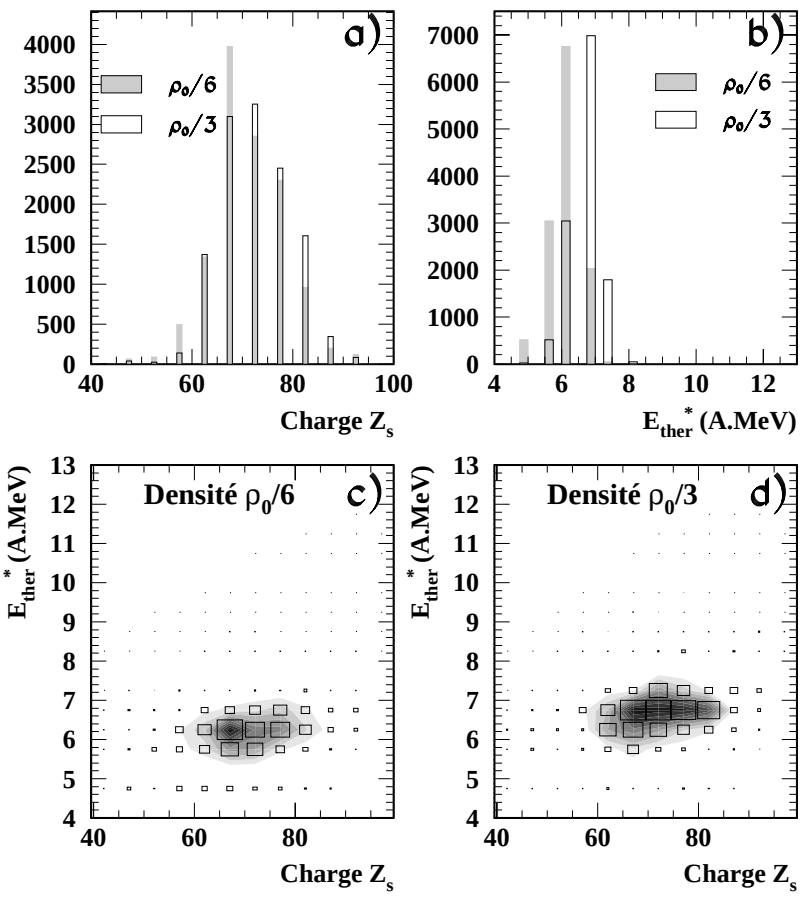


Figure V.6: *Distribution des variables sources SMM, données par la méthode du backtracing, pour reproduire les événements à source unique Xe + Sn à 50 A.MeV. Deux valeurs de densité SMM au "freeze-out" sont utilisées, $\rho_0/3$ et $\rho_0/6$.* **a)** *distribution de la taille de source SMM Z_s, en unité de charge.* **b)** *distribution d'énergie d'excitation thermique SMM pour reproduire les résultats expérimentaux.* **c)** *et* **d)** *mêmes résultats dans une représentation dans l'espace E^*-Z_s pour deux densités au "freeze-out". Pour chacune de ces deux dernières figures deux représentations des mêmes corrélations SMM sont utilisées (contours et boites).*

vables (o) habituelles, multiplicité de fragments Z≥3, somme des charges liées sous forme de fragment et taille des quatres plus gros, a été ajoutée la variable cinématique:

$$\frac{\sum_{Z\geq 6} E_{CM}}{\sum_{Z\geq 6} A} \tag{V.1}$$

Elle représente la somme des énergies (centre de masse), des fragments de charge supérieure à six, divisée par la somme de leur masse. Plusieurs variables cinématiques ont été considérées, somme des énergies, somme des énergies moyennes, limitation à Z≥8, limita-

tion à Z≥3... Finalement la variable présentée ci-dessus s'est avérée la plus sensible pour le backtracing avec SMM.

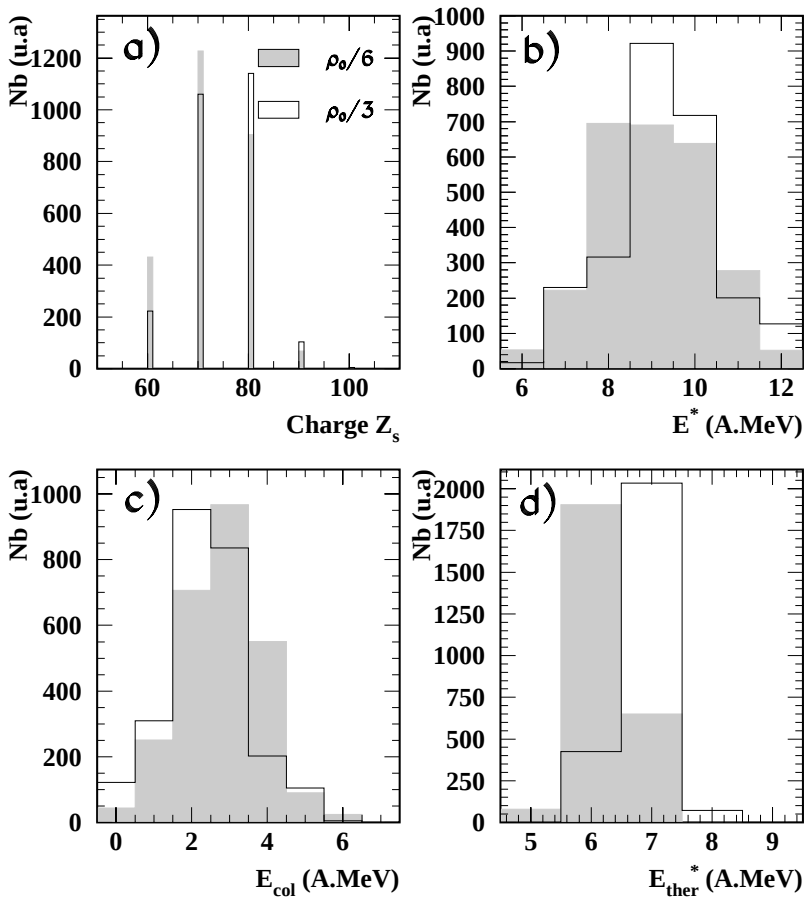


Figure V.7: *Distributions de variables sources données par la méthode du backtracing, sur les événements SMM, en introduisant le paramètre d'expansion collectif. Deux valeurs de densité aux "freeze-out" pour SMM sont indiquées, $\rho_0/3$ (histogrammes) et $\rho_0/6$ (spectres grisés).* **a)** *taille de la source SMM.* **b)** *énergie d'excitation totale (collective plus thermique).* **c)** *distribution d'énergie d'expansion collective.* **d)** *énergie thermique servant à la génération des partitions SMM.*

Les observables sources (s) du modèle sont maintenant la taille de la source Z_s, son énergie d'excitation totale E^* et donc l'énergie collective E_{col}. Sachant que $E^*=E^*_{ther}+E_{col}$. Pour des raisons de limitation informatique nous n'avons pas repris exactement le même échantillonage que précédemment. Nous avons considéré cinq tailles de source allant de 60 à 100 unités de charge (par pas de 10 unités), une énergie thermique entre 5 et 9 A.MeV (par pas de 1 A.MeV) et une énergie collective entre 0 et 7 A.MeV (par pas de 1 A.MeV) avec la limitation $E^*=E^*_{ther}+E_{col} \leq 12$ A.MeV (l'énergie maximum disponible pour Xe + Sn

à 50 A.MeV étant de 12.5 A.MeV). Cela représente au total cent cinquante combinaisons possibles de sources SMM. Nos événements simulés sont ensuite filtrés par le dispositif expérimental, puis on leur applique les mêmes critères de sélection (80% de la charge initiale du modèle et coupure en angle de flot au delà de soixante degrés) que dans l'expérience. Les événements SMM retenus sont ensuite soumis à la méthode du backtracing pour confrontation avec les données. De nouveau, pour réduire le nombre de variables, l'analyse en composante principale a été utilisée: des sept observables (o) (les six statiques plus la cinématique), n'ont été conservés que quatres axes propres renfermant 85% de l'information initiale.

Le résulat de l'analyse est visible sur la figure V.7. Nous y avons représenté, pour deux valeurs de densités au "freeze-out" SMM, $\rho_0/3$ et $\rho_0/6$, les distributions des variables sources (s) que nous avions choisies. Quelle que soit la densité, la taille de source SMM est toujours de 70-80 unités de charge, V.7a). L'énergie d'excitation thermique, qui génère les partitions dans SMM, la plus probable est de 7 A.MeV à $\rho_0/3$ et 6 A.MeV à $\rho_0/6$, figure V.7d). Nous retrouvons ici les mêmes conclusions que celles tirées de l'étude de l'événement le plus probable (énergie coulombienne de la sphère...). De plus, notre pas de 1 A.MeV est peut être un peu trop grand pour cette étude. Quoi qu'il en soit, nous retrouvons toujours, comme dans nos précédentes analyses avec SMM, une valeur autour de 7 A.MeV.

En ce qui concerne la valeur de l'énergie d'expansion collective, nous constatons, sur la figure V.7c), que sa valeur la plus probable est de 2 à 3 A.MeV. Sa dépendance en fonction de la densité, indiquée lors de l'étude de l'événement le plus probable, est retrouvée ici. Enfin la figure V.7b) représente la combinaison des deux distributions d'énergies précédentes, la thermique et la collective, pour former l'énergie d'excitation totale E^*. Sa valeur la plus probable est de 9 A.MeV quelle que soit la densité. A nouveau nous ne retrouvons pas les 12.2 A.MeV obtenus expérimentalement par calorimétrie.

La figure V.8 représente la reproduction des observables expérimentales obtenues par la distribution de sources retenue par la méthode du backtracing, visible sur la figure V.7. Tous ces spectres sont normalisés aux nombres d'événements expérimentaux. Le premier, V.8a) montre la distribution de charge ainsi que celle du plus gros fragment de l'événement. Nous constatons que si la forme générale est bien reproduite, en revanche on surestime légèrement la taille dans la zone $20 \leq Z \leq 30$. Quoi qu'il en soit la valeur moyenne du plus gros fragment est bien reproduite.

La figure V.8b) représente la multiplicité de fragments de charge $Z \geq 3$, nous pouvons voir que la reproduction est tout à fait satisfaisante. Il en est de même pour la somme des charges liées sous forme d'IMF $Z \geq 3$, figure V.8c). Les énergies cinétiques moyennes des fragments sont également bien reproduites, spectre V.8d). Rappelons ici qu'elles n'ont pas été ajustées par E_{col} après la détermination des partitions, comme dans nos études précédentes, mais qu'elles sont obtenues directement par le backtracing, en y introduisant la variable cinétique définie par la formule V.1.

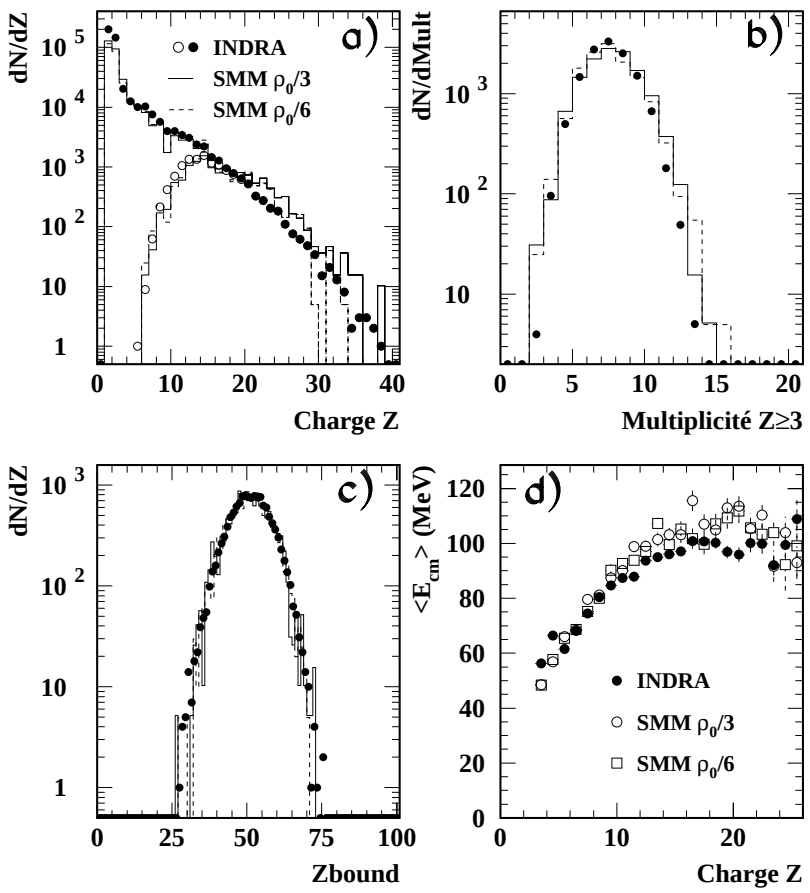


Figure V.8: *Reproduction des variables expérimentales, Xe + Sn à 50 A.MeV, par la distribution de variables sources SMM, donnée par le backtracing, figure V.7. Deux valeurs de densités au "freeze-out" SMM sont indiquées, $\rho_0/3$ et $\rho_0/6$.* **a)** *distribution de charge et taille du plus gros fragment de l'événement.* **b)** *multiplicité d'IMF $Z \geq 3$.* **c)** *somme des charges liées sous forme de fragments $Z \geq 3$.* **d)** *énergie cinétique moyenne des fragments dans le centre de masse.*

Pour conclure cette partie, nous pouvons dire que globalement nous ne sommes pas sensibles à la valeur de la densité au "freeze-out" dans SMM. En effet nous sommes capables, pour des valeurs différentes de densité, de trouver des solutions tout à fait satisfaisantes pour la reproduction des variables expérimentales. La deuxième chose qui ressort de ces études, est que la dimension de la source SMM, qui reproduit les données, est d'environ quatre-vingts unités de charge avec une énergie d'excitation de $\simeq$9 A.MeV, composée de 7 A.MeV d'énergie thermique et de $\simeq$2 A.MeV d'énergie collective d'expansion, ce qui confirme l'étude sur l'événement le plus probable.

En ce qui concerne les largeurs des paramètres sources (s), pour E^*_{ther} et Z_s, nous retrouvons les conclusions du backtracing sur les variables statiques. Pour E_{col}, la distribution est piquée, les valeurs extrèmes (les faibles et les grandes) sont rejetées et ce paramètre a peu d'influence sur E^*_{ther} et Z_s.

V.1.4 Méthode d'analyse à 32 A.MeV

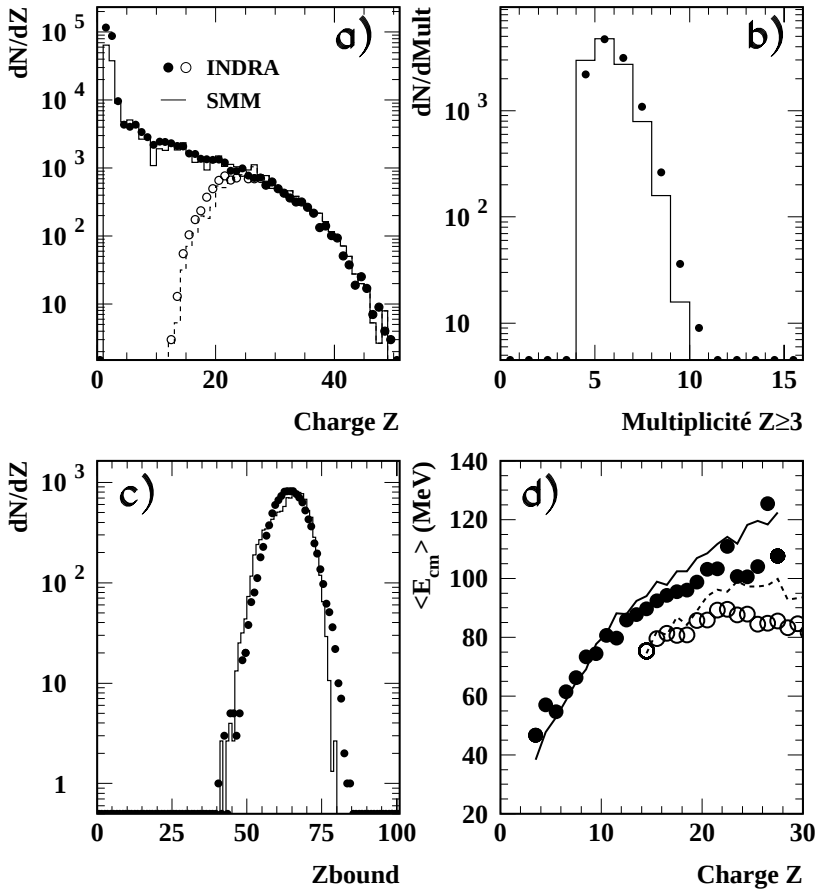


Figure V.9: *Pour toutes les figures, les symboles correspondent aux événements expérimentaux les plus probables (Multiplicité de Z≥4 égale à 4 ou 5), Xe + Sn à 32 A.MeV et les traits aux données SMM à $\rho_0/3$. Figure* **a)** *, distribution de charge et taille du plus gros fragment de l'événement.* **b)** *multiplicité de fragments Z≥3.* **c)** *somme des charges liées sous forme de fragment Z≥3.* **d)** *trait plein et ronds noirs, énergie cinétique moyenne, dans le centre de masse, de tous les fragments sauf le plus gros de l'événement. Trait pointillé et ronds blancs énergie cinétique moyenne, dans le centre de masse, du plus gros fragment.*

Nous avons à nouveau appliqué notre méthode du χ^2, mais cette fois aux événements à source unique Xe + Sn à 32 A.MeV. Dans ce cas, la multiplicité de fragments Z≥4, pour l'événement le plus probable, est de 4 ou 5. Nous avons généré des fichiers de sources SMM ayant une taille et une énergie d'excitation entre 40% et 95% de la charge totale et de l'énergie disponible pour le système Xe + Sn. Ces données simulées sont ensuite filtrées, pour reproduire les effets du dispositif expérimental et nous leurs appliquons les mêmes critères de sélection, à savoir détection d'au moins 80% de la charge initiale, coupure en angle de flot supérieur à soixante degrés et sélection en multiplicité de Z≥4 égale à 4 ou 5. Nous avons ainsi pu déterminer la combinaison idéale reproduisant aux mieux les variables statiques, puis nous avons ajusté le paramètre d'expansion collective E_{col} pour retrouver les énergies cinétiques moyennes, centre de masse, des fragments. Sur la figure V.9, nous avons comparé les résultats expérimentaux, Xe + Sn à 32 A.MeV, concernant l'événement le plus probable, avec un calcul SMM, pour une densité au "freeze-out" égale à un tiers de la densité normale. Les paramètres de cette source sont reportés dans le tableau V.2. Nous constatons que les distributions de charge, spectre V.9a), la taille du plus gros fragments V.9a) et la multiplicité de Z≥3, V.9b), sont bien reproduites par le modèle. Une énergie collective d'expansion de 0.6 A.MeV a été nécessaire pour reproduire les énergies cinétiques moyennes, figure V.9d).

Densité au freeze-out	$\rho_0/3$	$\rho_0/4$	$\rho_0/5$	$\rho_0/6$
Z_{Source}	85(±5)	82(±5)	82(±6)	83(±5)
A_{Source}	202	195	195	198
E^* (A.MeV)	5.6	5.6	5.6	5.6
$E_{Thermique}$ (A.MeV)	5.0(±0.3)	4.8(±0.4)	4.7(±0.4)	4.6(±0.4)
$E_{Collective}$ (A.MeV)	0.6	0.8	0.9	1.0
$E_{Coulombienne}$ (A.MeV)	3.0	2.7	2.5	2.4
T (MeV)	6.1	6.0	5.9	5.8

TAB. V.2 - *Tableau regroupant les différents jeux de sources SMM reproduisant les données expérimentales, Xe + Sn à 32 A.MeV, pour différentes densités de "freeze-out".*

Le résultat complet de cette analyse, pour les autres densités, est reporté sur le tableau V.2. Contrairement à 50 A.MeV, la densité au "freeze-out" à $\rho_0/2$ n'a pas été prise en compte car trop de configurations n'étaient pas "logeables" dans un volume représentant deux fois le volume normal. Nous pouvons voir sur le tableau V.2, que la taille de source est en augmentation par rapport au tableau V.1, à 50 A.MeV, et que de plus son énergie d'excitation est plus faible. La valeur d'énergie collective E_{col} trouvée est beaucoup plus faible à 32 A.MeV qu'à 50 A.MeV. Elle vaut sensiblement 0.8 A.MeV. Ce résultat est en accord avec les résultats du calcul dynamique BNV, voir figure IV.29, qui prédit des valeurs d'expansion collective maximale de 2.5 et 0.8 A.MeV à 50 et 32 A.MeV respectivement. A nouveau nous pouvons faire les mêmes remarques que pour l'analyse à 50 A.MeV concernant la dépendance en densité. Cette dépendance intervient dans l'énergie coulombienne

de la sphère uniformément chargée. La faible variation de $E_{Coulombienne}$ ($\simeq$0.6 A.MeV) se retrouve dans celle de l'énergie thermique, ce qui signifie que l'énergie disponible pour générer les partitions est la même quelque soit le volume $V=n\times v_0$. Il n'est donc pas étonnant de retrouver des solutions pour chacune des densités essayées.

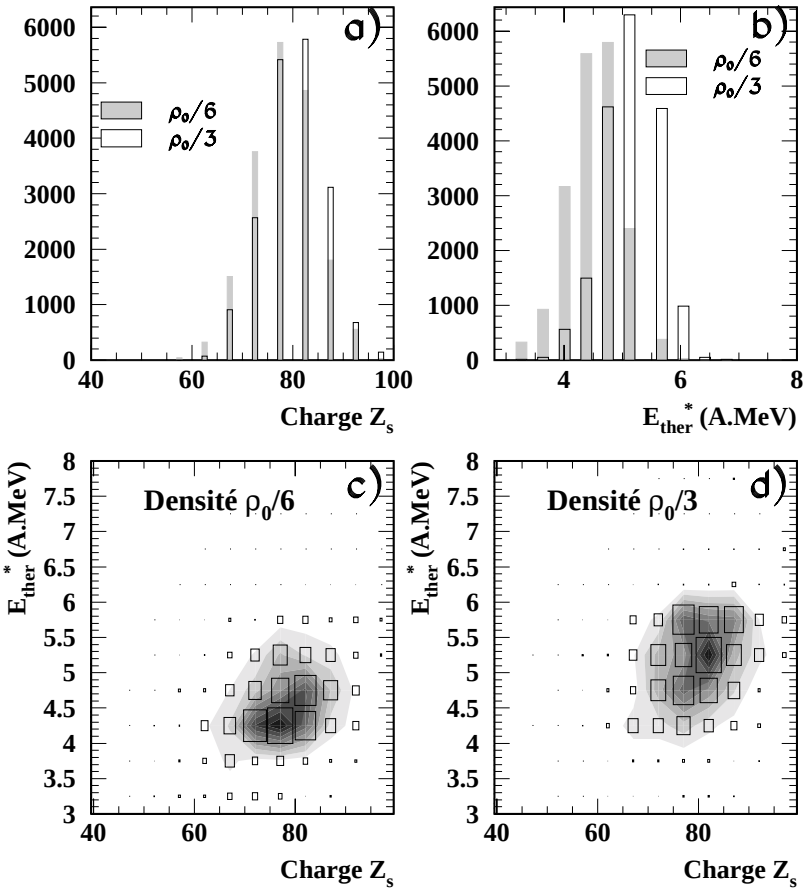


Figure V.10: *Distribution des variables sources SMM, données par la méthode du backtracing, pour reproduire les événements à source unique Xe + Sn à 32 A.MeV. Deux valeurs de densité SMM au "freeze-out" sont indiquées, $\rho_0/3$ et $\rho_0/6$.* **a)** *distribution de la taille de source SMM Z_s, en unité de charge.* **b)** *distribution d'énergie d'excitation thermique SMM pour reproduire les résultats expérimentaux.* **c)** *et* **d)** *mêmes résultats dans une représentation dans l'espace E^*-Z_s pour deux densités au "freeze-out".*

Nous avons également appliqué la méthode du backtracing, avec les variables statiques, sur les événements SMM à 32 A.MeV, pour deux densités au "freeze-out", $\rho_0/3$ et $\rho_0/6$. Les distributions de variables sources, charge Z_s et énergie d'excitation thermique E^*_{ther}, sont indiquées sur la figure V.10. La taille de la source SMM la plus probable est de 83, pour les deux valeurs de densités, spectre V.10a). La distribution d'énergie d'excitation

présente le même comportement qu'à 50 A.MeV. La valeur moyenne est un peu plus faible à basse densité pour les mêmes raisons que celles que nous avons déjà évoquées. Elle se situe entre 4.4 et 5.2 A.MeV, figure V.10b). A nouveau ces valeurs confirment nos résultats précédents basés sur la méthode de test du χ^2.

En conclusion, outre le fait d'être peu sensible au volume de "freeze-out" de SMM, nous pouvons dire que la taille de source SMM, qui reproduit aux mieux les données expérimentales, est un peu plus importante à 32 A.MeV qu'à 50 A.MeV, d'environ cinq unités de charge. Dans les deux cas la valeur d'énergie d'excitation est inférieure à celle déduite expérimentalement par calorimétrie.

V.1.5 Critique sur la méthode

Le choix des variables utilisées pour effectuer toutes comparaisons entre modèle et données est important. Dans la méthode de l'événement le plus probable et la méthode du backtracing, pour ce qui concerne les variables statiques, nous avons utilisé le maximum d'information sur les IMF ($Z \geq 3$). Deux faits peuvent conduire à une limitation sur le choix des variables utilisées jusqu'alors:

D'une part, pour ce qui concerne les données, nous avons indiqué les difficultées d'identification calibration sur les fragments (chapitre II, annexe C). De plus le fait d'introduire une complétude à 80% de la charge initiale conduit à être expérimentalement opérationnel sur les caractéristiques des fragments lourds et moins confiant sur les fragments légers (i.e. les $\leq$20% non observés sont forcément des LCP ou des IMF légers). Ces difficultés ne sont pas totalement reproduites par le filtre expérimental.

D'autre part, dans le modèle SMM, le mode de production des fragments légers est multiple. Ils peuvent être produits au "freeze-out" ou dans la phase de désexcitation secondaire. Dans cette dernière phase de décroissance coexiste l'évaporation secondaire et le Fermi "break-up". Un nombre important d'IMF légers ($A \leq 16$) sont produits par ce processus de fragmentation. Cette hypothèse du modèle SMM utilisée, peut donc amener à des incertitudes sur le résultat des méthodes qui utilisent l'information contenue dans les IMF légers, [SALOU97].

Pour pallier à ces difficultés, nous avons mené une analyse en ne considérant que les fragments de charge supérieure ou égale à six. Une coupure en Z plus élevée entraînerait une perte d'information trop importante pour pouvoir effectuer une comparaison viable entre les données et le modèle SMM. La même étude qu'au paragraphe précédent à 50 A.MeV a été reprise. Les observables (o) sont la multiplicité ($Z \geq 6$), la somme des charges liées sous forme de fragments ($Z \geq 6$), la taille des quatre plus gros ainsi que l'observable cinématique définie par la formule V.1.

Le résultat de cette nouvelle analyse, sur les variables sources (s) (E^*, Z_s, E_{col}), est visible sur les figures V.11. Le volume de "freeze-out" de SMM est fixé et nous représentons le résultat de deux analyses, l'une à $\rho_0/3$, l'autre à $\rho_0/6$. La première chose que nous

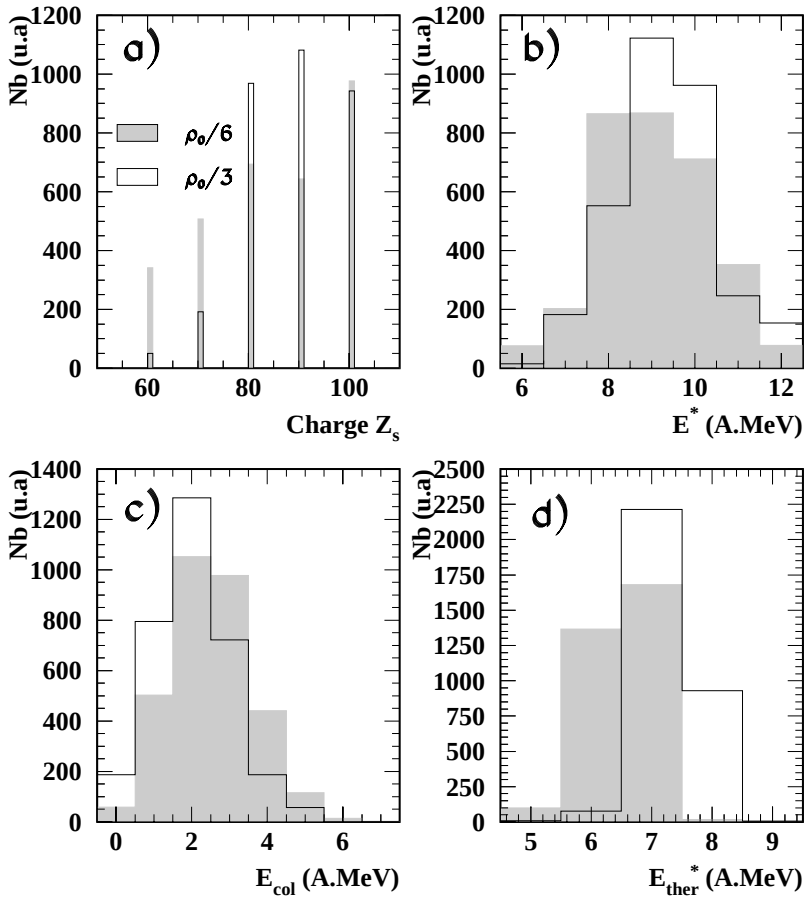


Figure V.11: **Xe + Sn à 50 A.MeV** *Distributions de variables sources données par la méthode du backtracing, sur les événements SMM, en introduisant le paramètre d'expansion collectif. Cette fois les IMF sont définis comme étant les Z≥6. Deux valeurs de densité aux "freeze-out" pour SMM sont indiquées, $\rho_0/3$ (histogrammes) et $\rho_0/6$ (spectres grisés).* **a)** *taille de la source SMM.* **b)** *énergie d'excitation totale (collective plus thermique).* **c)** *distribution d'énergie d'expansion collective.* **d)** *énergie thermique servant à la génération des partitions SMM.*

pouvons dire sur la taille de la source, par rapport à notre précédente analyse avec les IMF Z≥3, est que la distribution est plus large, figure V.11a), notamment car les grandes valeurs de Z_s ne sont plus interdites. En revanche les valeurs les plus probables pour l'énergie thermique et l'énergie d'expansion collective sont toujours respectivement de ≃7 A.MeV et de 2-3 A.MeV, figure V.11d) et V.11c), en accord avec nos précédents résultats.

A nouveau, nous pouvons conclure que nous ne sommes toujours pas sensibles au critère de densité au "freeze-out", puisque nous trouvons pour deux valeurs différentes, $\rho_0/3$ et $\rho_0/6$, des solutions tout à fait acceptables pour la reproduction des données expérimentales.

Le fait de ne retenir que les fragments lourds conduit à une indétermination sur la taille de la source (notamment sur les grandes valeurs de Z_s) et conserve la sensibilité sur l'énergie d'excitation dans ce domaine. Nous retrouvons ici les résultats obtenus par [LE FÈVRE97] (figure IV-24 de cette référence). Les mêmes conclusions s'appliquent à la méthode de l'événement le plus probable en ne considérant que les variables liées aux Z≥6.

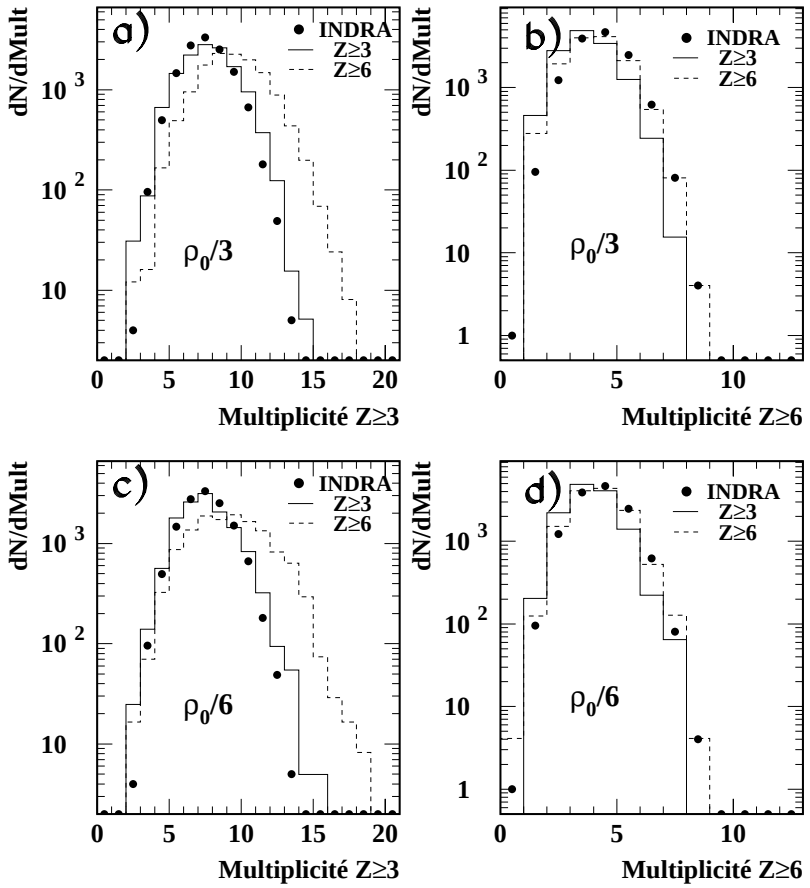


Figure V.12: *Pour tous les spectres, les données INDRA Xe + Sn à 50 A.MeV sont représentées par les points noirs. Comparaison des distributions données par la méthode du backtracing avec deux définitions d'IMF Z≥3 (trait plein) et Z≥6 (traits pointillés). Tous les spectres sont normalisés au nombre d'événements expérimentaux.* **a)** *et* **c)** *multiplicité de fragment Z≥3 pour une densité SMM au "freeze-out" de $\rho_0/3$ et $\rho_0/6$ respectivement.* **b)** *et* **d)** *même chose pour la distribution de fragments de charge Z≥6 à deux densités.*

Sur la figure V.12, nous constatons que, quelle que soit la densité au "freeze-out", la limite Z≥3 et la limite Z≥6 donnent pratiquement le même résultat pour ce qui concerne la multiplicité de fragments massifs (Z≥6). Pour ce qui concerne la multiplicité des IMF

légers, la perte de cette information dans la méthode où la coupure est effectuée à Z≥6, a pour conséquence que cette variable n'est pas reproduite (elle l'est, bien entendu, avec la méthode avec la limite Z≥3). En quelque sorte, les variables sources obtenues avec la coupure à Z≥3 sont un sous ensemble de celles obtenues avec la coupure à Z≥6. Ce dernier point reste schématique pour ce qui concerne la méthode du backtracing car celle-ci affecte des poids statistiques aux variables sources retenues. Choisir entre les deux coupures (Z≥3 ou Z≥6) n'est donc pas choisir entre deux résultats différents. La détermination de l'énergie d'excitation n'est pas affectée par le choix des IMF, et la démonstration de l'équilibre thermodynamique n'est pas remise en cause. Nous constatons que la détermination de la taille de la source dépend des IMF légers. D'un côté, en choisissant la limite Z≥3, nous sommes face aux problèmes indiqués au début de ce paragraphe (difficultés expérimentales, Fermi "break-up") et dans ce cas la méthode converge sur la détermination de la taille de la source. D'un autre côté, en choisissant la limite Z≥6, nous minimisons les problèmes expérimentaux et la dépendance au Fermi "break-up". Toutefois la taille de la source n'est plus bornée pour les grands Z_s, car l'information utilisée pour sa détermination est limitée. Les remarques sur cet examen des deux limites en Z (Z≥3 et Z≥6), que nous avons présenté pour 50 A.MeV, sont aussi valable à 32 A.MeV.

Le traitement "mathématique", donné par la méthode du backtracing (avec Z≥3 et Z≥6), nous conduit donc à cette ambiguïté qui, répétons-le, ne concerne que la taille de la source. D'un point de vue physique, il faut noter que certaines solutions obtenues avec la limite Z≥6 sont à exclure pour le système étudié, notamment dans la partie supérieure en Z_s. Ceci est d'autant plus vrai que, comme nous le verrons, l'examen des caractéristiques des particules légères indique clairement que la taille de la source à la brisure est plus faible que la taille de source reconstituée (perte de masse durant la phase d'expansion).

V.1.6 Conclusions

Nous venons de décrire différentes méthodes, test du χ^2, backtracing avec différentes variables, pour tenter de trouver la ou les combinaisons de source SMM qui reproduisent au mieux les données Xe + Sn à 32 et 50 A.MeV. Elles convergent toutes pour dire que la sensibilité au volume de "freeze-out" du modèle est trop faible avec les observables statiques utilisées. Nous sommes parvenus à trouver une solution très satisfaisante pour toutes les densités entre $\rho_0/3$ et $\rho_0/6$. Pour 50 A.MeV l'énergie d'excitation thermique, qui génère les partitions dans SMM, a pour valeur ≃7 A.MeV, et l'énergie d'expansion collective 2-3 A.MeV. Soit au total ≃9 A.MeV d'énergie d'excitation. La taille de la source SMM est une grandeur plus sensible à sa méthode de détermination, en moyenne nous pouvons dire qu'elle représente environ quatre vingt unités de charge. Ces deux dernières valeurs sont inférieures à celles reconstruites expérimentalement, d'environ 3 A.MeV et dix unités de charge.

Pour 32 A.MeV, les conclusions sont identiques: E^* ≃(4-5) + (0.6-1) A.MeV, avec

une taille de source Z_s inférieure à celle reconstruite expérimentalement. Ces résultats sont en accords avec les conclusions extraites des calculs BNV et EES. Il est à remarquer également, que l'hypothèse de SMM (découplage entre l'énergie collective et l'énergie thermique) est valable pour le domaine en énergie étudié ici: la notion d'équilibre thermodynamique reste valide même en présence d'un mouvement collectif.

V.2 L'apport des particules légères Z=1-2 à l'analyse

Les particules légères, dans l'expérience, présentent une faible composante anisotrope avant-arrière (voir chapitre III). Cette composante, qui ne fait pas partie de la source reconstituée, est éliminée en sélectionnant la zone angulaire entre 60° et 120° dans le centre de masse. Ainsi les caractéristiques des LCP ne seront étudiées que dans cette région.

Nous venons de voir, au cours des paragraphes précédents, que le modèle de multifragmentation statistique SMM était capable de reproduire les caractéristiques expérimentales des fragments Z$\geq$3, que ce soit en taille, nombre et énergie et cela aussi bien à 32 qu'à 50 A.MeV. En revanche, il échoue totalement dans la reproduction des spectres en énergie des particules légères Z=1-2, même avec la présence d'une énergie d'expansion collective.

Nous pouvons constater cela sur la figure V.13, où nous avons superposé les spectres en énergie centre de masse, des données Xe + Sn et SMM, filtrées coupées en angle de flot $\theta_{flot} \geq 60^o$, à 50 A.MeV. Toujours pour nous affranchir de la partie anisotrope, à l'avant et à l'arrière, dans l'expérience, nous avons restreint le domaine angulaire entre 60° et 120° centre de masse. Nous voyons que les énergies des particules légères sont largement sous estimées, que ce soit en domaine d'extension, mais également en valeur moyenne, figure V.13 en bas à droite.

Quelle peut-être l'origine du désaccord, entre les particules et les fragments?

V.2.1 Caractère évolutif: expansion puis brisure

Rappelons, tout d'abord, que si le modèle de multifragmentation SMM reproduit bien les caractéristiques des IMF Z$\geq$3, en revanche, les valeurs d'énergie d'excitation et de taille de source sont inférieures à celles évaluées expérimentalement, d'environ 3 A.MeV et 10 unités de charge à 50 A.MeV. Nous avons vu, au chapitre précédent, que les résultats du modèle dynamique BNV prévoyaient l'arrivée du système dans une région de basse densité, entre $\rho_0/3$ et $\rho_0/6$, vers 90 fm/c, voir figure IV.19, soit $\simeq$60 fm/c après la compression maximale et $\simeq$30 fm/c après l'équilibration. Or nous avons constaté également que, pendant tout ce temps, le système perdait des nucléons, pour atteindre une taille entre 190 et 210 unités de masse dans la région spinodale, figure IV.15. Le résultat des prédictions du calcul EES, présenté au début de ce chapitre, confirme cette analyse, en indiquant que

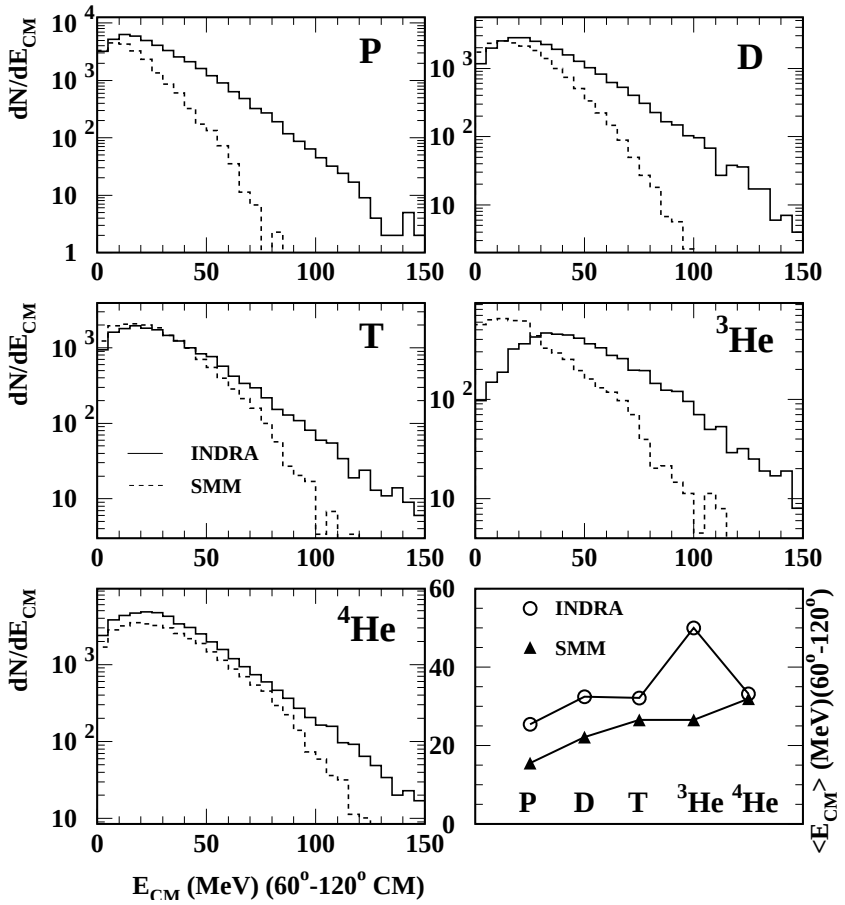


Figure V.13: *Comparaison des spectres en énergie centre de masse des particules légères Z=1-2, pour les données expérimentales INDRA source unique à 50 A.MeV et SMM filtré coupé en angle de flot $\theta_{flot} \geq 60^o$ (Z_{Source}=80, A_{Source}=191, E^*=6.7+2.1 A.MeV, $\rho=\rho_0/4$). Le domaine angulaire est compris entre 60° et 120° centre de masse dans les deux cas. Le spectre en bas à droite représente les énergies moyennes par isotope d'hydrogène et d'hélium.*

pendant les trente premiers fm/c suivant l'équilibration, la majorité de la masse émise l'est sous forme de particules légères, figure V.1. En considérant l'intervalle de temps de la collision depuis le début, jusqu'à l'apparition des fragments, des particules s'échappent suivant divers processus. Soit elles proviennent de collisions nucléon-nucléon et sont immédiatement éjectées, sans subir l'influence du champ moyen nucléaire, ce qui pourrait expliquer la partie anisotrope que nous observons dans les données expérimentales. Soit elles sont émises par la source au cours de la phase d'expansion-équilibration (EES), entre la compression maximale et la région de basse densité, où le système multifragmente. Le modèle SMM "démarrant" justement à cet instant, il n'est pas surprenant que la taille et l'énergie d'excitation nécessaire pour reproduire les caractéristiques des fragments soient plus petites. Expérimentalement nous détectons le résultat de tous ces processus. SMM

nous renseigne sur les conditions du système au "freeze-out", après la formation des fragments. Le processus de production des fragments peut être expliqué dans le cadre d'un processus de décomposition spinodale [RIVET+98], qui conduit au final à des partitions statistiques.

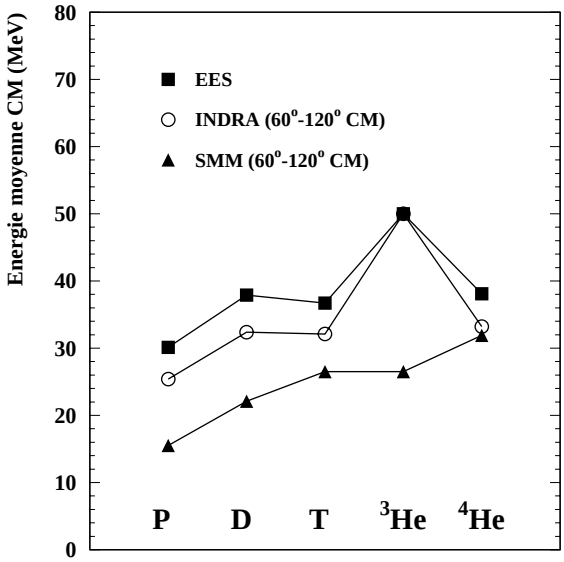


Figure V.14: *Valeurs d'énergie moyenne centre de masse pour les isotopes d'hydrogène et d'hélium. Sont représentés les résultats d'un calcul EES (carrés noirs) et SMM (triangles noirs) filtré, coupé en angle de flot supérieur à soixante degrés et les valeurs expérimentales Xe + Sn à 50 A.MeV source unique (ronds blancs). Le domaine angulaire, pour SMM et INDRA, concerne les particules légères entre 60° et 120° centre de masse.*

Sur la figure V.14 nous avons reporté les valeurs d'énergie cinétique moyenne, dans le centre de masse, pour les protons, deutons, tritons, héliums 3 et alphas. Les données INDRA font référence à la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV, $\theta_{flot} \geq 60^o$, pour un domaine angulaire compris entre 60° et 120° centre de masse. Pour indication, nous avons aussi reporté les valeurs obtenues avec le modèle SMM filtré et sélectionné en angle de flot, toujours pour le même domaine angulaire entre 60° et 120° centre de masse. Les données SMM sont celles reproduisant les caractéristiques des fragments à 50 A.MeV, avec 2 A.MeV d'énergie collective d'expansion. Nous voyons sur cette figure, que si les valeurs SMM sous-estiment les valeurs expérimentales, en revanche, EES les surestime légèrement. Toutefois il faut se rappeler que, dans les données INDRA, nous avons affaire à des particules de toutes origines, particules d'émission rapide comme EES, de multifragmentation, mais aussi de désexcitation secondaire, qui vont faire chuter les valeurs moyennes. L'énergie moyenne pour les héliums 3 est compatible avec celle d'EES, ce qui va dans le sens d'une émission préférentielle en début de réaction, quand la source est la plus chaude. A l'inverse les par-

ticules alphas sont plus compatibles avec un processus d'émission secondaire.

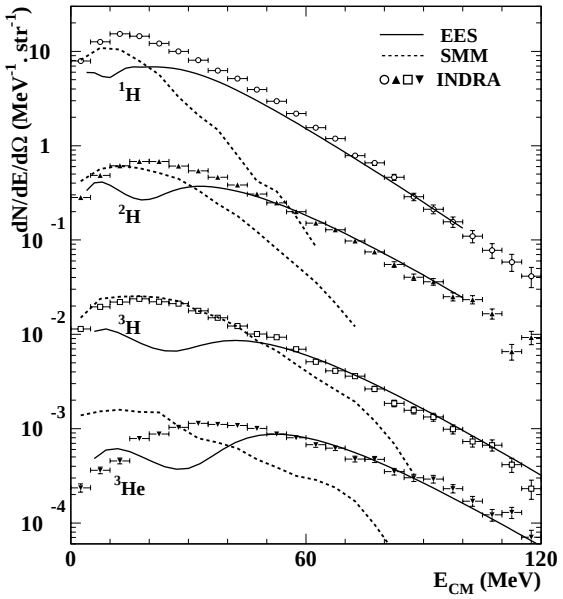


Figure V.15: *Spectres en énergie centre de masse pour les protons, deutons, tritons et héliums 3. Les protons, deutons et tritons ont été multipliés respectivement par mille, cent et cinq. Sont représentés les résultats d'un calcul EES (trait plein) et SMM (traits pointillés) filtré, coupé en angle de flot supérieur à soixante degrés et les valeurs expérimentales Xe + Sn à 50 A.MeV source unique (symboles). Le domaine angulaire, pour SMM et INDRA, concerne les particules légères entre 60° et 120° centre de masse. La normalisation, pour tous les spectres présentés, a été faite sur le nombre d'événements.*

Regardons maintenant, sur la figure V.15, les spectres en énergies centre de masse pour les particules légères, pour les données expérimentales et EES. Nous avons a nouveau reporté, à titre indicatif, les spectres obtenus avec le modèle SMM. Le modèle EES a deux phases de production de particules. D'abord une émission de surface, durant l'expansion, correspondant à la partie haute énergie sur les spectres, puis une émission de volume (partie basse énergie sur les spectres). Le passage de l'une à l'autre s'effectue brutalement et provoque l'ondulation visible sur les spectres EES. Nous constatons que la partie basse énergie des spectres expérimentaux, n'est pas bien reproduite par EES. Nous avons un déficit dans l'émission de volume du modèle par rapport aux données, en partie dû à l'arrêt du calcul quand la densité de la source EES atteint $\rho_0/10$. Pour ce qui concerne la partie haute énergie (pente et taux de production), les données sont reproduites par la phase d'émission de surface d'EES. Nous comprenons mieux, maintenant, le désaccord observé entre les données expérimentales et le modèle SMM, qui ne rend compte que de l'émission lors de la phase de brisure. D'une façon schématique, nous interprétons les spectres des particules p, d, t, ^{3}He comme étant la résultante de la production de surface, durant

l'expansion de EES, et de la production lors de la brisure (SMM). Quant aux particules alphas, elles se comportent comme les IMF (Z≥3) et leur caractéristiques sont à peu près bien reproduites par SMM.

S'il était besoin, nous confirmons que nous avons perdu de la masse avant la phase de brisure, ce qui valide notre choix d'éliminer les solutions du backtracing pour lesquelles la limite Z≥6 nous conduisait à des tailles de source comparables à celle de la source mesurée. D'une manière générale, nous constatons ici les limites de la méthode du backtracing. Dans la mesure où les données expérimentales reflètent différentes étapes de production de particules, il s'avère inopportun d'insérer toutes les informations expérimentales (ici les IMF et les LCP) dans la recherche des variables sources (s).

V.2.2 Mesure de l'isospin de la source

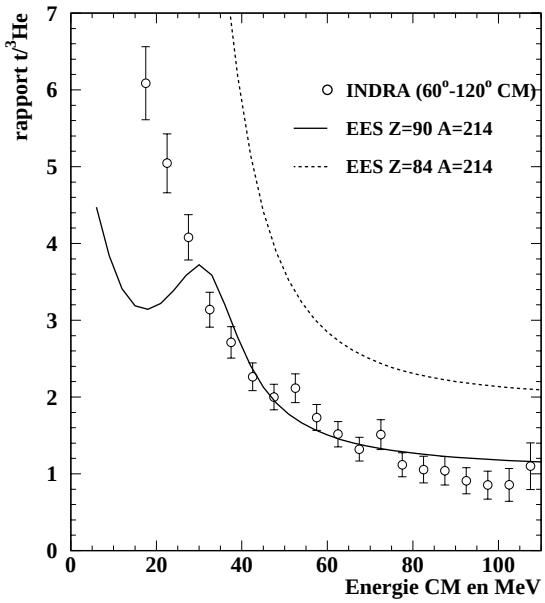


Figure V.16: *Evolution du rapport triton sur hélium3 en fonction de l'énergie centre de masse. Les valeurs expérimentales (ronds blancs) correspondent aux événements Xe + Sn à 50 A.MeV source unique, dans un domaine angulaire entre 60° et 120° centre de masse. Deux calculs EES sont présentés avec des isospins de source différents. Le trait plein, Z=90 A=214, correspond à l'isospin du système Xe+Sn initial, les traits pointillés, Z=84 A=214, correspond à une valeur plus proche de la vallée de stabilité (plus riche en neutrons).*

Jusqu'à présent, nous avons toujours considéré dans nos calculs théoriques, mais également dans la détermination expérimentale de la taille de source, que celle-ci conservait le rapport d'isospin N/Z initial du système Xe + Sn (N/Z=$\frac{129+119-54-50}{54+50}$ = 1.38). Or la

mesure de l'isospin de la source multifragmentante est une grandeur très intéressante dans la mesure ou elle peut nous renseigner sur l'état d'équilibration du système et sur la force nucléaire. La fusion de deux projectiles assez légers conduit à une source pauvre en neutrons, qui s'écarte de la vallée de stabilité. Le comportement de la force nucléaire dans ces conditions peut être différent de celui que l'on connaît pour les noyaux stables. Cette étude de la multifragmentation, en fonction de l'isospin, va dans un avenir proche faire l'objet de plusieurs recherches, notamment avec le détecteur CHIMERA [AIELLO95], mais aussi avec le multidétecteur INDRA avec les données de la troisième et de la quatrième campagne au GSI, voir tableau V.3. Toutefois, avec les faisceaux actuels de noyaux stables, l'étendue des possibilités est assez restreinte. Pour aller plus loin dans l'exploration de l'équation d'état de la matière nucléaire en fonction de l'isospin, il faudra s'orienter vers les collisions issues de faisceaux d'ions radioactifs.

Campagne	Système	Energie faisceau
3ème	$^{12}C + ^{124}Sn$	54, 95 A.MeV
3ème	$^{12}C + ^{112}Sn$	54, 95 A.MeV
4ème	$^{12}C + ^{124}Sn$	300, 600 A.MeV
4ème	$^{12}C + ^{112}Sn$	300, 600 A.MeV
4ème	$^{129}Xe + ^{124}Sn$	65, 80, 100, 150 A.MeV
4ème	$^{129}Xe + ^{112}Sn$	100 A.MeV
4ème	$^{124}Xe + ^{124}Sn$	100, 150, 250 A.MeV
4ème	$^{124}Xe + ^{112}Sn$	100 A.MeV

TAB. V.3 - *Systèmes de la troisième et quatrième campagne INDRA pouvant servir d'étude sur l'isospin dans la multifragmentation des noyaux chauds.*

Un des moyens expérimentaux, de mesure du rapport N/Z de la source qui nous intéresse ici, est l'étude du rapport des particules légères qu'elle émet. Notamment, le rapport triton sur hélium3 peut nous renseigner sur l'asymétrie proton-neutron. En effet que cela soit dans le cadre du modèle de la coalescence, [MONTAROU88], [NAGAMIYA+81], [AWES+81], [GOSSET+77], [SCHWARZSCHILD+63], [GUTBROD+76], [BUTLER+63], du modèle thermodynamique, [MEKJIAN77], [MEKJIAN78], le rapport de production de deux particules de même masse est directement relié au rapport N/Z de la source ($N_t/N_{^3He} = N/Z_{Source}$). Le caractère évolutif du processus nous empêche d'étudier ce rapport dans sa globalité. En effet, les particules légères peuvent être produites avant, pendant et après la brisure de la source. La phase de désexcitation secondaire, qui fait suite à la production de fragments, peut modifier le lien entre $N_t/N_{^3He}$ et le N/Z_{Source}. Toutefois, en sélectionnant les t et ^{3}He de grande énergie, figure V.15, nous pouvons espérer remonter à la valeur du rapport N/Z de la source initiale. C'est pourquoi l'étude de ce rapport doit s'effectuer en fonction de l'énergie des ^{3}He ou des tritons [MURIN+95].

la figure V.16 montre l'évolution du rapport triton sur hélium3, en fonction de l'éner-

gie centre de masse, pour les données expérimentales, dans un domaine angulaire compris entre 60° et 120° centre de masse. S'y ajoutent les résultats de deux calculs EES, avec deux valeurs N/Z différentes pour la source. La première, en trait plein, correspond à la source précédemment décrite, qui conserve le rapport N/Z initial du système Xe+Sn Z=90 A=214. La seconde, en traits pointillés, Z=84 A=214, est plus proche de la vallée de stabilité. Nous constatons que nos résultats indiquent qu'effectivement l'isospin de la source expérimentale est très proche de la valeur initiale du système. Le rapport triton sur hélium3 à haute énergie vaut 1.4 autour de $\simeq$100 MeV. Une mesure de l'isospin des préfragments, formés par la multifragmentation de cette source, a été faite dans la référence [MARIE+98]. Elle conclut également à une valeur semblable à celle du système initial Xe+Sn.

V.2.3 Confirmation de la présence d'énergie collective

L'étude du rapport deuton sur proton peut, lui, nous permettre de signer un effet collectif dans la réaction. La fonction de distribution en énergie de Bolzmann, formule B.1 en annexe B, pour une particule d'énergie ϵ, soumise à une énergie collective W=A.w, a été calculée dans la référence [BONDORF78] et s'écrit, voir annexe B:

$$f(\epsilon) = \frac{1}{(W.\pi.kT)^{\frac{1}{2}}}.exp^{-\frac{\epsilon+W}{kT}}.sinh\left(\frac{2\sqrt{\epsilon.W}}{kT}\right) \tag{V.2}$$

Elle fait référence à une émission par un fluide à l'équilibre, à la température T, soumis à un mouvement radial d'expansion. L'évolution du rapport deuton-proton, donnée par cette formule, en fonction de l'énergie est indiquée sur la figure V.17. Nous avons fixé la température à 8 MeV pour exemple. Nous voyons, que sans expansion collective, ce rapport est plat. En revanche W_{deuton} étant deux fois plus importante que W_{proton}, du fait de la masse double, nous voyons que le rapport d/p augmente de façon exponentielle en présence d'expansion collective.

Les données expérimentales présentent ce genre de comportement, voir figure V.18. Nous y avons également superposé les prédictions de deux calculs EES. La première, en trait plein, correspond à notre paramétrisation habituelle Z=90 A=214, avec 12 A.MeV d'énergie d'excitation dont 2.5 A.MeV de collective. La seconde concerne la même source, mais cette fois sans expansion (désexcitation uniquement par évaporation de surface à densité normale). Nous constatons effectivement que, dans ce dernier cas, le rapport deuton sur proton est plat, dans le domaine énergétique qui correspond aux émissions de première chance. De même, avec de l'énergie collective nous retrouvons bien le comportement exponentiel. L'allure fluctuante, à basse énergie, des courbes EES est due au passage brutal de l'émission de surface à l'émission de volume à $\rho_0/3$.

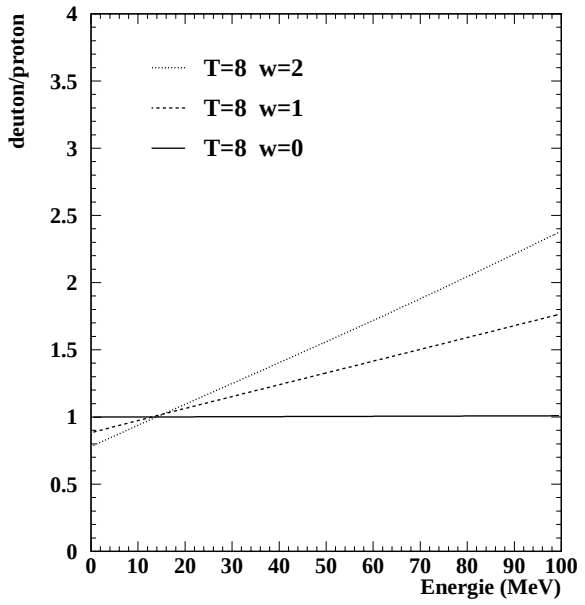


Figure V.17: *Evolution du rapport deuton sur proton en fonction de l'énergie à partir de la fonctionnelle V.2. La température a été fixée à 8 MeV. Trois valeurs d'énergie collective par nucléon w sont indiquées 0, 1 et 2 A.MeV.*

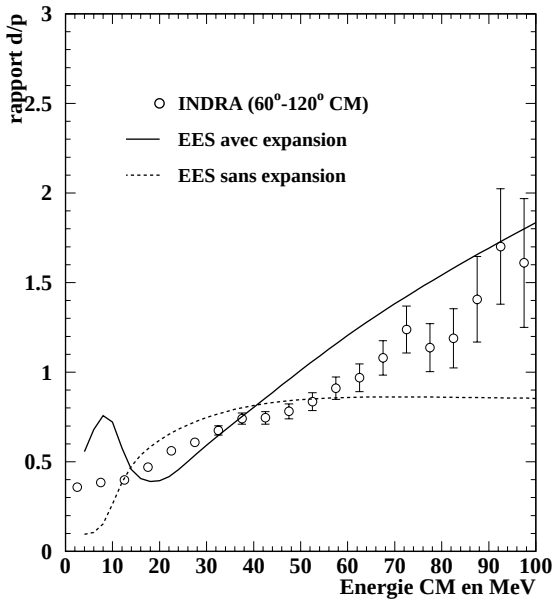


Figure V.18: *Evolution du rapport deuton sur proton en fonction de l'énergie centre de masse. Les valeurs expérimentales (ronds blancs) correspondent aux événements Xe + Sn à 50 A.MeV source unique, dans un domaine angulaire entre 60° et 120° centre de masse. Deux calculs EES sont présentés, tous pour une source Z=90 A=214 avec 12 A.MeV d'énergie d'excitation. Trait plein, calcul avec une énergie d'expansion collective de 2.5 A.MeV. Traits pointillés, on a laissé la source se désexciter uniquement par évaporation de surface, sans expansion.*

V.3 Description statistique de la phase d'expansion: QSM

Dans le paragraphe V.1, nous avons montré que la phase de brisure de la source pouvait être décrite dans le cadre de l'équilibre thermodynamique. Ceci a été possible en utilisant les caractéristiques des fragments détectés. Nous avons également indiqué au paragraphe V.2 que, bien que les particules légères soient produites avant, pendant et après la phase de brisure, il était possible d'isoler une composante de haute énergie représentative de la phase d'expansion de la source. Nous allons désormais aborder la question de l'équilibre thermodynamique durant cette phase, en comparant les données avec un modèle.

Cette question a, en partie, été abordée en comparant les données avec les résultats du modèle EES. Nous avons constaté que les particules légères de grande énergie étaient compatibles avec celles provenant de la phase d'émission de surface du modèle, en introduisant une vitesse initiale pour mimer les conséquences d'une phase de compression. Nous désirons ici confirmer et détailler ce point et savoir si les particules légères de grande énergie peuvent être assimilées à un gaz en équilibre thermodynamique.

Le modèle de multifragmentation statistique quantique QSM, nous permet d'aborder cette problématique. Il présente l'avantage, par rapport à EES, de prendre en compte tous les modes de décroissance et de résonance possibles des noyaux légers [SUBRAMANIAN81], [HAHN+88]. Ce modèle a été utilisé notamment pour la comparaison de différents "thermomètres" pour la détermination de la courbe calorique de la matière nucléaire [GULMINELLI+96], en prenant notamment en compte les effets de "side feeding" et de volume exclu.

Nous allons considérer que les particules de hautes énergies sont toutes créées au moment de la phase d'expansion. Pour les événements à source unique, le lot de particules légères énergétiques forme un gaz qui entoure la partie "liquide" qui donnera naissance aux fragments. Cette dernière a été modélisée, au stade d'apparition des fragments (au "freeze-out"), par le modèle SMM qui rend compte des caractéristiques des IMF. Le modèle QSM, dans sa version modifiée, présentée en annexe B, va nous servir à reproduire le "gaz". Les modifications tiennent compte de la répulsion coulombienne de la partie liquide chargée et de la présence d'une énergie collective d'expansion.

Pour un modèle thermodynamique à l'équilibre chimique et thermique, sans expansion, nous avons équilibre entre $d \rightleftharpoons p + n$. Le rapport d/p^2 est alors plat en fonction de l'impulsion, [MEKJIAN77] et [MEKJIAN78]. Cet équilibre permet en plus de caractériser des valeurs essentielles telles que la température, le volume d'interaction (donc la densité) et les potentiels chimiques μ_p et μ_n des protons et des neutrons. Nous espérons ainsi, grâce à l'étude de rapport de production de particules, parvenir à contraindre les paramètres d'entrée de QSM qui sont justement la température, la densité, et les potentiels chimiques.

Cependant nous avons vu que nos réactions de sources uniques présentaient les caractéristiques d'une expansion collective, que nous avons évaluée comme étant en moyenne de $\simeq$2.5 A.MeV à 50 A.MeV et $\simeq$1 A.MeV à 32 A.MeV, voir figure IV.29. Le gaz qui entoure la partie "liquide" est donc soumis à la présence d'une énergie collective d'expansion et plus précisement à sa valeur maximum (i.e. $W=\frac{5}{3}<W>$dans le cas d'un mouvement autosimilaire). Nous avons donc dû modifier la génération des particules en conséquence dans le modèle, voir annexe B, et nous verrons dans quelle mesure cela modifie les rapports de particules légères.

Nous avons dit que le "gaz QSM" entourait la source chaude "liquide" qui se déploie. En conséquence nous devons tenir compte également du champ coulombien, de celle-ci, dans les fonctions de distribution en énergie des particules QSM, voir annexe B. Cette

contrainte supplémentaire interviendra au niveau du paramètre de barrière coulombienne pour l'émission d'un proton E_{coul}^{proton}. Par la suite celle des autres particules, de charge Z, sera $Z \times E_{coul}^{proton}$. Nous pouvons déjà avoir une idée de sa valeur et de son évolution au cours du temps, à l'aide du calcul BNV, que nous avons effectué au début de ce chapitre et qui est représenté sur la figure IV.23.

Nous allons procéder de la façon suivante: notre objectif étant de reproduire la partie haute énergie des spectres des particules légères Z=1-2, nous allons générer différentes combinaisons possibles de "gaz QSM", en faisant varier les paramètres du modèle qui sont la température, l'énergie collective d'expansion W=A.w et la valeur de barrière coulombienne pour l'émission d'un proton. La densité sera contrainte par la reproduction du rapport d/p^2, qui est une sonde possible de ce paramètre dans un modèle thermodynamique de coalescence, [MEKJIAN78].

V.3.1 Gaz de particules pour la réaction à 50 A.MeV

L'importance du champ coulombien est clairement visible sur la figure V.19. Nous voyons que, sans lui, la valeur du rapport triton sur hélium3 est constante en contradiction avec les données INDRA. Ces deux particules ayant une masse égale, sans champ, leur probabilité d'émission reflète juste le rapport neutron-proton de la source qui les émet. La prise en compte du champ coulombien défavorise la production d'héliums 3 à basse énergie et donc le rapport augmente dans cette zone.

La taille de la source gazeuse QSM sera donnée par la différence entre la taille reconstuite expérimentalement, voisine de 90 unités de charge et celle de SMM, évaluée autour de Z_s^{SMM}=78-80, voir tableau V.1. Cela représente donc au total, une douzaine de charge. La valeur du rapport N/Z sera contrainte par le rapport triton sur hélium3 à haute impulsion qui, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent avec EES figure V.16, reflète la valeur d'isospin du système. Nous avons opéré différentes combinaisons possibles de A_s^{QSM} à partir de Z_s^{QSM}=12, pour faire varier le rapport N/Z. Nous voyons bien à nouveau, sur la figure V.20, que la valeur du rapport triton sur hélium3 est sensible à la valeur d'isospin de la source qui les émet. La valeur N/Z, pour une masse A_s^{QSM}=29 et une charge Z_s^{QSM}=12, vaut 1.41, ce qui est très proche de la valeur du système Xe+Sn qui vaut 1.38.

Les résultats les plus appropriés, pour reproduire la partie haute énergie des spectres expérimentaux des particules légères, concernent des paramètres de source QSM qui sont regroupés dans le tableau V.4. Nous voyons que ces valeurs sont en très bon accord avec les valeurs initiales du modèle EES (T=12.4 MeV, $<E_{col}>$=2.5 A.MeV). Pour faciliter la comparaison, nous avons présenté dans le tableau, la valeur moyenne de l'énergie collective déduite de QSM et qui correspond à $<W>=\frac{3}{5}\times W$.

Sur la figure V.21, nous avons représenté l'évolution du rapport d/p^2, en fonction du moment des deutons. Rappelons qu'il est obtenu en divisant les deutons qui ont une im-

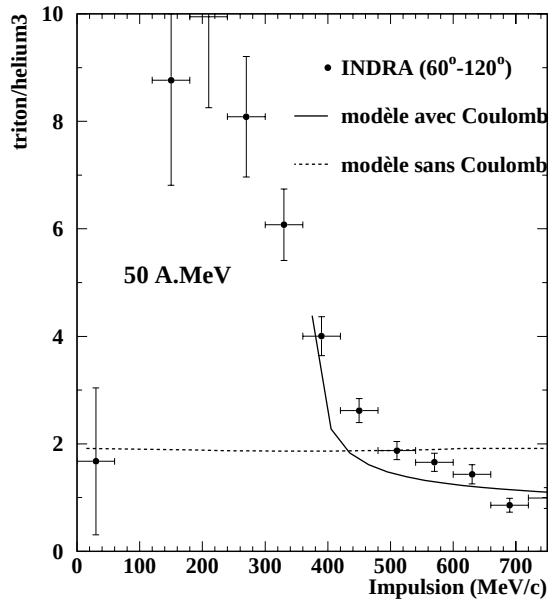


Figure V.19: *Evolution du rapport triton sur hélium3 en fonction de l'impulsion centre de masse. Les points noirs représentent les données INDRA Xe + Sn à 50 A.MeV, pour un domaine angulaire entre 60° et 120° dans le centre de masse. Les traits représentent les résultats d'un calcul QSM (modifié) avec ou sans influence du champ coulombien de la source "liquide". La coupure vers 350 MeV/c correspond à la barrière coulombienne d'émission (voir texte).*

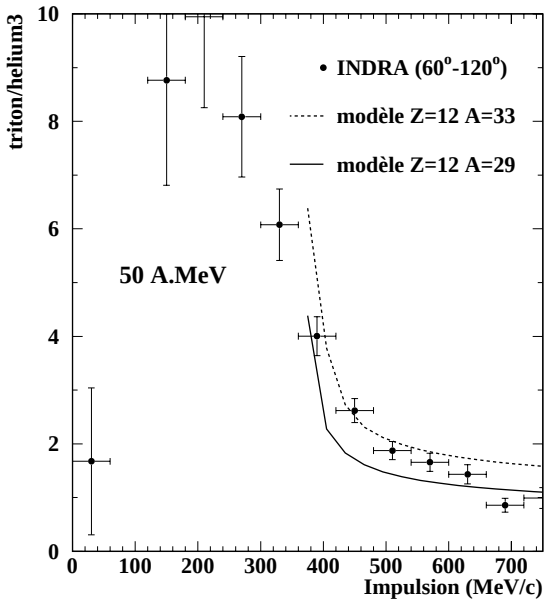


Figure V.20: *Evolution du rapport triton sur hélium3 en fonction de l'impulsion centre de masse. Les points noirs représentent les données INDRA Xe + Sn à 50 A.MeV, pour un domaine angulaire entre 60° et 120° dans le centre de masse. Les traits représentent les résultats d'un calcul QSM (modifié) pour deux valeurs différentes d'isospin de la source "gazeuse".*

N/Z^{QSM}_{source}	T (MeV)	$\frac{3}{5}$w (A.MeV)	ρ/ρ_0	$E^{proton}_{coul}(MeV)$	entropie S/A
1.41 (A^{QSM}_{source}=29, Z^{QSM}_{source}=12)	13	2.5	0.055	12	3.84

TAB. V.4 - *Tableau regroupant les valeurs des paramètres de source QSM reproduisant la partie haute énergie des spectres des particules légères Z=1-2, pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV.*

pulsion double de celle des protons. Tout d'abord, sans l'influence du champ coulombien de la source "liquide", courbes en traits pointillés, nous pouvons constater l'influence de l'énergie collective d'expansion W=A.w. Sans flot radial, le rapport d/p^2 est plat comme attendu dans un modèle thermodynamique de coalescence [MEKJIAN77], [MEKJIAN78], [MONTAROU88]. Nous avons équilibre entre d $\rightleftharpoons$ p + n. Le fait d'introduire de l'énergie collective, w=2.5 A.MeV, dans la génération des particules légères fait augmenter ce rapport de façon exponentielle (les deutons ont deux fois plus d'énergie collective que les

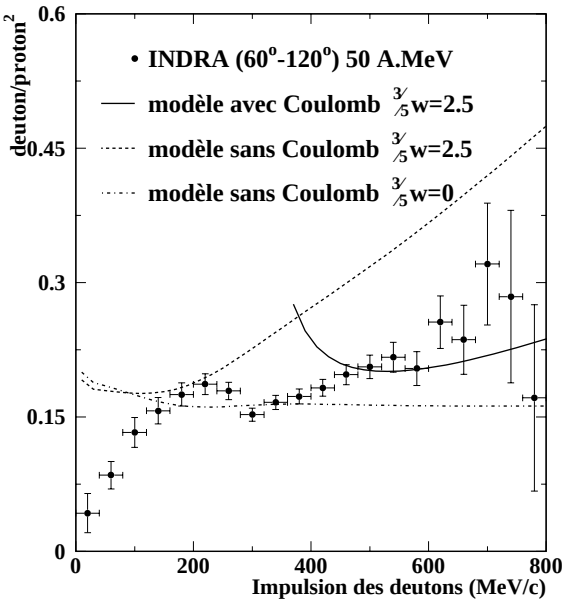


Figure V.21: *Evolution du rapport d/p^2 en fonction de l'impulsion des deutons, pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV (points noirs). Le domaine angulaire concerne la région située entre 60° et 120° centre de masse. Nous avons superposé les prédictions de notre version modifiée de QSM avec et sans énergie collective d'expansion et avec ou sans influence du champ coulombien de la source "liquide" qui s'expand.*

protons W=A.w). Nous avions déjà observé ce comportement avec EES, voir figure V.18. Bondorf a reformulé les fonctions de distribution de Bolzmann en tenant compte d'un écoulement radial autosimilaire dans un fluide, [BONDORF78] et voir en annexe B. Cette nouvelle formulation V.2 faisait qu'effectivement le rapport deuton sur proton, en fonction de l'énergie, avait ce même type de comportement, voir figure V.17.

Toutefois, nous avons vu qu'il était nécessaire de considérer le champ coulombien de la source "liquide" en expansion. Le trait plein sur la figure V.21 représente le résultat d'un calcul QSM modifié, correspondant à la reproduction finale de la partie haute impulsion des particules légères, voir tableau V.4. Nous constatons que la pente, à une impulsion donnée, est plus faible avec Coulomb. La coupure vers 350 MeV/c correspond à la barrière coulombienne d'émission.

L'influence de la température de la source "gazeuse QSM" est indiquée sur la figure V.22. Des valeurs élevées de température augmentent les probabilités d'émettre un deuton par rapport aux protons et donc le rapport d/p^2 croît avec celle-ci. La coupure que l'on observe dans les spectres en impulsion, provient de notre barrière coulombienne E_{coul}^{proton}. Elle vaut 12 MeV ici ce qui interdit la production de protons en deçà de $||\vec{P}|| \leq \sqrt{2.A.u.E_{coul}^{proton}} \simeq$ 150 MeV/c. Les protons et les deutons ont sensiblement la même barrière coulombienne,

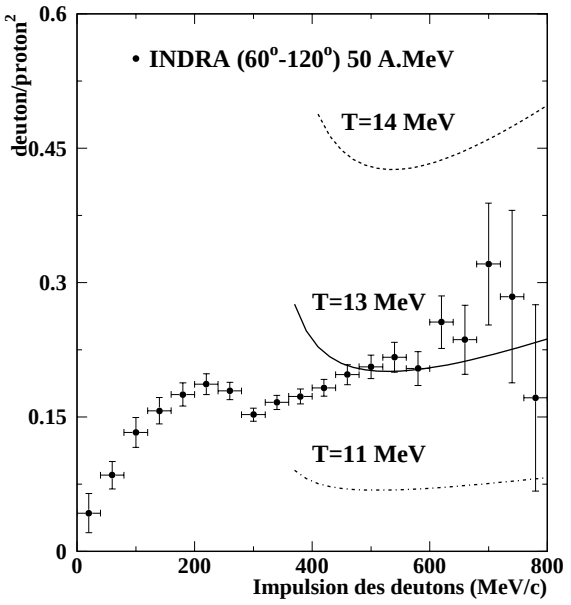


Figure V.22: *Evolution du rapport d/p^2 en fonction de l'impulsion des deutons, pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV (points noirs). Le domaine angulaire concerne la région située entre 60° et 120° centre de masse. Nous avons superposé sur la figure les résultats de notre version modifiée de QSM pour différentes températures de source.*

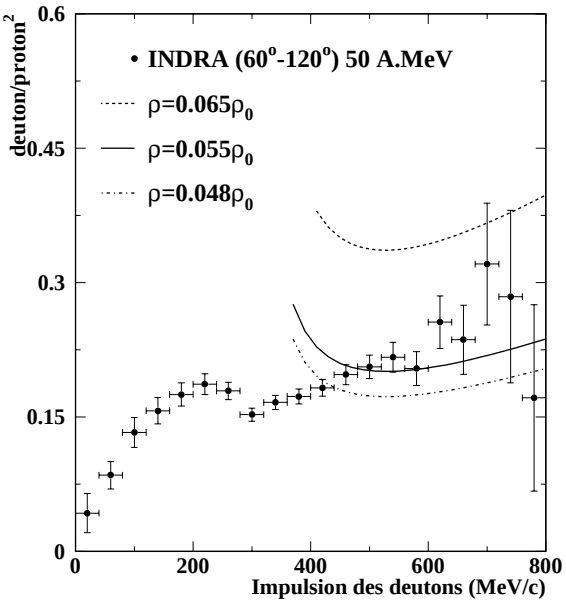


Figure V.23: *Evolution du rapport d/p^2 en fonction de l'impulsion des deutons, pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV (points noirs). Le domaine angulaire concerne la région située entre 60° et 120° centre de masse. Nous avons superposé sur la figure les résultats de notre version modifiée de QSM pour différentes densités de la source "gaz".*

même charge Z=1, mais du fait que l'on regarde les deutons ayant une impulsion double des protons, la coupure se trouve déplacée vers 300 MeV/c.

Nous avons également indiqué l'influence de la densité, sur le rapport d/p^2, sur la figure V.23. Nous constatons que des valeurs plus élevées de densité favorisent la formation de noyaux plus lourds, en l'occurence ici les deutons.

Enfin, sur la figure V.24, nous avons reporté sur les spectres en impulsion expérimentaux les résultats du calcul QSM concernant les paramètres de source définis dans le tableau V.4. A ce stade, la normalisation impose une contrainte sur la taille de la source QSM (A^{QSM}_{Source} et Z^{QSM}_{Source}) et non plus uniquement sur le rapport N/Z comme précédemment, pour les rapports de particules légères. En l'occurence, la différence de masse entre la source expérimentale estimée et la source SMM, $Z^{QSM}_{Source} \simeq 12$ convient parfaitement. Nous constatons que nous sommes tout à fait capables de reproduire la partie haute énergie des protons et des deutons, mais moins bien celle des tritons et les héliums 3, même si, pour ces derniers, la pente est correcte. Pour ce qui concerne les particules alphas, le taux de production QSM est très faible (gaz de basse densité) et le spectre expérimental à haute impulsion

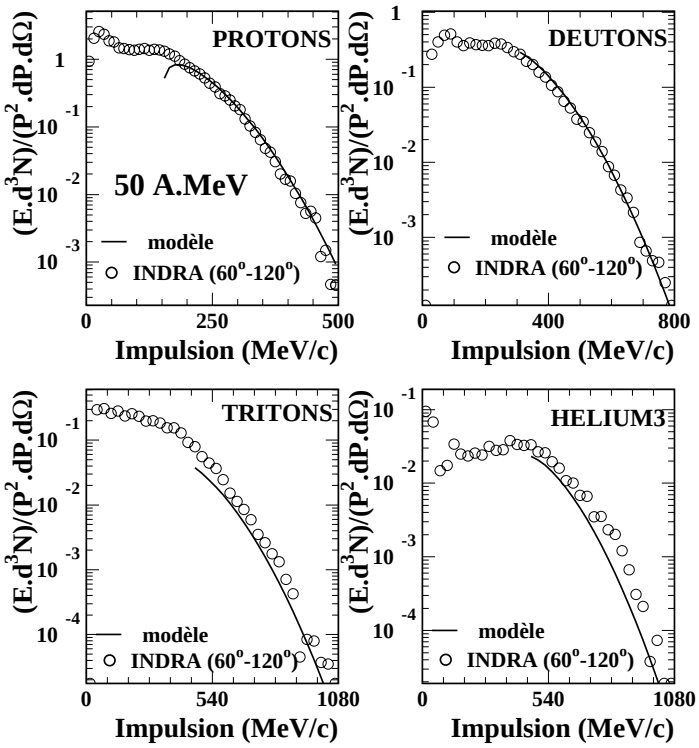


Figure V.24: *Comparaison des spectres en impulsion centre de masse expérimentaux Xe + Sn à 50 A.MeV (ronds blancs) avec les résultats d'un calcul QSM (traits pleins) représentant un gaz dilué de particules à haute température, pour* A^{QSM}_{Source}*=29 et* Z^{QSM}_{Source}*=12. Le domaine angulaire pour les données expérimentales concerne la région entre 60° et 120° centre de masse.*

n'est pas reproduit. Ceci n'est pas étonnant si on se rappelle que la grande majorité des particules alphas est produite durant la phase de brisure (SMM reproduit correctement les particules alphas expérimentales).

V.3.2 Gaz de particules pour la réaction à 32 A.MeV

Nous avons opéré exactement de la même façon pour les événements à source unique Xe + Sn à 32 A.MeV. Les paramètres de source QSM qui reproduisent la partie haute impulsion des spectres des particules légères sont recueillis dans le tableau V.5.

Nous pouvons constater que, par rapport à 50 A.MeV, la taille du "gaz" est un peu plus petite, mais toujours avec le même isospin. La valeur de la température, 10 MeV et de l'énergie collective, 1.0 A.MeV, sont également plus faibles comme attendu. Rappelons qu'un calcul BNV nous prévoyait une valeur maximale de $\simeq$0.8 A.MeV, voir figure IV.29.

N/Z^{QSM}_{source}	T (MeV)	$\frac{3}{5}$w (A.MeV)	ρ/ρ_0	$E^{proton}_{coul}(MeV)$	entropie S/A
1.40 (A^{QSM}_{source}=24, Z^{QSM}_{source}=10)	10	1.0	0.035	9	3.84

TAB. V.5 - *Tableau regroupant les valeurs des paramètres de source QSM reproduisant la partie haute énergie des spectres des particules légères Z=1-2, pour la réaction Xe + Sn à 32 A.MeV.*

En revanche, la valeur de la barrière coulombienne d'émission d'un proton est également plus petite, 9 MeV au lieu de 12 MeV. Or la source "liquide" est estimée un peu plus grande avec SMM, voir tableaux V.1 et V.2. Il y a donc là une légère contradiction.

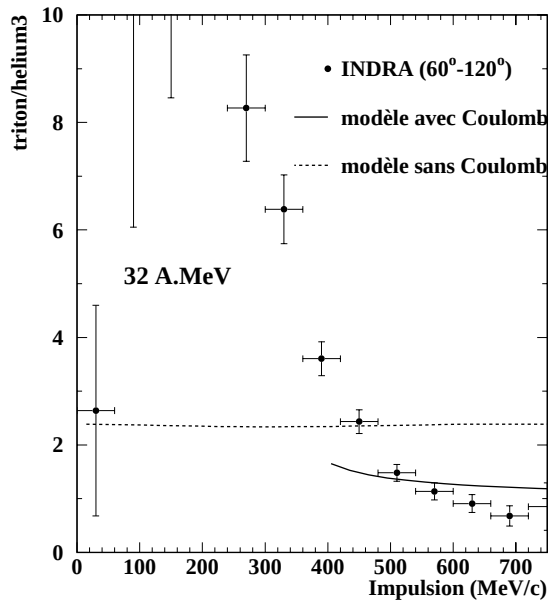


Figure V.25: *Evolution du rapport triton sur hélium3 en fonction de l'impulsion centre de masse. Les points noirs représentent les données INDRA Xe + Sn à 32 A.MeV, pour un domaine angulaire entre 60° et 120° dans le centre de masse. Les traits représentent les résultats d'un calcul QSM (modifié) avec ou sans influence du champ coulombien de la source "liquide".*

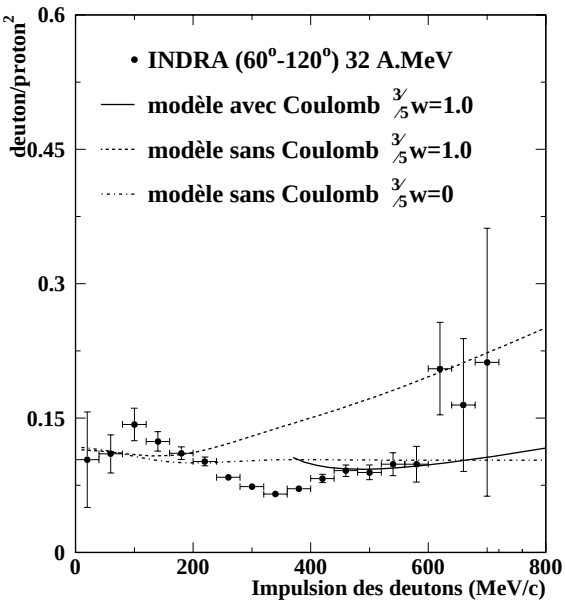


Figure V.26: *Evolution du rapport d/p^2 en fonction de l'impulsion des deutons, pour la réaction Xe + Sn à 32 A.MeV (points noirs). Le domaine angulaire concerne la région située entre 60° et 120° centre de masse. Nous avons superposé les prédictions de notre version modifiée de QSM avec et sans énergie collective d'expansion et avec ou sans influence du champ coulombien de la source "liquide" qui s'expand.*

Comme précédemment la valeur d'isospin de la source "gaz" est contrainte par le rapport triton sur hélium3, figure V.25. Cette valeur est toujours, comme à 50 A.MeV, très proche de celle du système Xe+Sn initial. L'évolution du rapport deuton sur proton au carré est indiquée sur la figure V.26, elle nous a servi dans notre analyse à contraindre

la densité et aussi dans une moindre mesure la température de la source "gazeuse" QSM. Nous voyons également que l'effet du flot collectif est atténué par le champ coulombien du "liquide", trait plein sur V.26.

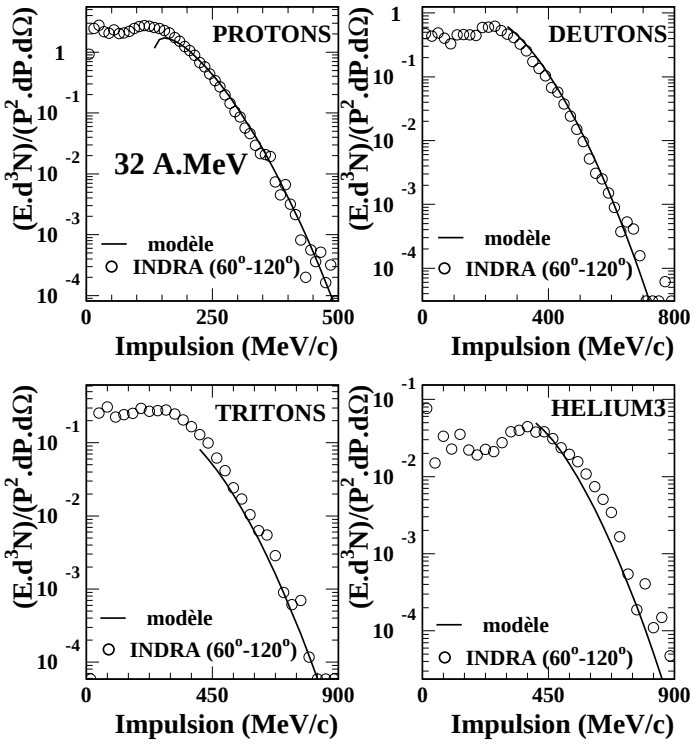


Figure V.27: *Comparaison des spectres en impulsion centre de masse expérimentaux Xe + Sn à 32 A.MeV (ronds blancs) avec les résultats d'un calcul QSM (traits pleins) représentant un gaz dilué de particules à haute température, pour* A^{QSM}_{Source}*=24 et* Z^{QSM}_{Source}*=10. Le domaine angulaire pour les données expérimentales concerne la région entre 60° et 120° centre de masse.*

Sur la figure V.27 nous avons comparé les spectres, en impulsion dans le centre de masse, des particules légères obtenues, d'une part avec le multidétecteur INDRA et d'autre part avec les paramètres de source "gazeuse" QSM contenus dans le tableau V.5. Comme pour la réaction à 50 A.MeV, nous voyons que la partie haute énergie des spectres est bien reproduite, un peu moins bien pour les tritons et les héliums 3. Pour les particules alphas, la même remarque qu'à 50 A.MeV subsiste

V.3.3 Conclusions

Nous avons voulu, dans cette partie, aborder la question de l'équilibre thermodynamique durant la phase d'expansion, avant la brisure du système en fragments. Pour cela, nous avons associé les particules légères de hautes énergies, dans les spectres expérimentaux, à des particules émises au cours de l'expansion du système. Cette phase, qui survient juste après la pénétration des deux noyaux incidents, est le théâtre de conditions extrêmes pour la matière nucléaire. Nous nous attendons donc à ce que les noyaux légers qui s'échappent à cet instant soient le reflet de cette grande excitation. Pour cela, nous avons choisi d'utiliser le modèle QSM, qui intègre justement les états de décroissance des noyaux instables (désintégration β, résonance ...). Nous avons fait alors l'hypothèse que ces particules créent une sorte de gaz dilué, très chaud, autour du noyau de source unique qui se déploie. Celui-ci, nous l'avons vu, est bien décrit par le modèle SMM de multifragmentation, à partir du moment où les fragments apparaissent, c'est-à-dire au "freeze-out".

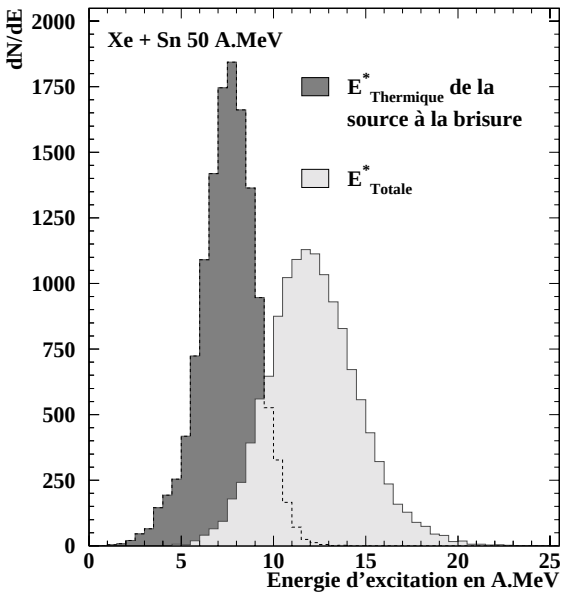


Figure V.28: *Energie d'excitation des événements à source unique pour Xe + Sn à 50 A.MeV. La distribution claire se rapporte à l'énergie d'excitation de la source dans son ensemble, telle que nous l'avons calculée au chapitre III, voir figure III.15. La distribution sombre est obtenue en enlevant les particules suivantes: protons (E_{CM} $\geq$30 MeV), deutons (E_{CM} $\geq$40 MeV), tritons (E_{CM} $\geq$60 MeV) et tous les ^{3}He.*

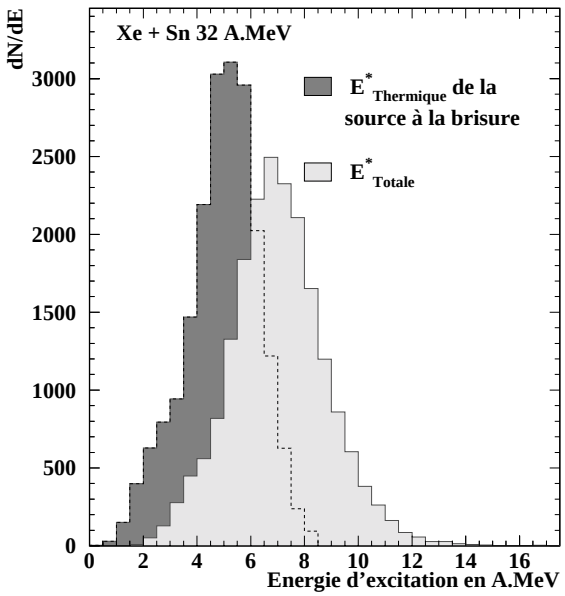


Figure V.29: *Energie d'excitation des événements à source unique pour Xe + Sn à 32 A.MeV. La distribution claire se rapporte à l'énergie d'excitation de la source dans son ensemble, telle que nous l'avons calculée au chapitre III, voir figure III.15. La distribution sombre est obtenue en enlevant les particules suivantes: protons (E_{CM} $\geq$30 MeV), deutons (E_{CM} $\geq$30 MeV), tritons (E_{CM} $\geq$50 MeV) et tous les ^{3}He.*

Il s'est avéré que nous étions capables, à partir de paramètres de source QSM tout à fait acceptables, de reproduire correctement la partie haute impulsion des spectres des particules concernées par la phase d'expansion. Les paramètres de source du gaz QSM sont en accords avec les résultats que nous avons indiqués précédemment. Que cela soit avec SMM, qui caractérise la source à la brisure ou avec les calculs dynamiques BNV ou EES qui nous indiquent l'évolution dans le temps. Les valeurs des grandeurs physiques, comme l'énergie d'expansion, la composition chimique extraites des comparaisons avec QSM sont compatibles avec le scénario avancé pour décrire ces réactions: expansion et brisure sous équilibre thermodynamique. La description faite ici avec QSM, de la partie de la source éjectée avant sa brisure, est une description simultanée du processus qui n'a rien de contradictoire avec une description évolutive sur une échelle de temps très courte ($\simeq$30 fm/c).

Pour confirmer nos prédictions et indiquer la compatibilité des différentes approches avec le scénario avancé nous avons étudié l'énergie d'excitation des événements à source unique pour Xe + Sn à 32 et 50 A.MeV. Sur la figure V.28 est présenté le spectre d'énergie d'excitation calculé par calorimétrie à l'aide des fragments (Z$\geq$3) et de la partie isotrope des particules légères chargées ($60^o \leq \theta_{CM} \leq 120^o$). Ce spectre est centré sur $\simeq$12 A.MeV. Nous avons montré qu'une énergie collective d'expansion de $\simeq$2 A.MeV est présente dans les données. De même, durant l'expansion la source évacue des particules légères. Ces particules emportent beaucoup d'énergie et les ^{4}He ne sont pas concernés par ce phénomène. Dès lors pour estimer l'énergie d'excitation thermique de la source à la brisure nous avons ôté 2 A.MeV ($E_{collective}$) et au vu des spectres présentés dans les figures V.15 et V.24, nous avons enlevé de la reconstruction énergétique les particules suivantes: protons ($E_{CM} \geq$30 MeV), deutons ($E_{CM} \geq$40 MeV), tritons ($E_{CM} \geq$60 MeV) et tous les ^{3}He. Le résultat est indiqué sur la figure V.28 où nous constatons que désormais le spectre est centré autour de $\simeq$7.5 A.MeV, ceci pour une taille de source de $\simeq$75 unités de charge, ce qui est en complet accord avec tous nos résultats.

Nous avons procédé de la même façon pour les événements de source unique à 32 A.MeV. Cette fois la coupure sur les particules légères est la suivante: protons ($E_{CM} \geq$30 MeV), deutons ($E_{CM} \geq$30 MeV), tritons ($E_{CM} \geq$50 MeV) et tous les ^{3}He. D'une énergie d'excitation totale de 7 A.MeV, nous estimons, après correction du flot collectif ($\simeq$1 A.MeV) et des particules émises avant la brisure de la source, une énergie thermique de 5 A.MeV, voir figure V.29, en accord avec les calculs SMM, voir tableau V.2. La taille Z_{source} passant de 85 unités de charge à 81 unités, voir tableau III.2.

Enfin pour conclure ce chapitre nous avons regroupé sur la figure V.30 un schéma représentant la description temporelle de la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV. Sur ce schéma sont indiqués les domaines sur lesquels nous avons utilisé les différents modèles BNV, QSM, EES et SMM pour décrire l'ensemble de la dynamique de la réaction que nous avons étudiée. Nous avons également indiqué les valeurs de température, densité, masse et charge de la source... extraites par les prédictions des modèles pour reproduire les caractéristiques des événements expérimentaux.

En ce qui concerne la réaction à 32 A.MeV les temps indiqués ne sont pas très différents

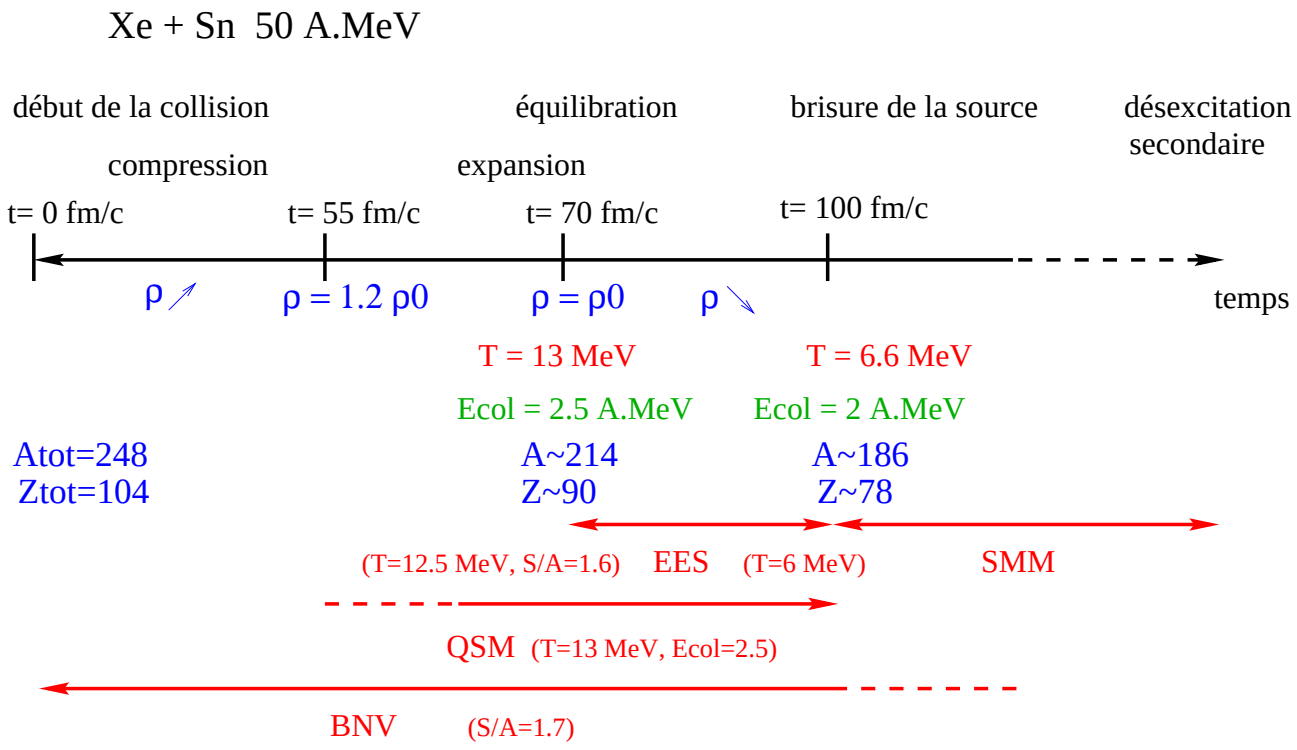


Figure V.30: *Description temporelle de la réaction amenant à la formation puis à la multifragmentation des sources uniques du système Xe + Sn à 50 A.MeV. Sont indiqués les domaines relevants pour les différents modèles que nous avons utilisés, BNV, QSM, EES et SMM, ainsi que les ordres de grandeur des variables comme la température, la densité, la masse... obtenus par la confrontation des résultats expérimentaux avec les modèles.*

étant donné que leurs valeurs sont indiqués à plus ou moins 10 fm/c. En revanche les ordres de grandeurs de la température, de la densité maximale et de l'énergie collective sont plus faibles à 32 A.MeV qu'à 50 A.MeV. Le domaine d'application des différents modèles est quant à lui identique.

Chapitre VI

Mise en évidence de la transition liquide-gaz dans la matière nucléaire

La force nucléaire, qui assure la cohésion des nucléons au sein du noyau, présente de fortes similitudes avec la force de Van der Walls dans les fluides macroscopiques. En effet les caractéristiques de cette force, à l'intensité près, sont semblables, avec une composante attractive à moyenne portée et répulsive à courte portée. Un des objectifs des collisions d'ions lourds est alors de vérifier que les noyaux présentent eux aussi une transition liquide-gaz, en transférant l'énergie cinétique incidente du projectile en énergie d'excitation (température), c'est-à-dire en "chauffant" la matière nucléaire. Cette transition résulte du comportement collectif des éléments qui constituent le milieu. Elle est clairement définie pour les systèmes macroscopiques où l'on peut utiliser la limite thermodynamique.

Qu'en est-il pour des systèmes finis comme les noyaux que nous étudions? Divers travaux sur la transition liquide-vapeur ont été menés. Des preuves expérimentales ont été revendiquées en utilisant les distributions de charge des particules détectées [FINN+82], [PANAGIOTOU+84], [MINICH+82], [LYNCH87], ou les températures issues des pentes de spectre [CHBIHI+99], ou issues des rapports isotopiques [POCHODZALLA95]. Cette dernière méthode qui fait référence à la "courbe calorique" du groupe ALADIN, est en désaccord avec les résultats obtenus par d'autres collaborations (INDRA [MA+97], EOS [HAUGER+96]), sur la signification des thermomètres utilisés. La méthode utilisant les pentes des spectres fournit, elle, un signal qui est modèle dépendant. Pour ce qui concerne la méthode utilisant les caractéristiques statiques des événements (distributions de charge, exposants critiques...), sa signification n'est pas claire [MORETTO+97]. Expérimentalement, il est toutefois démontré que la zone où la transition est attendue correspond à une brusque production d'IMF [BIZARD+92].

Pour les événements étudiés ici, nous avons montré qu'il était possible d'utiliser le cadre de la thermodynamique à l'équilibre pour les expliquer. Dès lors nous pouvons essayer d'aller plus loin. Des travaux théoriques récents, [CHOMAZ+99b], [GULMINELLI+99a], [GULMINELLI+99b], ont eu pour objectifs de rechercher un comportement, un signal, pou-

vant caractériser la transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire pour un système microcanonique de taille finie. Une méthode basée sur les mesures de fluctuations d'énergie a été proposée.

Le principe est le suivant: soit un système équilibré qui peut être séparé en deux composantes indépendantes, 1 et 2, de telle façon que l'énergie totale soit la somme des deux énergies E_t=E_1+E_2 et que la densité de niveau totale, W_t=exp(S_t) soit simplement le produit des deux densités individuelles W_i=exp(S_i) (i=1, 2). Un exemple peut être donné par la séparation entre l'énergie cinétique d'une part et l'énergie potentielle d'autre part.
La distribution de probabilité de l'énergie du sous-système 1 s'écrit sous la forme:

$$\mathcal{P}_1^{E_t}(E_1) = \frac{W_1(E_1) \times W_2(E_2)}{W_t(E_t)} = exp(S_1(E_1) + S_2(E_t - E_1) - S_t(E_t)) \qquad \text{(VI.1)}$$

Elle est maximum pour une énergie totale, $\bar{E}_t$, la plus probable où les deux sous-systèmes ont la même température microcanonique T=T_1(E_1)=T_2($\bar{E}_t$-E_1) avec $T^{-1}=\frac{\delta S_i}{\delta E_i}$ (i=1, 2). Les fluctuations, autour de ce maximum, sont données par la variance σ_1 telle que :

$$\sigma_1^2 = T^2 \times \frac{C_1.C_2}{C_1 + C_2} =< E_1^2 > - < E_1 >^2 \qquad \text{(VI.2)}$$

Où C_1 et C_2 sont les capacités calorifiques calculées pour la partition d'énergie la plus probable $\bar{E}_t$:

$$C_i^{-1} = -T^2 \frac{\delta^2 S_i}{\delta E_i^2} \qquad \text{(VI.3)}$$

La capacité calorifique totale C_t s'écrit alors:

$$C_t \simeq C_1 + C_2 = \frac{C_1^2}{C_1 - \frac{\sigma_1^2}{T^2}} \qquad \text{(VI.4)}$$

En dehors de la zone de coexistence liquide-gaz on s'attend à ce que les fluctuations σ_1 soient petites, négligeables devant le terme $C_1 \times T^2$ et donc que la capacité calorifique totale soit positive. Par contre, dans la région délimitée par le passage liquide-zone de coexistence et zone de coexistence-gaz nous nous attendons à de larges fluctuations qui signeront le changement d'état du système. Dès lors $\sigma_1^2 > C_1 \times T^2$ et C_t devient négative.

C'est ce changement de signe de la capacité calorifique totale qui est proposé, comme outil, pour mettre en évidence la transition de phase, pour des systèmes finis comme les noyaux. Il faut donc mesurer C_1, σ_1 et T.

VI.1 Méthode expérimentale

M. D'Agostino et al ont appliqué récemment cette méthode avec succès aux données MULTICS-MINIBALL, pour la réaction Au + Au à 35 A.MeV, [D'AGOSTINO+99b],

[D'AGOSTINO+99a] et [D'AGOSTINO+99d]. L'étude s'est portée sur le quasi-projectile pour un domaine en énergie d'excitation allant de 1 à 8 A.MeV. Une "branche négative" dans la chaleur massique totale, c'est à dire la capacité calorifique par nucléon, entre $\simeq$3 et 7 A.MeV, a été observée.

C'est cette méthode que nous allons présenter maintenant et que nous allons appliquer aux données Xe + Sn de sources uniques, entre 32 et 50 A.MeV, pour des valeurs d'énergie d'excitation thermique de $\simeq$5 à $\simeq$7 A.MeV comme précédemment déduites (voir tableaux V.1 et V.2).

Dans le but d'étudier les fluctuations d'énergies des sources chaudes multifragmentantes, nous devons trouver une méthode adéquate pour décomposer l'énergie totale E_t en deux sous-ensembles E_1 et E_2. Au niveau des collisions d'ions lourds, menant à la multifragmentation du système, un problème supplémentaire vient s'ajouter qui concerne la désexcitation secondaire des préfragments chauds, car ceux-ci sont détectés froids. Nous n'avons donc plus accès à la partition originelle (au "freeze-out"). De plus nos préfragments, une fois formés, doivent ensuite subir la propagation coulombienne, qui apporte une contribution supplémentaire, ainsi que l'énergie collective d'expansion qui, nous l'avons vu, peut atteindre $\simeq$2 A.MeV à 50 A.MeV d'énergie incidente. Tout ceci influe sur la méthode que nous voulons utiliser. Il va donc falloir tenir compte de tous ces effets, pour ensuite remonter à l'information qui nous intéresse, la répartition en énergie cinétique et potentielle de la partition primaire.

VI.1.1 Reconstruction de la partition primaire

Le but de la méthode que nous voulons employer est d'étudier les fluctuations d'énergies au niveau de la partition originelle, c'est-à-dire celle où sont formés les préfragments chauds, ce que nous appelons le "freeze-out". Nous allons définir le bilan d'énergie à cet instant comme étant, événement par événement:

$$E^* = E_1 + E_2 \tag{VI.5}$$

E^* est l'énergie d'excitation évaluée par calorimétrie, comme au chapitre III. La partie potentielle E_2 représente le bilan en masse et en énergie coulombienne entre la source et la configuration de "freeze-out". L'énergie E_1 s'interprète comme étant la partie thermique de l'énergie cinétique (en l'absence d'énergie collective d'expansion):

$$E_2 = \sum_{i=1}^{M} m_i + E_{Coul} - m_0 \tag{VI.6}$$

A ce stade nous devons donc reconstruire la partition originelle événement par événement. Le principe de base est très proche de celui utilisé pour le calcul de l'énergie d'excitation par calorimétrie. La taille de la source initiale multifragmentante est obtenue en sommant toutes les charges des fragments détectés ($Z \geq 3$), ainsi que celles des particules

légères (Z=1, 2), mais uniquement pour celles comprises entre 60° et 120°, que l'on multiplie par deux, afin de s'affranchir des particules de prééquilibre dans notre cas. La masse A_0, de cette source, est ensuite obtenue en multipliant la charge par le rapport A_{sys}/Z_{sys} original du système Xe + Sn ce qui est justifié par notre étude des particules légères. Dans un premier temps nous considérons donc toutes les particules de la source y compris celles émises avant la phase de brisure qui correspondent à une charge totale de $\simeq$10 (p, d, t, ^{3}He de grandes énergies).

La reconstruction de la taille des fragments primaires, formés au "freeze-out", est obtenue en considérant ce que nous appellerons une "hypothèse MMMC", comme dans l'article [D'AGOSTINO+99d]. Cette méthode est la plus simple à mettre en oeuvre. Elle consiste à considérer que toutes les particules légères (Z=1, 2) sont formées au "freeze-out" et que les préfragments ne se désexcitent que par évaporation de neutrons. Une deuxième méthode, consistant à répartir les particules légères uniformément sur les fragments, au prorata de leur masse, a été testée par Michela D'Agostino et al. [D'AGOSTINO+99d]. Les deux méthodes donnent des conclusions similaires.

La charge des fragments primaires sera donc celle des fragments froids, détectés et leur masse sera le produit de leur Z par le rapport A_{sys}/Z_{sys} du système Xe + Sn. Cette dernière hypothèse est confirmée par les travaux de [MARIE+98] sur les événements considérés. Comme au chapitre III, le nombre total de neutrons M_n^{tot} sera (avec j l'indice sur toutes les particules chargées détectées Z$\geq$1 et f l'indice sur les fragments Z$\geq$3 détectés):

$$M_n^{tot} = A_0 - \sum_{j=1}^{M_j} A_j \tag{VI.7}$$

Les masses A_f des fragments détectés sont calculées par une formule décrivant la vallée de stabilité. La somme des neutrons évaporés par les préfragments chauds s'écrit:

$$M_n^{évaporés} = \sum_{f=1}^{M_f} (\frac{A_{sys}}{Z_{sys}} - \frac{A_f}{Z_f}) \times Z_f \tag{VI.8}$$

Le nombre de neutrons présents au "freeze-out" (donc à considérer dans le bilan en masse de la réaction VI.6) est ensuite simplement la différence des deux quantités précédentes:

$$M_n^{"freeze-out"} = M_n^{tot} - M_n^{évaporés} \tag{VI.9}$$

L'énergie coulombienne est obtenue par (avec r_i=1.2$\times A_i^{1/3}$ et $V_{freeze-out}$=n.V_{normal}):

$$E_{Coul} = \frac{3}{5} \times \frac{e^2}{n^{1/3}} \times (\frac{Z_0^2}{r_0} - \sum_{i=1}^{M_Z} \frac{Z_i^2}{r_i}) \tag{VI.10}$$

qui tient compte de l'énergie coulombienne de la sphère uniformément chargée de volume n$\times$V et de la somme des énergies coulombiennes des particules primaires chargées. Nous

pouvons donc maintenant, événement par événement, calculer la quantité E_1 définie par:

$$E_1 = E^* - E_2 = E^* + m_0 - \sum_{i=1}^{M} m_i - E_{Coul} \tag{VI.11}$$

L'avantage de cette méthode réside dans le fait qu'elle ne nécessite pas la connaissance des énergies cinétiques des particules primaires.

VI.1.2 Evaluation de la chaleur massique totale

Cette méthode microcanonique, basée sur la conservation de l'énergie, requiert un classement en énergie d'excitation et une sélection en taille de source précise. Nous avons regroupé les événements par valeurs d'énergie d'excitation par nucléon, pour observer l'évolution des fluctuations d'énergie cinétique E_1, et nous n'avons considéré que les événements dont la taille de la source reconstuite, Z_0, se situait dans une fenêtre de plus ou moins dix pour cent autour de la valeur moyenne. Pour chaque intervalle d'énergie d'excitation, nous calculons ensuite $<E_1>$et σ_1^2, la valeur moyenne de l'énergie E_1 et la fluctuation de E_1/A_0.

$$\sigma_1^2 =< \frac{E_1^2}{A_0^2} > - < \frac{E_1}{A_0} >^2 \tag{VI.12}$$

La température, par classe d'E^*/A_0, est ensuite calculée en résolvant l'équation VI.13 puisque E_1 représente la partie thermique de l'énergie cinétique: (les symboles <>représentent les valeurs moyennes par tranches d'E^*/A_0 sur l'ensemble des événements. M est la multiplicité totale de particules et fragments au "freeze-out", y compris les neutrons).

$$< E_1 >=< \sum_{i=1}^{M_{Z\geq 3}} \frac{A_i}{8} > T^2 + < \frac{3}{2}(M-1) > T \tag{VI.13}$$

Nous obtenons la chaleur massique cinétique (capacité calorifique cinétique par nucléon) C_1, du sous-ensemble 1, en dérivant $<\frac{E_1}{A_0}>$par rapport à T, $C_1=\frac{\delta<E_1/A_0>}{\delta T}$. Enfin la chaleur massique totale C_t s'écrit:

$$C_t = \frac{C_1^2}{C_1 - \frac{<A_0>.\sigma_1^2}{T^2}} \tag{VI.14}$$

Le lien quadratique entre $<E_1>$et T tient compte de l'énergie interne des fragments ($Z\geq 3$) et de la composante chaotique thermique. Dans la limite des grandes multiplicités l'énergie moyenne des particules est $\frac{3}{2}$T. Cette liaison entre $<E_1>$et T ne constitue pas une équation d'état et c'est donc pour un système microcanonique l'énergie potentielle qui va nous indiquer si oui ou non il y a de grandes fluctuations. Une véritable équation d'état serait donnée par une relation entre E^* et la température T (courbe calorique). Ici le seul lien que nous faisons est de relier $<E_1>$à T et E_1 à E^* par $E^*=E_1+E_2$.

(N.B. En toute rigueur le terme $\frac{3}{2}$(M-1) est inexact. Pour tenir compte des degrés de liberté en translation et en rotation du centre de masse, ce terme est ($\frac{3}{2}$M-$\frac{5}{2}$). Comme la forme $\frac{3}{2}$(M-1) est utilisée dans SMM, [BONDORF+95], nous l'avons conservée dans notre étude. Cela ne modifie en rien les résultats présentés.)

VI.2 Validation de la méthode par un modèle de multifragmentation statistique

Afin de conforter la procédure que nous venons de décrire, nous avons regardé quels étaient les résultats en utilisant un modèle de multifragmentation statistique auquel nous appliquons rigoureusement la même méthode.

Le modèle utilisé est SMM. Il exhibe une transition liquide-gaz comme indiqué sur la figure VI.1. En effet sur cette figure, nous voyons la dépendance des vraies valeurs thermodynamiques du modèle en fonction de E^*/A_0 (chaleur massique, fluctuation d'énergie cinétique normalisée et température microcanonique) pour un noyau d'or, E^*/A_0 étant ici le paramètre d'entrée de SMM. Nous pouvons voir la partie liquide à basse valeur de E^*/A_0, la partie gaz à haute E^*/A_0 et la zone de coexistence entre les deux. La figure du haut (T vs E^*/A_0) est la courbe calorique de SMM. Les deux autres figures sont déduites à partir de la partie cinétique et potentielle de E^*/A_0 en utilisant directement les informations du modèle événement par événement au "freeze-out". Les fluctuations de l'énergie cinétique E_1 normalisées présentent un maximum dans la zone de coexistence liquide-gaz et la chaleur massique totale est négative dans cette même zone. Lors des passages liquide-coexistence et coexistence-gaz, C_t diverge.

Pour les données Xe + Sn à source unique, nous n'espérons pas à priori signer la délimitation de la zone de coexistence liquide-gaz. En effet, nous avons montré que l'énergie thermique présente dans nos données varie de $\simeq$5 A.MeV à $\simeq$7 A.MeV.

Revenons maintenant à la méthode expérimentale d'estimation de C_t. Pour cela, nous avons généré avec SMM une source multifragmentante de charge Z^{SMM}_{source}=80, A^{SMM}_{source}=191 (même isospin que Xe+Sn) à différentes énergies d'excitation, pour recouvrir le domaine en E^*/A_0 expérimental (i.e. au delà de 4 A.MeV). Le résultat de cette étude est indiqué sur les figures VI.2. Les trois premiers histogrammes correspondent chacun à un calcul SMM avec une seule énergie d'excitation E^*_{SMM} purement thermique. Chaque calcul est ensuite interprété suivant notre méthode:

- sélection des particules finales: tous les $Z \geq 3$ et les particules légères entre 60° et 120° (multipliées par deux).
- sélection d'une taille de source sur une fenêtre de $\pm 10\%$ autour de la valeur moyenne.
- estimation de E^*/A_0 par calorimétrie sur les particules finales sélectionnées.
- reconstruction des partitions primaires par la méthode dite "MMMC".
- calcul de E_1, σ_1^2, T et C_t comme indiqué dans le texte.

L'interprétation calorimétrique de l'énergie d'excitation de SMM redonne bien une valeur proche de la valeur vraie (E^*_{SMM}). Toutefois notre méthode introduit une distribution

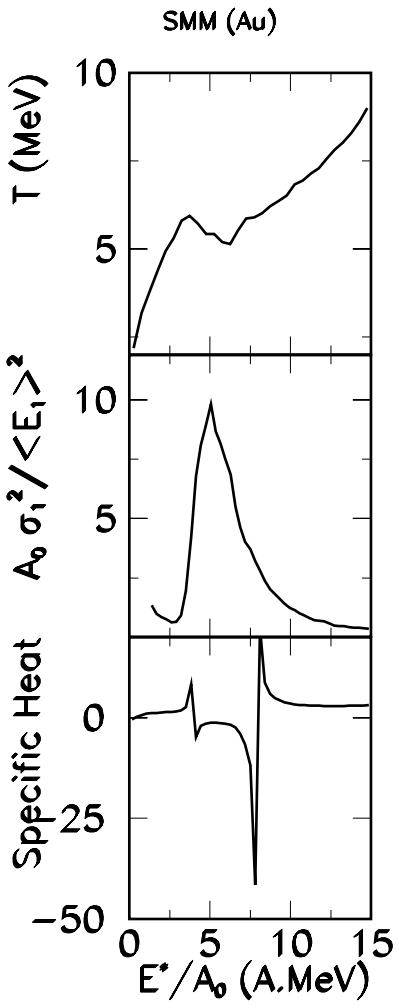


Figure VI.1: **Résultat de SMM concernant un noyau d'or**. *Figure du haut température microcanonique en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon E^*/A_0, au milieu fluctuations normalisées d'énergie cinétique $A_0 \times \sigma_1^2/<E_1>^2$ et figure du bas chaleur massique C_t en fonction de E^*/A_0. Ces résultats ont été obtenus en connaissant directement les valeurs de E_1 et E_2 dans le modèle au "freeze-out", c'est-à-dire plus précisement les termes $\frac{3}{2}(M-1)\times T$, $\sum_{i=1}^{M_{Z\geq 3}} \frac{A_i}{8}T^2$, l'énergie coulombienne et les excès de masse. Cette figure provient des travaux de Michela D'Agostino et Alexandre Botvina.*

autour de E^*_{SMM}. Pour ce qui concerne la chaleur massique, nous constatons que globalement celle-ci est négative pour E^*_{SMM}=4 A.MeV, positive pour E^*_{SMM}=12 A.MeV et présente un caractère divergent pour E^*_{SMM}=8 A.MeV. Ceci est en complet accord avec les signaux réels de SMM, figure VI.1, qui nous indiquent une surcriticité pour 12 A.MeV, une

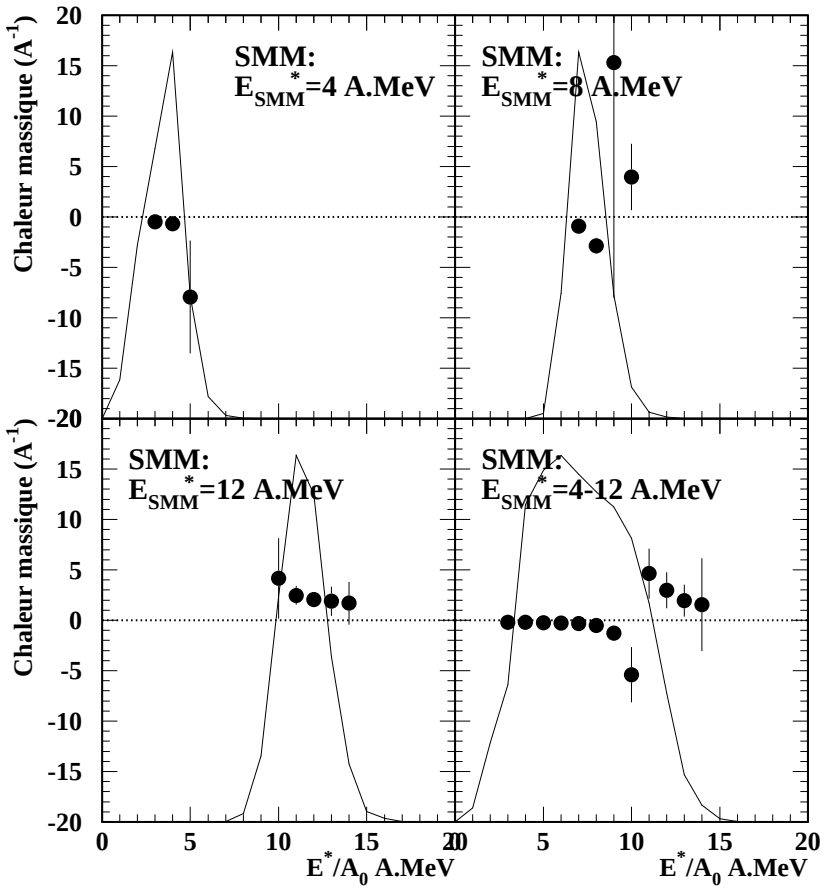


Figure VI.2: **SMM:** *évolution de la chaleur massique totale C_t, points noirs, en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon E^*/A_0, pour quatre "sources" de multifragmentation statistique SMM à des énergies d'E^*_{SMM} différentes 4, 8 et 12 A.MeV. La dernière figure se rapporte à la combinaison de neuf valeurs d'E^* SMM (de 4 à 12 A.MeV). Les histogrammes représentent la distribution d'E^*/A_0 évaluée par calorimétrie.*

transition vers 8 A.MeV et qu'à 4 A.MeV le système est localisé dans la zone de coexistence liquide-gaz. Ainsi, notre méthode donne des valeurs de C_t négatives pour E^*_{SMM}=4 A.MeV, des C_t positives pour E^*_{SMM}=12 A.MeV et des C_t négatives et positives pour E^*_{SMM}=8 A.MeV puisque ce point correspond à la divergence de C_t=f(E^*) du modèle SMM (zone entre $\simeq$7-8 A.MeV, voir figure VI.1).

Nous pouvons maintenant nous demander si le signal subsiste en mélangeant plusieurs calculs SMM. Pour répondre à cette question, nous avons appliqué notre méthode en regroupant différents calculs SMM (Z^{SMM}_{source}=80, A^{SMM}_{source}=191) ayant le même nombre d'événements correspondant à neuf énergies d'excitation E^*_{SMM} de 4 à 12 A.MeV (par pas de 1 A.MeV). Le résultat est présenté sur la figure VI.2 (en bas à droite). Nous constatons ici

que la forme de la courbe C_t en fonction de E^*/A_0 est identique à celle de la figure VI.1 et est compatible avec les trois calculs SMM présentés ci-dessus. Pour le domaine E^*_{SMM} de 4 à 12 A.MeV, nous retrouvons les zones de coexistence, de surcriticité et de divergence. Notre méthode redonne bien le signal attendu toutefois sa localisation en E^*/A_0 dépend de la reconstruction des partitions primaires et de l'estimation de E^*/A_0 [D'AGOSTINO+99d]. Nous constatons sur cette figure, l'indépendance du signal vis à vis de la forme de la distribution d'énergie d'excitation [D'AGOSTINO+99a]: D'une distribution initiale plate, nous "mesurons" une distribution déformée et cela n'influence en rien la présence du signal. Pour résumer seule sa position sur l'échelle "arbitraire" en E^*/A_0 est modifiée, ce qui nous incite à conclure que la perturbation engendrée par notre méthode est éliminée pour ce qui concerne la présence de la divergence en C_t. Le passage liquide-coexistence n'est pas observé dans les calculs présentés car celui-ci est attendu pour des valeurs de E^*_{SMM} voisines de 2.5-3 A.MeV. Puisque expérimentalement nous disposons de données "source unique" pour le système Xe + Sn de 32 à 50 A.MeV, la zone d'intérêt se situe autour de la divergence coexistence-gaz.

Pour vérifier que notre méthode n'est pas pertubée par le dispositif expérimental INDRA, nous avons appliqué au lot d'événements théoriques regroupant les neufs calculs SMM effectués entre E^*_{SMM}=4 et 12 A.MeV le filtre informatique d'INDRA pour reproduire la sélection en événements à source unique. Le résultat de ce test est indiqué sur les figure VI.3 et VI.4 et montre que le dispositif expérimental utilisé avec nos sélections ne perturbe pas le signal en lui même. La divergence est toujours présente même sous cette contrainte dramatique qui fait chuter le nombre d'événements d'un facteur trois.

En conclusion, nous pouvons donc dire que la méthode que nous employons, basée sur la mesure des fluctuations d'énergie, nous permet effectivement d'observer le signal de la transition de phase, de plus le signal est robuste sous les contraintes expérimentales. Toutefois sa position, sur l'échelle en énergie d'excitation, dépend de la façon dont celle-ci est calculée. En conséquence, il est plus important de constater que l'on observe bel et bien un signal, plutôt que de se focaliser sur sa position exacte. Notons enfin que la méthode a été appliquée [D'AGOSTINO+99c] sur un calcul GEMINI de désexcitation séquentielle (région sous critique). Pour ce calcul les valeurs de C_t obtenues restent toujours positives comme il se doit.

VI.3 Influence de l'énergie collective

Nous avons vu, aux chapitres précédents, que pour la réaction Xe + Sn à 50 A.MeV nous devions tenir compte d'une énergie collective d'expansion d'environ $\simeq$2 A.MeV. Ainsi la calorimétrie pour le calcul de E^* renferme une partie énergie collective que nous devons retrancher comme nous l'avons fait pour l'énergie coulombienne de la partition E_{Coul} et les excès de masse. Ceci pour que E_1 garde sa signification, c'est-à-dire la partie thermique de l'énergie cinétique. Nous avons donc reformulé l'équation VI.11 pour avoir E_1 événement

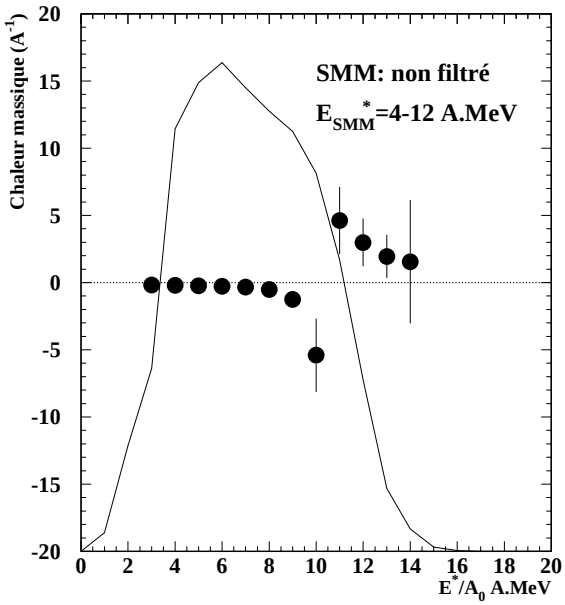


Figure VI.3: **SMM:** *évolution de la chaleur massique totale C_t, points noirs, en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon E^*/A_0, pour un mélange de neuf "sources" de multifragmentation statistique SMM, non filtrées par le dispositif expérimental, à des énergies d'E^*_{SMM} différentes entre 4 et 12 A.MeV par pas de 1 A.MeV. Les histogrammes représentent la distribution d'E^*/A_0 évaluée par calorimétrie.*

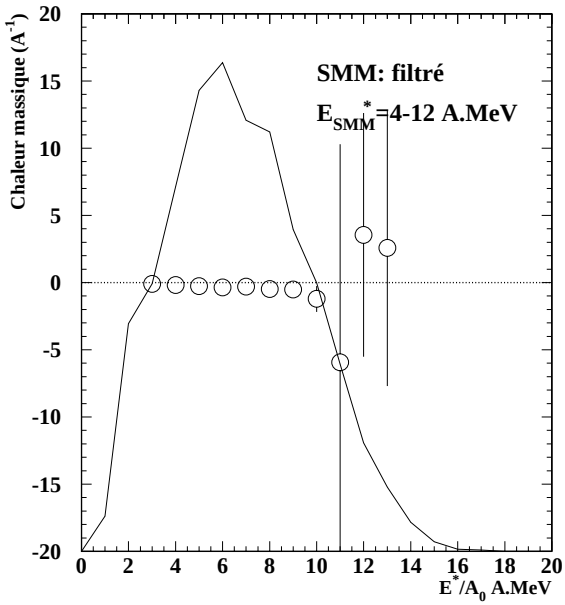


Figure VI.4: **SMM:** *évolution de la chaleur massique totale C_t, points blancs, en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon E^*/A_0, pour un mélange de neuf "sources" de multifragmentation statistique SMM, filtrées par le dispositif expérimental, à des énergies d'E^*_{SMM} différentes entre 4 et 12 A.MeV par pas de 1 A.MeV. Les histogrammes représentent la distribution d'E^*/A_0 évaluée par calorimétrie.*

par événement.

$$E_1 = E^* - E_2 = E^* + m_0 - \sum_{i=1}^{M} m_i - E_{Coul} - E_{Collective} \times A_0 \qquad \text{(VI.15)}$$

Pour mesurer l'influence de l'énergie collective sur le signal de la transition de phase, nous allons procéder pas à pas. Dans un premier temps en utilisant un seul calcul SMM et, dans un deuxième temps, en utilisant plusieurs calculs SMM qui contiennent différentes valeurs de l'énergie collective.

VI.3.1 Influence d'une valeur unique d'énergie collective à partition équivalente

Pour mesurer, au premier ordre, l'influence de l'énergie collective nous avons repris la source SMM multifragmentante à $\rho_0/4$ qui reproduit le mieux l'événement le plus probable

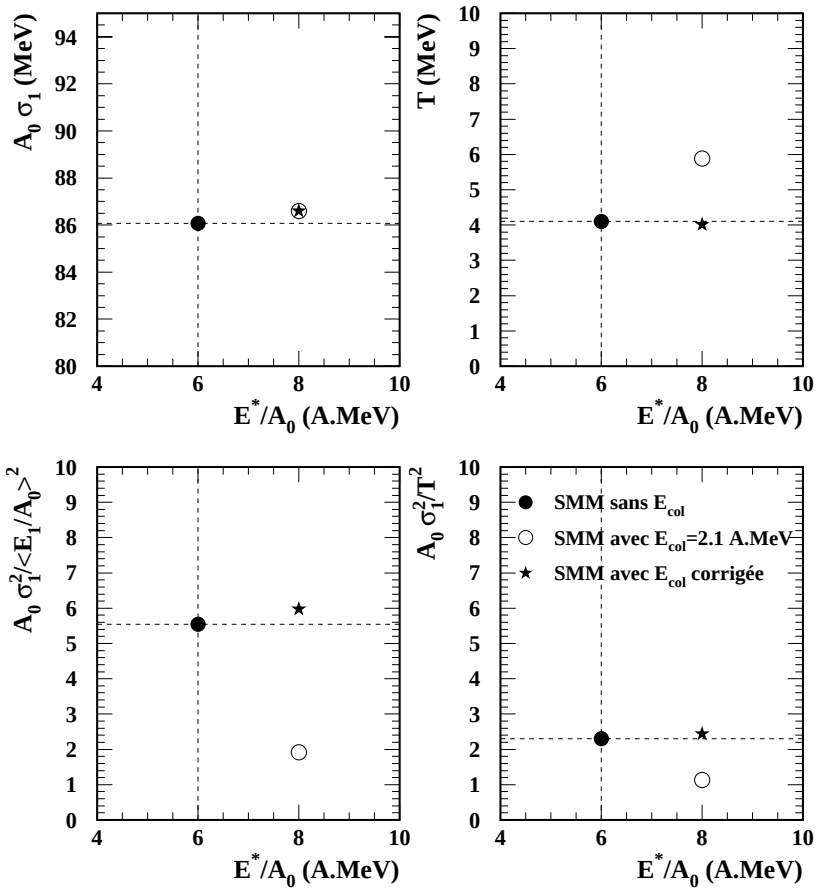


Figure VI.5: **SMM:** *variation des fluctuations sur E_1 ($A_0 \times \sigma_1$), de la température T, des fluctuations normalisées sur E_1 ($A_0 \times \sigma_1^2/<E_1/A_0>^2$) et de $A_0 \times \sigma_1^2/T^2$ pour deux calculs SMM Z_{source}^{SMM}=80, A_{source}^{SMM}=191, $E^*_{thermique}$=6.7 A.MeV, $\rho=\rho_0/4$, l'un sans énergie collective (ronds noirs) et l'autre avec $E_{collective}$=2.1 A.MeV (ronds blancs). Figure également les résultats sur les fluctuations de E_1 en corrigeant de $E_{collective}$=2.1 A.MeV dans la formule VI.15 (étoiles noires).*

des données expérimentales à 50 A.MeV: A_{source}^{SMM}=191, Z_{source}^{SMM}=80 E^*/A=6.7+2.1 A.MeV. Ce calcul contient 2.1 A.MeV d'énergie collective et nous l'avons comparé à un calcul SMM qui présente exactement les mêmes paramètres mais cette fois sans $E_{collective}$ (i.e. E^*/A=6.7 A.MeV). Les partitions sont strictement identiques dans les deux calculs, seules les énergies cinétiques des particules sont modifiées par la présence de l'$E_{collective}$. Examinons d'abord l'effet de l'énergie collective en comparant le calcul SMM avec et le calcul SMM sans et ceci en utilisant directement la formule VI.11 et non, comme nous le devrions la formule VI.15. Dans ce cas nous effectuons une erreur sur l'interprétation de E_1 car celle-ci doit être la partie thermique de l'énergie collective au "freeze-out": nous avons inclu faussement une partie collective en son sein. Rappelons que la comparaison ici ne peut être que globale sur

la distribution en E^*/A_0 reconstruite car nous n'avons ici qu'une seule valeur de $E^*_{thermique}$ pour SMM. C'est pourquoi nous ne présentons qu'un point par calcul qui correspond au maximum de la distribution en énergie d'excitation reconstruite. Sur la figure VI.5 sont présentées quatre grandeurs pour les différents calculs. Dans un premier temps nous nous focaliserons sur les résultats issus du calcul SMM avec $E_{collective}$=0 A.MeV (points noirs) et du calcul SMM avec $E_{collective}$=2.1 A.MeV (ronds blancs). La distribution en E^*/A_0 reconstruite est centrée sur $\simeq$6 A.MeV pour le premier calcul et sur $\simeq$8 A.MeV pour le deuxième, l'écart étant du à l'énergie collective. Nous constatons que les fluctuations en énergie cinétique E_1 ne sont pas altérées et que la température augmente. Ceci est compris puisque dans SMM, l'énergie collective ne modifie pas les partitions et l'inclusion de celle-ci augmente $<E_1>$et donc T si nous raisonnons faussement avec la formule VI.11 pour le calcul de E_1. Les fluctuations normalisées $A_0 \times \sigma_1^2/<E_1/A_0>^2$ quant à elles sont modifiées, dans la mesure où $<E_1>$augmente dans le calcul avec $E_{collective} \neq 0$ A.MeV, elles diminuent. La variable $A_0 \times \sigma_1^2/T^2$ se comporte comme les fluctuations normalisées. Dans la mesure où l'on s'attend à ce que C_1 soit plus grand dans le cas $E_{collective} \neq 0$ A.MeV la diminution des fluctuations relatives peut amener à trouver un C_t positif à partir d'un C_t vrai négatif. Donc en examinant notre méthode et ses formules nous comprenons l'effet visible sur la figure VI.5: en ignorant que l'énergie collective ne doit pas être prise en compte pour la caractérisation thermique du système, nous altérons le signal et celui-ci peut disparaître. En d'autres termes, nous pouvons interpréter comme gazeuse la phase d'un système qui en fait se situe dans la zone de coexistence liquide-gaz. Pour résoudre ce problème, nous présentons une alternative. Celle-ci consiste à utiliser la formule VI.15, et donc à retrancher l'énergie collective du bilan pour obtenir E_1 qui cette fois correspondra à notre estimation de la partie thermique de l'énergie cinétique au "freeze-out". Nous allons ici encore utiliser SMM et plus précisement le calcul utilisé dans ce paragraphe avec $E_{collective}$=2.1 A.MeV. N'oublions pas que la formule VI.15 ne correspond pas à une simple soustraction sur l'énergie d'excitation du modèle SMM. Cela correspond à retirer l'$E_{collective}$ événement par événement du bilan de la formule VI.11 où chaque terme est estimé par notre méthode. Le résultat est présenté sur la figure VI.5 par les étoiles. Nous constatons alors que les caractéristiques du système sont retrouvées mais cette fois à une valeur de E^*/A_0 plus élevée car celle-ci correspond à notre calorimétrie qui inclut la partie collective. En ce cas donc, un système situé dans la zone de coexistence sera bien vu comme tel mais sur une échelle d'énergie d'excitation inappropriée puisque celle-ci n'est plus seulement thermique.

VI.3.2 Influence globale de l'énergie collective à énergie constante

Pour cette étude nous avons généré des calculs SMM (Z^{SMM}_{source}=80, A^{SMM}_{source}=191) entre 4 et 12 A.MeV avec $E_{collective}$=0, 1, 2 et 3 A.MeV. Le lot avec $E_{collective}$=0 A.MeV sera comparé au mélange homogène des lots avec $E_{collective}$=1, 2, 3 A.MeV pour apprécier l'influence globale de l'énergie collective et de sa fluctuation sur le signal de la transition de phase. Notons que le fait de prendre un mélange homogène (distribution plate entre 1 et 3 A.MeV) indépendant de l'énergie d'excitation totale nous place dans un "cas d'école"

à grandes fluctuations. La réalité physique où d'une part l'énergie collective varie avec l'énergie d'excitation et où d'autre part la distribution en énergie collective est plus étroite nous conduit à dire que nous allons étudier ici l'effet d'un "bruit" en $E_{collective}$ sur le signal attendu.

Dans un premier temps, l'examen s'effectuera en fonction de l'énergie reconstruite pour extraire les variables, c'est-à-dire E^*/A_0 et nous allons visualiser les différences à même E^*/A_0. Ainsi une même énergie d'excitation correspondra pour le cas sans énergie collective à une énergie purement thermique et pour le cas avec énergie collective à différentes énergies thermiques dont la somme avec $E_{collective}$ redonne l'énergie d'excitation totale choisie. Notons donc que la comparaison ne se fait pas à partition donnée mais microcanoniquement.

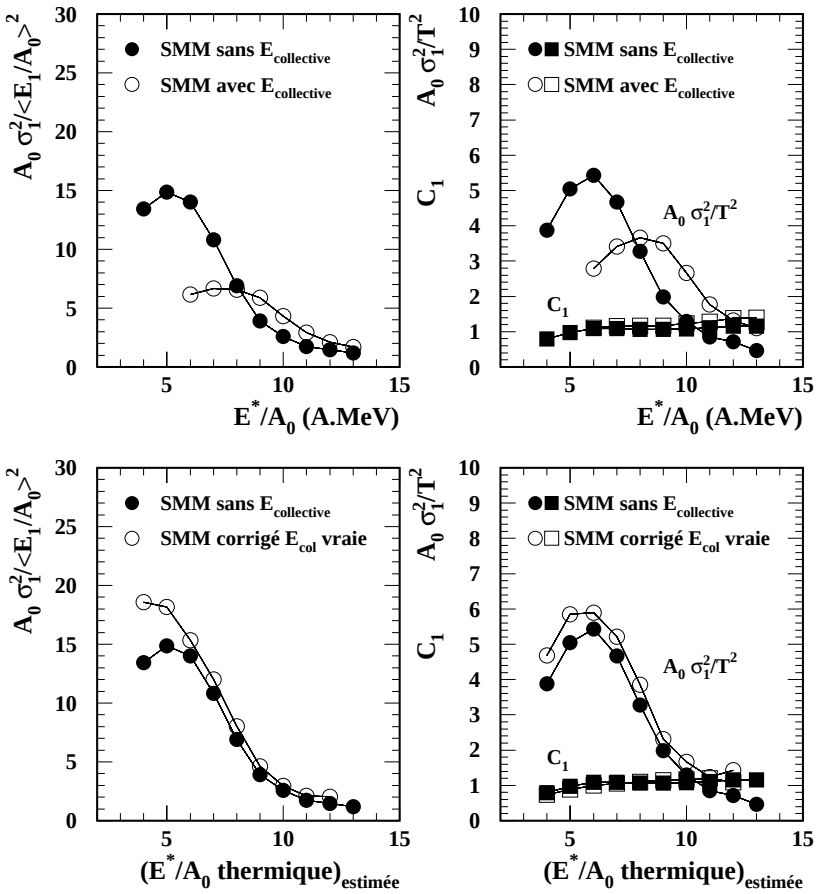


Figure VI.6: **SMM:** *comparaison des fluctuations d'énergie normalisées E_1 et de $A_0 \times \sigma_1^2/T^2$ pour deux lots de calculs SMM sans (ronds et carrés noirs) et avec (ronds et carré blancs) énergie collective, en fonction de E^*/A_0 et de $(E^*/A_0)^{estimée}_{thermique}$=$E^*/A_0$ - E^{vraie}_{col}.*

Les valeurs des fluctuations normalisées de E_1 et $A_0 \times \sigma_1^2/T^2$ sont portées sur les deux spectres du haut de la figure VI.6 en fonction de l'énergie d'excitation E^*/A_0, pour des calculs SMM avec (ronds et carrés blancs) et sans (ronds et carrés noirs) énergie collective. Nous observons une baisse globale des fluctuations normalisées et de $A_0 \times \sigma_1^2/T^2$ lors du passage sans-avec énergie collective. Le calcul purement thermique avec notre méthode redonne bien le pic attendu lorsque les fluctuations sont obtenues en utilisant directement les informations de SMM (voir figure VI.1). Pour le calcul avec $E_{collective}$ le pic est "écrasé" et la diminution du rapport "pic sur vallée" de la distribution peut remettre en cause la mise en évidence de la zone de coexistence (présence d'un maximum). En ce qui concerne la localisation de la divergence en C_t, C_1 variant peu entre les deux cas, nous observons que la clarté du signal (intersection de $A_0 \times \sigma_1^2/T^2$ avec C_1) est altérée par la distribution en énergie collective. En effet, pour le cas sans $E_{collective}$ l'intersection est bien définie, pour le cas avec $E_{collective}$ celle-ci semble factuelle et sans signification. En résumé, l'introduction d'une distribution en $E_{collective}$ modifie le signal et peut provoquer sa disparition. Pour une même énergie d'excitation (totale et non thermique) la chute des fluctuations relatives en présence de $E_{collective}$ est due à une variation de l'énergie potentielle. Sans énergie collective l'énergie d'excitation totale est purement thermique (mêmes partitions) alors qu'avec $E_{collective}$ pour une même valeur d'énergie d'excitation totale celle-ci est un mélange d'énergie thermique et collective (donc des partitions différentes) . Autant sans énergie collective il existe des fluctuations normalisées ($A_0 \times \sigma_1^2/T^2$) qui sont largement supérieures à C_1 (signe de la transition), autant avec $E_{collective}$ les fluctuations peuvent se trouver proches de la limite canonique que représente C_1.

Ainsi d'une manière générale nous pouvons en conclure la chose suivante. A l'intérieur de la zone de coexistence liquide-gaz les fluctuations sont grandes vis à vis de la limite canonique. L'adjonction d'une énergie collective même fluctuante pour ce système a non pas pour effet d'augmenter les fluctuations mais au contraire de les diminuer vers la limite canonique. Ceci est une caractéristique propre aux systèmes microcanoniques finis qui présentent une transition de phase. En d'autres termes, pour un système microcanonique fini avec une transition de phase, à l'intérieur de la zone de coexistence les fluctuations sont les plus grandes possibles pour un système purement thermique et l'adjonction de "collectif" ne fait que les diminuer. En conséquence:

- l'observation de grandes fluctuations d'énergie cinétique ne peut pas être expliquée en invoquant une distribution d'énergie collective.

- La non prise en compte de l'énergie collective peut remettre en cause l'observation du signal de la transition.

La prise en compte de l'énergie collective dans la méthode (formule VI.15) permet de recouvrer le signal. En effet la même analyse que précédemment en substituant (E^*/A_0-$E^{vraie}_{collective}$) à E^*/A_0, la partie thermique estimée par notre méthode de calorimétrie, indique que les fluctuations sont conservées pour une même partition. Les résultats de cette étude sont présentées sur les deux spectres du bas de la figure VI.6. Nous constatons que nous

sommes parvenus à retrouver les valeurs de fluctuation normalisée de E_1 et de $A_0 \times \sigma_1^2/T^2$ du calcul SMM sans énergie collective. Le léger écart entre les points sans et avec $E_{collective}$ corrigée correspond dans ce cas aux fluctuations engendrées par notre méthode de calorimétrie (rappelons que pour une même énergie thermique les partitions SMM sont strictement équivalentes, l'$E_{collective}$ modifie seulement les énergies des particules qui entrent en compte dans la procédure de calorimétrie).

VI.3.3 Méthode de correction moyenne de l'énergie collective

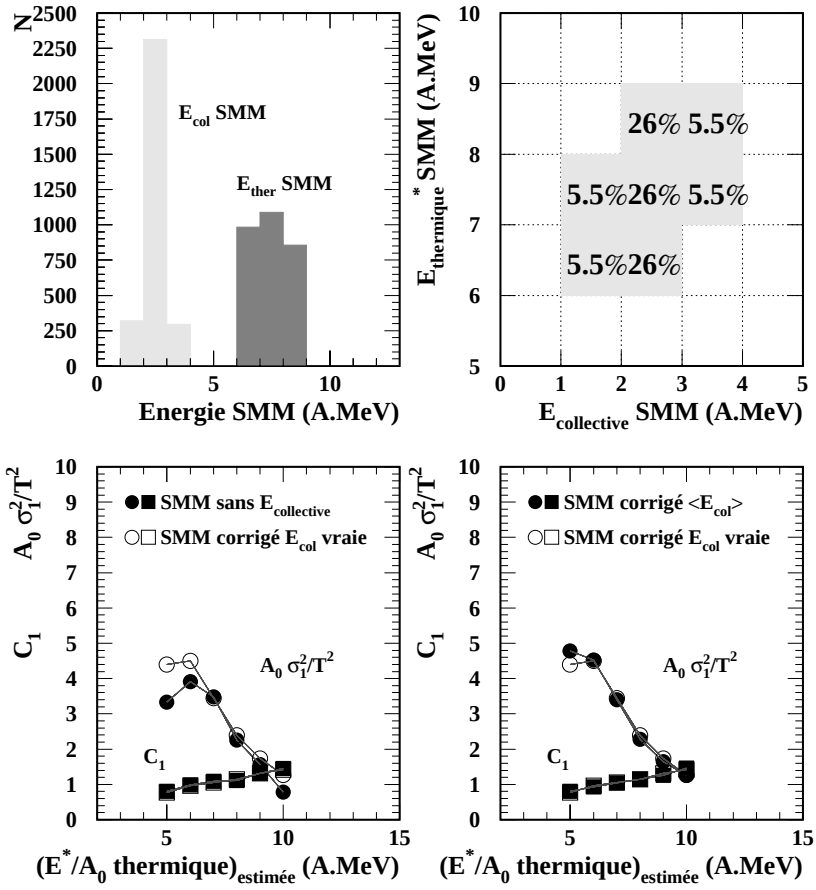


Figure VI.7: **SMM:** *Figures du haut: distributions de l'énergie thermique et de l'énergie collective utilisées dans les calculs SMM pour reproduire des événements physiquement réalistes. Figures du bas: comparaison en fonction de* $(E^*/A_0)^{estimée}_{thermique}$ *de l'évolution de* $A_0 \times \sigma_1^2/T^2$ *et* C_1 *pour des calculs SMM sans énergie collective et avec* $E_{collective}$ *corrigée par la vraie valeur* $E^{vraie}_{collective}$ *et par la valeur moyenne* $<E^{vraie}_{collective}>$.

Expérimentalement il est impossible de connaître événement par événement la vraie valeur de $E_{collective}$. Toutefois pour les données à source unique la méthode du backtracing nous a montré que la distribution d'$E_{collective}$ est étroite. Ceci nous permet de présenter une alternative expérimentale pour la mesure de C_t. Pour obtenir un lot d'événements SMM physiquement réaliste, dans le sens ou l'énergie collective est reliée à l'énergie d'excitation totale et non pas distribuée de façon homogène comme au paragraphe précédent (distribution plate), nous avons retenu parmi nos événements SMM précédents ceux permettant d'obtenir les distributions d'$E^*_{thermique}$ SMM et d'$E_{collective}$ présentées sur les deux spectres du haut de la figure VI.7. Les valeurs d'$E_{collective}$ SMM sont centrées sur une valeur la plus probable de 2 A.MeV et l'énergie thermique considérée ici sera de 6, 7 et 8 A.MeV. Suite à ce mélange des sources SMM, nous appliquons notre méthode d'estimation des diverses grandeurs en utilisant la formule VI.15. Le lot d'événements SMM considéré ici n'étant qu'un sous ensemble de celui utilisé au paragraphe précédent nous avons vérifié sur la figure VI.7 en bas à gauche que les conclusions étaient les mêmes sur une gamme en $(E^*/A_0)^{estimée}_{thermique}$ plus réduite: la correction sur la véritable valeur de l'énergie collective (points blancs) redonne les mêmes valeurs de fluctuations que les calculs SMM sans $E_{collective}$ (points noirs). Maintenant la question posée ici est la suivante: Sommes-nous capables de corriger le signal en ne connaissant que la valeur moyenne de l'énergie collective?

Pour cela nous allons évaluer de deux façons différentes la partie thermique de l'énergie cinétique au "freeze-out". La première correction correspond à la prise en compte de la vraie valeur de $E_{collective}$ pour chaque calcul SMM (formule VI.16). La deuxième correspond à une correction moyenne dans la formule VI.15 en prenant pour tous les événements SMM la valeur moyenne de la distribution de l'énergie collective (i.e. $<E^{vraie}_{collective}>=2$ A.MeV, formule VI.18).

$$E_1 = E^* - E_2 = E^* + m_0 - \sum_{i=1}^{M} m_i - E_{Coul} - E^{vraie}_{Collective} \times A_0 \qquad \text{(VI.16)}$$

$$E^{estimée}_{thermique} = E^* - E^{vraie}_{Collective} \times A_0 \qquad \text{(VI.17)}$$

$$E_1 = E^* - E_2 = E^* + m_0 - \sum_{i=1}^{M} m_i - E_{Coul} - < E^{vraie}_{Collective} > \times A_0 \qquad \text{(VI.18)}$$

$$E^{estimée}_{thermique} = E^* - < E^{vraie}_{Collective} > \times A_0 \qquad \text{(VI.19)}$$

Le spectre en bas à droite sur la figure VI.7 indique l'évolution, en fonction de l'énergie thermique estimée $(E^*/A_0)^{estimée}_{thermique}$, de $A_0 \times \sigma_1^2/T^2$ et de C_1. Nous constatons que les deux méthodes redonnent des valeurs très similaires et que l'intersection est localisée à la même valeur pour la correction vraie et la correction moyenne.

Pour aller encore plus loin dans l'étude d'un lot d'événement SMM présentant les fluctuations (de toutes origines) les plus proches possible d'un système physique, nous allons

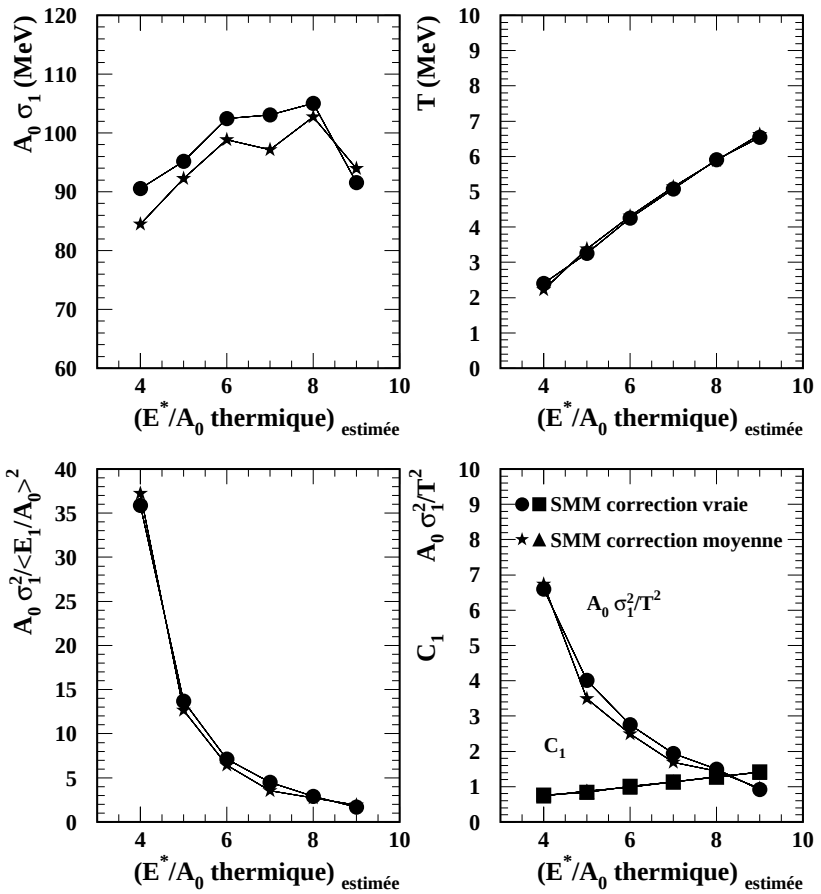


Figure VI.8: **SMM:** *variation des fluctuations sur E_1 ($A_0 \times \sigma_1$), de la température T, des fluctuations normalisées sur E_1 ($A_0 \times \sigma_1^2/<E_1/A_0>^2$) et de $A_0 \times \sigma_1^2/T^2$ et C_1 pour des distributions de variables sources (s) SMM obtenues par la méthode du backtracing au chapitre V et visible sur la figure V.7. Les valeurs des variables et de $(E^*/A_0)^{thermique}_{estimée}$ sont obtenues une première fois en corrigeant de la vraie valeur de $E^{vraie}_{collective}$ de SMM (ronds et carrés noirs) et dans une deuxième étape (étoiles et triangles noirs) en corrigeant de $<E^{vraie}_{collective}>$=2.5 A.MeV correspondant à la valeur moyenne de la distribution, voir figure V.7.*

utiliser le résultat du backtracing avec SMM présenté au chapitre V pour le système Xe + Sn à 50 A.MeV. Plusieurs calculs SMM avec différentes tailles de source, différentes énergies thermiques et différentes énergies collectives sont mélangés pour effectuer cette analyse. La distribution des différentes sources est celle présentée sur la figure V.7 pour le cas $\rho_0/6$. L'énergie collective varie de 0 à 6 A.MeV, elle a pour valeur moyenne 2.5 A.MeV pour cette densité de "freeze-out" considérée. Cette distribution de variables sources SMM reproduit les données Xe + Sn à 50 A.MeV à source unique. Il est à noter que notre méthode sélectionne une taille de source de $\pm 10\%$ autour de la valeur moyenne, ceci a pour

effet de ne retenir qu'une partie des distributions originelles. Toutefois les distributions en $E_{collective}$ et en énergie thermique ne sont que légèrement modifiées, seule la distribution en taille se restreint en éliminant des événements dans la partie basse.

La figure VI.8 présente les variations de cinq variables reconstruites avec les deux corrections en $E_{collective}$ en fonction de l'estimation de l'énergie thermique au "freeze-out". Pour $A_0 \times \sigma_1^2$, la différence entre les deux méthodes de correction de l'énergie collective est faible. La température, les fluctuations normalisées de E_1 et les deux paramètres qui entrent dans la calcul de C_t sont aussi identiques pour les deux méthodes. Il s'ensuit que la localisation de la divergence en C_t est trouvée au même endroit pour les deux corrections en énergie collective. Le signe de C_t n'est pas altéré en utilisant une correction moyenne sur l'énergie collective. Les fluctuations sur l'$E_{collective}$, à partition équivalente, n'induisent donc pas pour ce lot de calculs SMM réaliste (i.e. proche des données expérimentales) une perte de signification sur le signal en C_t.

En revanche, pour ce qui concerne la localisation de la divergence sur l'échelle en énergie d'excitation nous avons pu observer une variation avec les lots d'événements SMM utilisés. Proche de 10 A.MeV pour un lot de calcul SMM entre 4 et 12 A.MeV d'énergie thermique figure (VI.3) et de 9 A.MeV pour un lot plus restreint (figure VI.7), les résultats concernant le backtracing indiquent une divergence de C_t vers $\simeq$8 A.MeV (figure VI.8). Plusieurs raisons à cet effet: la première concerne notre calorimétrie dont les résultats sur l'estimation de E^*/A_0 donnent un écart par rapport à la valeur vraie, théorique de SMM, qui n'est pas exactement linéaire sur toute la gamme en énergie d'excitation. Nous constatons sur la figure VI.2 un écart pour la valeur la plus probable de E^*/A de 0 A.MeV à E^*_{SMM}=4 A.MeV et de 1 A.MeV à E^*_{SMM}=8 et 12 A.MeV. Ce faible écart influence notre étude car nous l'avons mené par pas de 1 A.MeV. De plus la sélection des particules légères Z=1, 2 entre 60^o et 120^o dans le centre de masse qui provoque un élargissement dans la distribution en énergie d'excitation reconstruite influence la position de la divergence sans toutefois la faire disparaître. Notre calorimétrie qui utilise une formule du type goutte liquide pour les fragments est en partie responsable de ces écarts. Nous avons pu constater que la variation de la position est d'autant plus importante que le mélange de sources SMM d'énergies thermiques différentes était grand. Les résultats du backtracing nous ayant montré que la distribution d'énergie thermique reproduisant les résultats expérimentaux est étroite ($\simeq$6-7.5 A.MeV pour une énergie de bombardement de 50 A.MeV et $\simeq$4-6 A.MeV à 32 A.MeV) nous ne nous attendons pas à un écart très important de la localisation de la divergence de la chaleur massique totale dans nos données par rapport à la valeur exacte.

En conclusion, en utilisant le modèle SMM, nous avons montré que même en ne connaissant pas la valeur exacte de l'énergie collective événement par événement, il est possible de recouvrer le comportement de la chaleur massique en fonction de l'énergie d'excitation thermique en effectuant une correction sur la valeur moyenne de la distribution d'$E_{collective}$. Ajoutons que cette correction est nécessaire car nous avons vu que la présence d'énergie collective peut nuire à l'observation du signal de la transition de phase. En effet à la

transition, pour un système microcanonique fini purement thermique, les fluctuations sont maximales. Enfin nous devons garder à l'esprit qu'il est plus important de constater que nous avons bel et bien un signal plutôt que de se focaliser sur sa position exacte car nous ne disposons que d'une estimation de l'énergie d'excitation thermique.

VI.4 Résultats expérimentaux

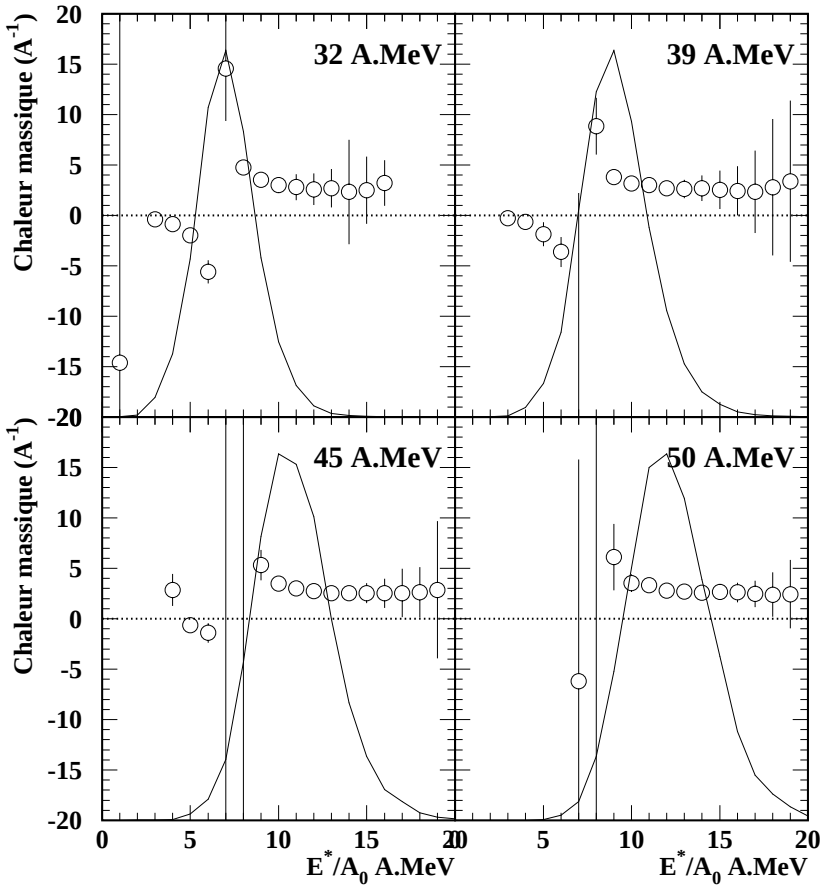


Figure VI.9: **Xe + Sn 32, 39, 45, 50 A.MeV source unique:** *évolution de la chaleur massique totale C_t, points blancs, en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon E^*/A_0, pour quatre énergies faisceau incidentes. Les histogrammes représentent la distribution d'E^*/A_0 évaluée par calorimétrie.*

Après avoir validé la méthode d'obtention d'un signal de la transition de phase, au moyen du modèle de multifragmentation statistique SMM, nous l'avons appliqué à nos données expérimentales. Les résultats de cette analyse sont reportés sur la figure VI.9, pour quatre énergies faisceau incidentes, de 32 à 50 A.MeV, pour le système Xe + Sn à

source unique ($\theta_{flot} \geq 60^o$). Sur ces figures, les histogrammes représentent les distributions d'énergie d'excitation évaluée par calorimétrie et les points blancs les valeurs de la chaleur massique totale C_t.

Nous voyons nettement sur ces figures, à 32 et 39 A.MeV, apparaitre une "branche négative", puis une valeur positive pour la chaleur massique totale C_t, la transition s'opérant vers $\simeq$7 A.MeV. Dans le papier [D'AGOSTINO+99d], il est intéressant de noter que, pour la même méthode, dite "MMMC", la transition s'opère également à $\simeq$7 A.MeV. En revanche pour Xe + Sn à 50 A.MeV, là où la statistique est suffisante, la chaleur massique totale semble prendre une valeur positive, correspondant à la zone de surcriticité.

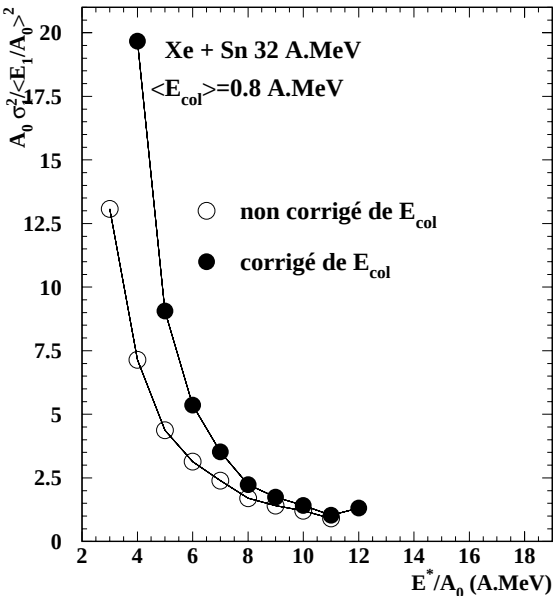


Figure VI.10: **Xe + Sn 32 A.MeV:** *comparaison pour les événemnts Xe + Sn à 32 A.MeV à source unique des fluctuations normalisées de E_1 avec (points noirs) et sans (points blancs) corrections sur la valeur moyenne de l'énergie collective $<E_{col}>=0.8$ A.MeV, en fonction de E^*/A_0.*

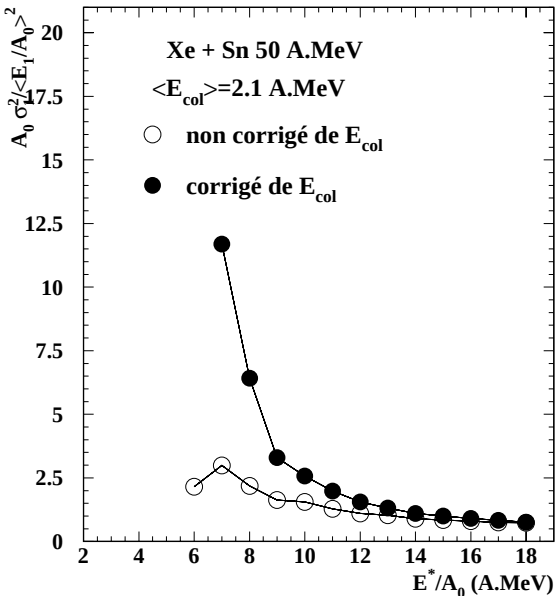


Figure VI.11: **Xe + Sn 50 A.MeV:** *comparaison pour les événements Xe + Sn à 50 A.MeV à source unique des fluctuations normalisées de E_1 avec (points noirs) et sans (points blancs) corrections sur la valeur moyenne de l'énergie collective $<E_{col}>=2.1$ A.MeV, en fonction de E^*/A_0.*

Cependant nous avons vu aux chapitres précédents, que l'étude de nos événements Xe + Sn à source unique nous avait permis d'extraire une valeur d'énergie collective d'expansion comprise entre $\simeq$0.8 A.MeV à 32 A.MeV d'énergie faisceau incidente et $\simeq$2.1 A.MeV pour 50 A.MeV. Cette énergie collective, nous venons de le voir aux paragraphes précédents, va diminuer les fluctuations. Cela peut donc perturber la mise en évidence du signal de la transition de phase avec la méthode que nous employons. Nous avons vu avec le modèle

SMM que la correction sur la valeur moyenne de la distribution de $E_{collective}$ permettait de recouvrer les fluctuations de la partie thermique de l'énergie cinétique et d'observer le signal de la divergence de la chaleur massique, voir figure VI.8. Nous avons donc pour notre analyse expérimentale utilisé la formule VI.15 en prenant $<E_{col}>$=0.8 A.MeV et 2.1 A.MeV respectivement pour une énergie faisceau incidente de 32 et 50 A.MeV. Les figures VI.10 et VI.11 présentent les fluctuations normalisées de E_1 en fonction de la valeur E^*/A_0. Nous constatons que, comme pour le modèle SMM, la correction sur l'énergie collective augmente les fluctuations sur E_1.

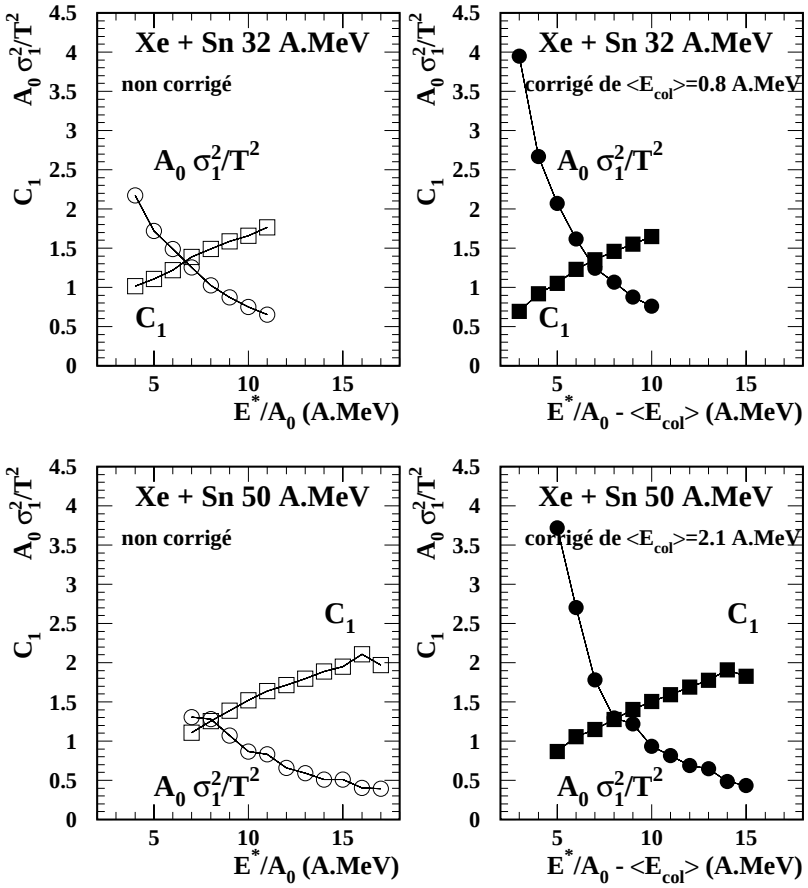


Figure VI.12: **Xe + Sn 32 et 50 A.MeV:** *pour les événements Xe + Sn à 32 et 50 A.MeV à source unique, évolution des fluctuations $A_0 \times \sigma_1^2/T^2$ et de la chaleur massique C_1 en fonction de E^*/A_0 pour des calculs sans (points blancs) et avec (points noirs) correction de l'énergie collective moyenne $<E_{col}>$.*

En conséquence nous voyons sur la figure VI.12 que les fluctuations d'energie E_1, $A_0 \times \sigma_1^2/T^2$, sont également plus importantes après la correction qu'avant. Surtout le signal de la transition qui n'apparaissait pas à 50 A.MeV est maintenant bien visible, voir figure

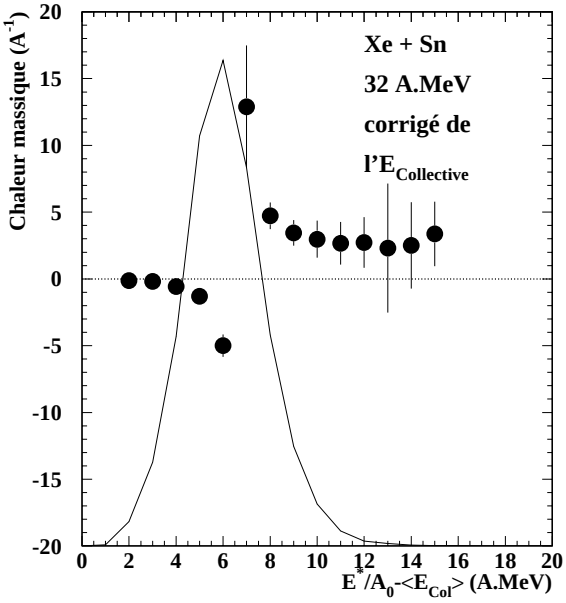


Figure VI.13: **Xe + Sn 32 A.MeV:** *évolution de la chaleur massique totale C_t, points noirs, en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon E^*/A_0-$<E_{collective}>$, pour les réactions Xe + Sn à 32 A.MeV, à source unique. L'histogramme représente la distribution d'E^*/A_0 évaluée par calorimétrie et corrigée de l'énergie d'expansion collective $<E_{Collective}>$=0.8 A.MeV.*

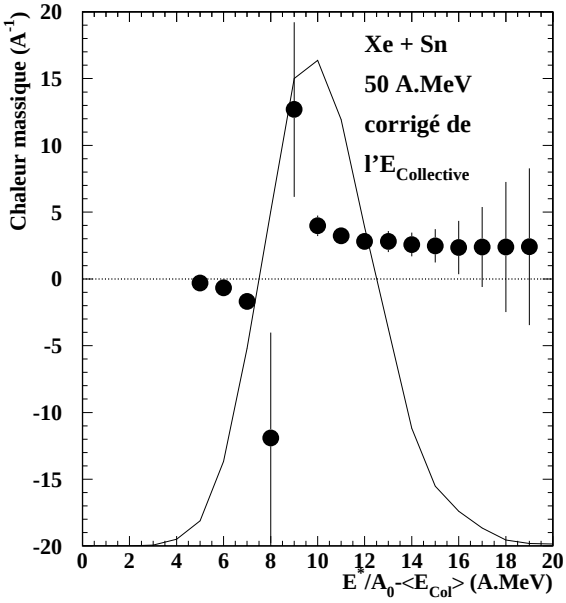


Figure VI.14: **Xe + Sn 50 A.MeV:** *évolution de la chaleur massique totale C_t, points noirs, en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon E^*/A_0-$<E_{collective}>$, pour les réactions Xe + Sn à 50 A.MeV, à source unique. L'histogramme représente la distribution d'E^*/A_0 évaluée par calorimétrie et corrigée de l'énergie d'expansion collective $<E_{Collective}>$=2.1 A.MeV.*

VI.14. Pour les événements à 32 A.MeV en revanche le signal n'est pas perturbé mais sans doute la valeur d'énergie collective est elle trop faible pour atténuer le signal de la divergence, figure VI.13.

Notons également qu'en toute rigueur nous devrions tenir compte des particules légères émises avant la brisure de la source, celles-ci furent mises en évidence dans les chapitres précédents. En effet ces particules ne devraient pas faire partie du système à la cassure. Nous avons donc éliminé les particules de charge Z=1, 2 présentant une grande énergie en reprenant les coupures utilisées à la fin du chapitre V:

- à 32 A.MeV sont enlevés les protons d'$E_{CM} \geq 30$ MeV, les deutons d'$E_{CM} \geq 30$ MeV, les tritons d'$E_{CM} \geq 50$ MeV et tous les héliums 3.
- à 50 A.MeV sont enlevés les protons d'$E_{CM} \geq 30$ MeV, les deutons d'$E_{CM} \geq 40$ MeV, les tritons d'$E_{CM} \geq 60$ MeV et tous les héliums 3.

Les résultats de cette nouvelle analyse sont présentés sur la figure VI.15. Peu de variations sont visibles, le nombre de points significatifs a diminué du fait que la distribution en

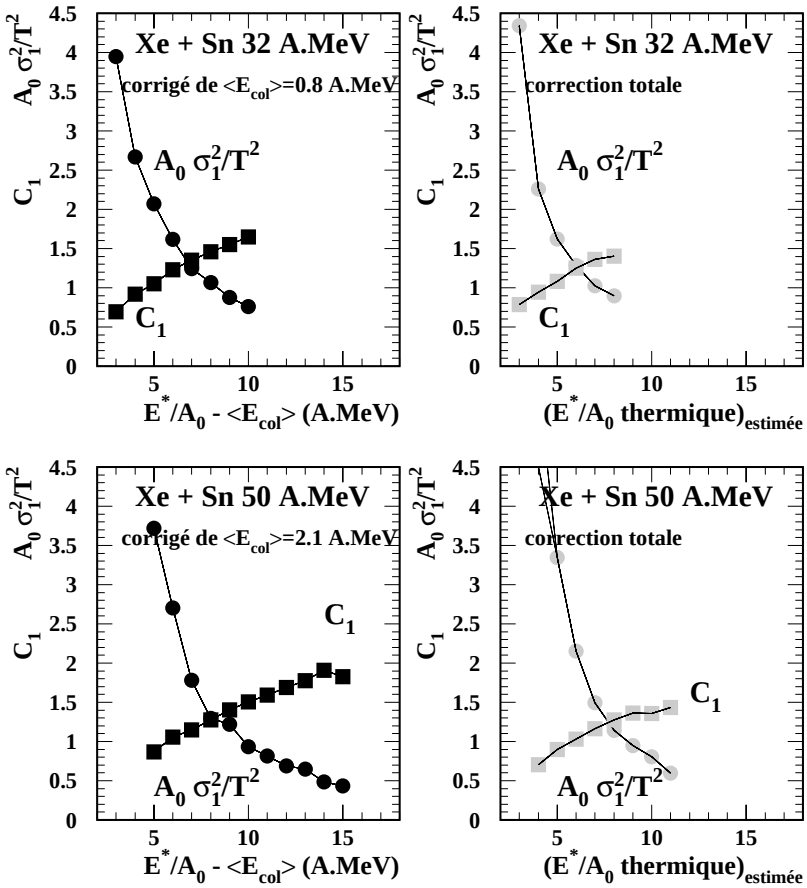


Figure VI.15: **Xe + Sn 32 et 50 A.MeV:** *pour les événements Xe + Sn à 32 et 50 A.MeV à source unique, évolution des fluctuations $A_0 \times \sigma_1^2/T^2$ et de la chaleur massique C_1 en fonction de E^*/A_0 pour des calculs avec (points noirs) correction de l'énergie collective moyenne $<E_{col}>$ et avec (points gris) une correction totale à la fois sur $<E_{col}>$ et sur les particules légères émises avant la phase de brisure de la source.*

énergie d'excitation est devenue plus étroite. Le signal de la transition est conservé dans les deux cas et sa position est restée identique (croisement entre $A_0 \times \sigma_1^2/T^2$ et C_1). Peu de particules sont enlevées événements par événements et de plus tous les fragments sont conservés. Les partitions étant essentiellement dominées par eux, enlever quelques particules légères a peu de conséquences. Nous avons résumé les différentes étapes sur les figures VI.16 et VI.17 pour Xe + Sn à 32 et 50 A.MeV. L'énergie d'excitation totale obtenue par calorimétrie est indiquée (spectres en blanc) ainsi que l'énergie d'excitation thermique de la source à la brisure (spectres en gris). L'énergie thermique est obtenue en ôtant l'énergie collective et l'énergie emportée par les particules émises avant la brisure de la source. Cette dernière est une estimation dans la mesure où il est difficile d'effectuer une correction exacte événement par événement. Enfin la variation de la chaleur massique de la source thermique

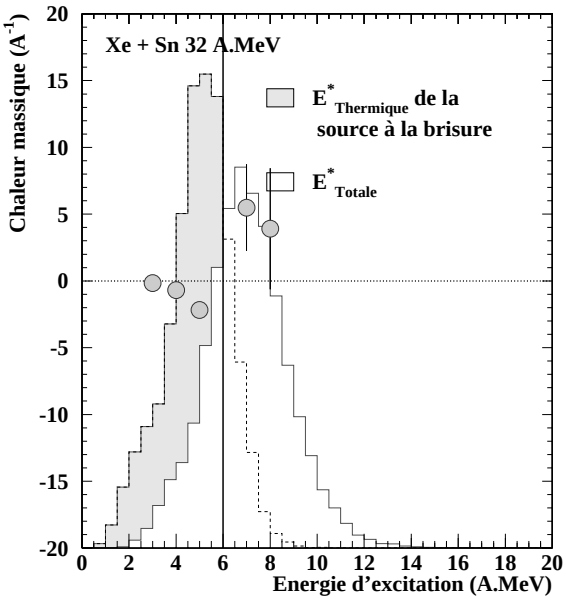


Figure VI.16: **Xe + Sn 32 A.MeV:** *évolution de la chaleur massique totale C_t, points gris, en fonction de l'énergie d'excitation, pour les réactions Xe + Sn à 32 A.MeV, à source unique. L'histogramme en blanc représente la distribution d'énergie d'excitation totale brute telle que nous l'avons estimée par calorimétrie au chapitre III. L'histogramme en gris représente la distribution d'$(E^*/A_0)^{estimée}_{thermique}$ obtenue en évaluant E^*/A_0 par calorimétrie en enlevant les particules légères émises avant la brisure (protons (E_{CM} $\geq$30 MeV), deutons (E_{CM} $\geq$30 MeV), tritons (E_{CM} $\geq$50 MeV) et tous les ^{3}He) et corrigée de l'énergie d'expansion collective $<E_{Collective}>$=0.8 A.MeV.*

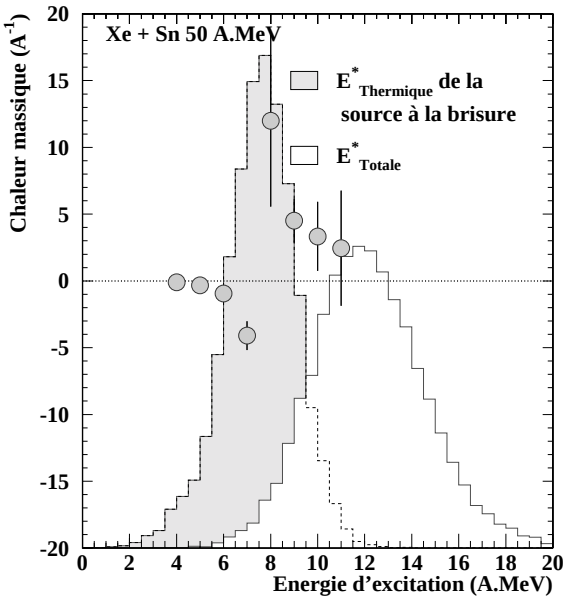


Figure VI.17: **Xe + Sn 50 A.MeV:** *évolution de la chaleur massique totale C_t, points gris, en fonction de l'énergie d'excitation pour les réactions Xe + Sn à 50 A.MeV, à source unique. L'histogramme en blanc représente la distribution d'énergie d'excitation totale brute telle que nous l'avons estimée par calorimétrie au chapitre III. L'histogramme en gris représente la distribution d'$(E^*/A_0)^{estimée}_{thermique}$ obtenue en évaluant E^*/A_0 par calorimétrie en enlevant les particules légères émises avant la brisure (protons (E_{CM} $\geq$30 MeV), deutons (E_{CM} $\geq$40 MeV), tritons (E_{CM} $\geq$60 MeV) et tous les ^{3}He) et corrigée de l'énergie d'expansion collective $<E_{Collective}>$=2.1 A.MeV.*

est reportée pour les deux systèmes (points gris). Celle-ci indique que nos données peuvent être interprétées dans le cadre microcanonique d'une transition de phase du premier ordre.

Il faut remarquer également que, contrairement aux résultats de Michela D'Agostino et al, sur l'étude du quasi projectile d'or, nous n'observons pas pour C_t de deuxième "branche positive" à faible énergie d'excitation (partie liquide). Le fait d'avoir sélectionné des collisions amenant à la formation de source unique, a éliminé les événements les moins dissipatifs. Il sera intéressant, dans une deuxième étape, de vérifier ce que donne la même

analyse sur le quasi projectile de Xe et voir si nous retrouvons le même comportement, notamment dans le domaine 0-4 A.MeV d'énergie d'excitation.

En conclusion, nous avons utilisé dans ce chapitre une méthode de détermination de la chaleur massique totale, basée sur la mesure des fluctuations d'énergie cinétique de la partie thermique d'une source équilibrée pour signer la transition de phase de la matière nucléaire. En effet pour un système microcanonique la zone de coexistence liquide-gaz est caractérisée par des valeurs négatives de C_t alors que dans les régions liquide et gaz C_t est positive. Les passages de l'état liquide-zone de coexistence et de l'état gaz-zone de coexistence seront alors marqués par la divergence de C_t. Cette méthode a été validée au moyen du modèle de multifragmentation statistique SMM qui présente une transition. Nous avons pu ainsi voir une branche négative puis une branche positive pour des calculs correspondant à une énergie d'excitation allant de 4 à 12 A.MeV. Ce modèle nous a permis de mesurer les effets induits par la présence d'énergie collective d'expansion et de les corriger. Pour un système microcanonique dans la région de coexistence liquide-gaz les fluctuations sont maximales. Ajouter un mouvement collectif ordonne le système et en conséquence diminue l'amplitude des fluctuations. Dans les résultats des calculs SMM une correction sur la valeur moyenne de la distribution de $E^{SMM}_{collective}$ événement par événement à permis de retrouver le signal de la transition. Les événements Xe + Sn à source unique présentant le caractère d'une expansion collective, nous avons introduit cette correction supplémentaire dans la détermination expérimentale des valeurs de C_t. Cela nous a permis de mettre en évidence la transition de phase de la matière nucléaire chaude formée dans les collisions d'ions lourds. La localisation de la transition quant à elle est beaucoup plus sujette à notre méthode d'estimation de l'énergie d'excitation et de la reconstruction des partitions primaires, en conséquence mieux vaut insister sur la présence d'un signal que sur sa position exacte sur l'échelle en E^*.

Conclusions

Tout au long de ce travail, nous avons pu, grâce aux bonnes qualités du multidétecteur INDRA, mettre en évidence le caractère de l'équilibre thermique des collisions Xe + Sn de 32 à 50 A.MeV menant à la formation d'une source de matière, contenant l'essentiel de la masse des deux partenaires initiaux. Ceci a pu être fait en tenant compte du processus évolutif de la réaction. Cette évolution temporelle a pu être mise en évidence en grande partie par l'étude des particules légères. Ces dernières sont créées tout au long de la réaction, avant, pendant et après la brisure de la source. Nous avons ainsi pu expliquer pourquoi un modèle de multifragmentation statistique, comme SMM, qui ne considère la réaction qu'à l'instant où apparaissent les fragments ("freeze-out") était capable de reproduire les caractéristiques de ceux-ci, alors qu'il échouait totalement dans ses prédictions pour les particules légères.

Nous avons essayé de déconvoluer tous ces processus par l'étude du flot latéral et par la confrontation croisée de différents modèles, à la fois dynamiques (BNV, EES) et statistiques (SMM, QSM), avec les données expérimentales. Cela nous a permis de conclure sur la validité de l'équilibre thermodynamique pour les événements à source unique sélectionnés: équilibre à la fois au moment de la brisure du système en fragments ("freeze-out") mais également pendant la phase d'expansion.

Au final cela nous a permis de décrire un scénario complet quant à la multifragmentation dans les collisions centrales Xe + Sn pour des énergies de bombardement allant de 32 à 50 A.MeV. Au début de la collision, des nucléons du projectile et de la cible ne sont pas piégés par le champ moyen et ne participent pas à la réaction. Nous les retrouvons principalement dans la direction du faisceau, c'est-à-dire vers zéro et cent quatre vingts degrés dans le centre de masse. L'essentiel de la matière subit ensuite une phase de compression sous la violence du choc, pouvant atteindre 1.2 fois la densité normale des noyaux. Cette étape, prédite par les modèles dynamiques, comme BNV, est corroborée par le fait qu'une simple pression thermique superposée à la répulsion coulombienne n'est pas capable de reproduire les énergies cinétiques des particules. L'accord est obtenu en ajoutant une énergie collective "mécanique", provenant du fait que la matière a été comprimée et subit un rebond. Cette collectivité est trouvée sur les fragments et les particules légères

Après la compression le système se dilate et du fait de son très fort degré d'excitation une partie significative de matière s'échappe. Cette partie perdue par le système donne

naissance à des particules légères de grande énergie dont la composition chimique reflète l'isospin de la source. Cette phase est équilibrée en ce sens que cette masse perdue peut être interprétée comme un gaz de particules chaud autour de la source multifragmentante en expansion. Ce gaz lorsqu'il est modélisé avec QSM nous permet de bien reproduire la partie haute énergie des spectres des isotopes légers, proton, deutons, tritons et héliums 3. Ceci avec des valeurs de température, énergie d'expansion, énergie coulombienne... en accord avec les prédictions obtenues par le modèle dynamique BNV à ces instants.

La partie liquide du système se trouve à basse densité lorsque les fragments apparaissent. Leurs caractéristiques (taille, asymétrie, énergie moyenne...) sont correctement reproduites par le modèle de multifragmentation statitiques (SMM), une fois pris en compte tous les processus précédemment évoqués (perte de masse et donc refroidissement, énergie de compression ...). Tout indique que l'isospin de la source est celui du système initial et que le rapport N/Z est conservé jusqu'à la brisure. Nous avons montré que les observables statiques ne fournissent pas suffisament d'information pour mesurer le volume de "freeze-out". Une étude plus poussée, basée sur le backtracing (méthode inverse), a confirmé ce point. La faible variation de l'énergie coulombienne due au changement de volume peut être compensée par l'énergie thermique de telle façon que l'énergie disponible pour générer les partitions soit constante. Cette procédure nous a toutefois permis de visualiser dans quelles proportions s'étendaient la distribution de la taille, de l'énergie d'excitation (totale, thermique et collective) de la source SMM qui reproduisait au mieux nos données expérimentales à 32 et 50 A.MeV. Ces résultats ont confirmé ceux obtenus avec l'événement le plus probable sur les variables statiques. Seule la détermination de la taille de la source n'a pas pu être corroborée par le backtracing. Le calcul s'est en effet avéré sensible aux choix de la définition des IMF ($Z \geq 3$ ou $Z \geq 6$), toutefois une confrontation avec les résultats obtenus sur les particules légères ($Z \leq 2$) a levé l'ambiguïté en effectuant une simple conservation du nombre baryonique total. Les tailles de source correspondant à la taille totale du système ont été éliminées du fait que nous avons montré l'existence d'une émission avant cassure de particules de grandes énergies (essentiellement protons, deutons, tritons et hélium 3 pour ce qui concerne les chargées).

Enfin pour terminer, nous avons présenté le résultat d'une étude tendant à démontrer l'existence de la transition de phase liquide-gaz dans la matière nucléaire. Cette méthode, basée sur la mesure de fluctuations d'énergie d'un système fini, décomposé en deux sous ensembles, regroupant d'une part l'énergie cinétique et d'autre part l'énergie potentielle, indique que la transition est marquée par la divergence de la chaleur massique totale C_t. Dans un premier temps nous avons pu valider notre méthode au moyen du modèle de multifragmentation statistique SMM qui présente une transition. Le signal de la divergence de C_t a ainsi pu être observé. Dans une deuxième étape nous avons mesuré l'influence de l'énergie collective mise en évidence dans les données expérimentales et nous avons pu corriger de ses effets. En effet, pour un système microcanonique présent dans la zone de coexistence liquide-gaz les fluctuations sont maximales. Toute contribution supplémentaire, comme l'énergie collective d'expansion, va diminuer ces fluctuations (on ordonne le

système). Le résultat est que le signal peut, en cas de grande valeur de $E_{collective}$, avoir tendance à disparaître. Nous avons pu montrer qu'une correction, même en moyenne, de l'énergie collective permettait de retrouver le signal. De plus celui-ci est robuste sous les contraintes expérimentales (dispositif de détection, sélection...). Cependant la détermination de la position de la transition est plus sujette à notre méthode et donne seulement un ordre de grandeur plus qu'une valeur bien précise. En conséquence, il est plus important de constater que nous observons bel et bien un signal plutôt que de se focaliser sur la localisation de la divergence de la chaleur massique totale.

Pour les réactions Xe + Sn à source unique, à 32 et 39 A.MeV, nous observons bien ce changement de signe. C'est également le cas à plus grande énergie incidente (45 et 50 A.MeV), quand nous tenons compte de l'énergie d'expansion collective, plus importante dans ce domaine, dans la décomposition en énergie potentielle.

Ce signal de l'existence d'une transition de phase du premier ordre dans la matière nucléaire peut s'expliquer par la forte correspondance entre l'interaction nucléon-nucléon et les forces intermoléculaire dans les fluides de Van der Waals. La multifragmentation des noyaux a souvent été associée à la manifestation de la transition liquide-gaz. Nous avons ici, dans le cas des événements à source unique, observé le passage entre la zone de coexistence liquide-gaz et la zone "gaz" (surcritique). Pour aller plus loin dans ce sens, il sera intéressant de faire la même étude sur les quasi-projectiles de xénon, qui permettent de disposer d'une gamme plus étendue en énergie d'excitation, voir si persistance du signal il y a et montrer la divergence marquant le passage entre la zone "liquide" (souscritique) et la zone de coexistence. Il sera de même intéressant de mesurer l'influence de l'isospin sur ce signal avec les données INDRA de la troisième et quatrième campagnes et sur des études futures sous accélérateurs de faiceaux exotiques.

Nous avons, dans le cadre de ce travail, voulu traiter l'aspect purement thermodynamique de la matière nucléaire et nous avons vu que nous parvenions à reproduire l'ensemble des étapes conduisant à la multifragmentation dans les collisions centrales étudiées. Cependant, le mode de production des fragments reste encore débattu. Des travaux [FRANKLAND98], [RIVET+99], penchent dans le sens d'une décomposition spinodale, c'est-à-dire que la "source chaude" de matière pénètre dans une zone du diagramme de phase où les fluctuations (mécaniques) sont amplifiées et provoquent la brisure. D'autres travaux [NGUYEN98], basés sur l'estimation du temps du processus de multifragmentation, indiquent que ce temps serait trop court pour ce genre de phénomène sans toutefois prendre en compte que les fluctuations peuvent être initiées plus en amont. Il faut noter que des calculs, basés sur le modèle QMD, parviennent à reproduire certaines observables expérimentales correspondant à des grands paramètres d'impact de la réaction Xe + Sn, [TIREL98] mais échouent à prédire des événements à flot supérieur à soixante degrés.

Une des tâches qui incombe maintenant aux physiciens est d'opérer le lien entre les événements à source unique, que nous venons d'étudier, et les processus qui surviennent expérimentalement en deçà d'un angle de flot de soixante degrés. Différents résultats sur "l'émission de mi-rapidité", [LUKASIK+97], [DORÉ+98], [LEFORT+99], montrent que celle ci est de plus en plus abondante au fur et à mesure que le paramètre d'impact diminue. Faut

il alors interpréter les collisions centrales comme n'étant que de l'émission à "mi-rapidité" ou une source participante dont la taille augmenterait avec la violence de la collision? Peut être également que les événements à source uniques étudiés ici ne représentent qu'une voie de décroissance particulière pour les réactions les plus centrales ou seulement une partie des événements de "fusion" Xe + Sn.

Ces considérations de mécanismes de réaction n'ont pas été traitées dans ce mémoire. Nous nous sommes attachés à montrer qu'un lot d'événements cohérents, c'est-à-dire un ensemble statistique qui regroupe les réalisations physiques d'une source de matière nucléaire excitée peut être expliqué dans le cadre de l'équilibre thermodynamique d'un système microcanonique fini avec une transition de phase liquide-gaz du premier ordre.

Annexe A

Présentation de SMM

SMM (statistical multifragmentation model), encore appelé SMFM ou modèle de Copenhague [BONDORF+85a], [BONDORF+85b], [BONDORF+95], est un code de description statistique de la multifragmentation basé sur l'équilibre thermodynamique. La version utilisée dans ce mémoire est la version dite de "Moscou".

A.1 Généralités

Le modèle SMM décrit la multifragmentation à partir du "freeze-out", c'est-à-dire à l'instant où les préfragments sont suffisamment distants pour que la force nucléaire cesse d'intervenir. Il est basé sur la notion d'équilibre et les partitions, c'est-à-dire la nature des préfragments (charge, masse, énergie d'excitation propre) sont gouvernées par les poids statistiques qui sont calculés dans l'ensemble thermodynamique par une méthode Monte-Carlo. SMM conserve l'énergie, le nombre de constituants (nombre baryonique, charge...) dans un volume défini, toutefois il n'est pas un modèle microcanonique comme MMMC [GROSS90]. En effet dans le domaine en énergie d'excitation étudié dans ce mémoire et en étant schématique, SMM génère les partitions d'une manière macrocanonique puis en effectue un traitement microcanonique. Cette méthode a peu ou pas d'influence sur le résultat final des partitions générées [BONDORF+95].

Les préfragments dans SMM sont suceptibles de contenir une énergie d'excitation propre basée sur la notion de bain thermique. Connaissant la valeur de la température on calcule l'énergie d'excitation moyenne de chaque fragment (avec β la valeur de la tension de surface):

$$E^*_{A,Z}(T) = E_{A,Z}(T) - E_{A,Z}(0) = A\frac{T^2}{\epsilon_0} + (\beta(T) - T\frac{d\beta(T)}{dT} - \beta_0).A^{\frac{2}{3}}$$

Il n'y a pas d'énergie d'excitation pour les "clusters" de masse A<4, par contre, pour tenir compte des nombreux états excités des particules alphas, on leur attribue une valeur $E^*_{4,2}(T) = 4\frac{T^2}{\epsilon_0}$.

L'énergie thermique des fragments obéit à la loi de Maxwell-Boltzmann:

$$\frac{dN_{A,Z}}{dE} \sim \sqrt{E}.exp\frac{-E}{T}$$

A.2 Volume de "freeze-out"

Les fragments chauds ainsi générés sont ensuite rangés dans une sphère de volume déterminée par la taille de la source et sa densité au freeze-out (paramètres d'entrée du modèle). Ils sont supposés sphériques et le placement requiert uniquement qu'ils ne se chevauchent pas, il n'y a donc pas de distance minimale entre eux. En fait, seul le centre des fragments est confiné à l'intérieur du volume lors du tirage ce qui fait que le volume "réel" est un peu plus grand que le volume de "freeze-out". Néanmoins, cela impose quelques contraintes particulières. Notamment pour une partition d'un noyau d'or menant à deux fragments de même taille le volume minimum est de $4V_0$ (où V_0 est le volume de la source à la densité normale 0.17 nucléons par fm^3). S'ils sont de tailles différentes on peut descendre à 3 voir $2V_0$ selon l'énergie d'excitation qui est responsable d'une plus ou moins grande asymétrie du système. Le volume limite est ainsi de $1.35V_0$ dans le cas de nucléons libres. Le placement se fait par ordre de masse décroissante et si une partition ne satisfait pas à tous ces critères géométriques alors elle est rejetée. C'est ainsi que selon le choix de la valeur de la densité au "freeze-out", notamment les grandes valeurs, il faut veiller à ce que le taux de rejet ne soit pas trop important de façon à ne pas favoriser des configurations particulières.

A.3 Désexcitation secondaire

Ensuite, les fragments chauds subissent une propagation définie par les équations du mouvement de Newton. Chaque particule chargée se déplace dans le champ coulombien engendré par les autres. La résolution numérique est effectuée par pas de temps de 10 fm/c. Au bout de 500 fm/c, les préfragments sont séparés d'environ $\sim$ 50 fm et l'interaction ne modifie plus de façon notable les directions. Intervient alors la dernière phase qui concerne leur désexcitation secondaire pour laquelle les fragments chauds sont classés en trois groupes. Le premier regroupe les particules de masse $A<4$ qui sont considérées comme stables. Les neutrons, protons, deutons, tritons, héliums 3 et alphas présents au "freeze-out" gardent la même nature au final. Tous les autres sont modifiés par la décroissance. Dans le deuxième sont classés les préfragments dont la taille est comprise entre 5 $\leq A \leq 16$ et dont l'énergie d'excitation peut être proche de leur énergie de liaison. Ils se cassent alors suivant le mode de multifragmentation dit de "Fermi break-up" décrit par le modèle de Fermi [FERMI50]. Pour les fragments chauds de masse $A>16$, ils se désexcitent

par évaporation de particules légères selon la théorie de Weisskopf [WEISSKOPF37]. Celle ci est toute fois modifiée pour tenir compte des hautes énergies d'excitation. Elle permet d'émettre des éjectiles, dans leur état fondamental et dans leurs états excités, allant des n, p, d..., jusqu'à l'^{18}O. La fission est également prise en compte pour les fragments les plus lourds suivant la théorie de Bohr-Wheeler [BOHR39]. La chaine de désexcitation se perpétue jusqu'à ce que les résidus soient froids.

Pour finir, il faut savoir qu'il existe deux paramétrisations des valeurs de densité de niveaux dans SMM. Cela a surtout une importance pour les noyaux de fusion faiblement excités. Nous qualifierons ces deux paramétrisations de "périphériques" et de "centrales". Historiquement ces deux termes se rapportent, soit à l'étude de quasi-projectile ("périphérique") soit à la fusion du projectile avec la cible ("centrale"). Dans le cas de la paramétrisation "périphérique", les densités de niveaux sont un peu plus importantes pour une masse donnée à même énergie d'excitation. En conséquence les noyaux de fusion complète emmagasinent un peu plus d'énergie d'excitation. Cela se traduit en terme d'entropie, par une valeur plus élevée, et donc une probabilité d'existence plus forte du noyau composé dans le cas "périphérique". Par exemple, pour une charge Z=78 et une masse A=186, ayant une énergie d'excitation de 3 MeV/u à un tiers de la densité normale, l'entropie totale est de 195 dans le cas "périphérique" et de 185 pour la paramétrisation "centrale" alors que la température est la même 5.5 MeV. Il en résulte que, dans le premier cas, on observe au "freeze-out" un noyau ayant toute la taille de la source SMM et qui va ensuite former un résidu d'évaporation alors que dans l'autre la fission est déja initiée avec la présence de fragments de tailles voisines. Pour des sources très "chaudes", de faible densité, les deux calculs conduisent au même résultat. Les calculs effectués dans ce mémoire ont été faits avec la paramétrisation "centrale".

A.4 Energie collective d'expansion

Nous avons mentionné précédemment qu'il était possible de rajouter dans SMM une énergie collective dans les paramètres d'entrée du modèle. Rappelons que cette valeur a pour but de rendre compte d'un éventuel effet de compression induit par la collision des deux noyaux. Elle est alors supposée être découplée du processus thermique et elle est "gelée" dans l'énergie d'excitation totale disponible (il en est de même pour le moment angulaire). La justification est, que si sa valeur n'est pas trop élevée alors elle ne perturbe pas trop le processus de multifragmentation et son seul effet est d'augmenter la vitesse des particules et des fragments. Par hypothèse, elle est de type radiale autosimilaire c'est-à-dire que la vitesse est proportionelle à la position du fragment par rapport au centre de la source.

$$v_{max} = a.R \quad \text{avec} \quad R^2 =< r_i^2 > \text{le rayon carré moyen de la source} \tag{A.1}$$

$$v_i = v_{max}\frac{r_i}{R} \quad \text{avec} \quad E_{max} = \frac{1}{2}M.a^2.R^2 \tag{A.2}$$

L'énergie moyenne des fragments est alors donnée par:

$$< E >= \int_0^R \frac{1}{2}\frac{v_i^2.d^3r_i}{V} = \frac{3}{10}M.a^2.R^2 = \frac{3}{10}M.v_{max}^2 = \frac{3}{5}E_{max} \qquad \text{(A.3)}$$

Donc, d'après cette formule on voit qu'elle est proportionnelle à la masse du fragment M.

Annexe B

Présentation de QSM

Le modèle QSM pour "Quantum Statistical Model" [HAHN+88] est un modèle analytique de multifragmentation basé sur l'équilibre thermique et chimique. C'est un modèle macrocanonique qui tient compte de l'aspect quantique des particules et qui prend en compte les états excités des noyaux. La version utilisée dans ce mémoire prend en compte la notion de volume exclu [GULMINELLI+96].

Nous allons décrire, dans cette annexe, les modifications apportées au modèle QSM qui ont été effectuées dans ce travail.

B.1 Modifications apportées au modèle QSM

Notre objectif, avec le modèle QSM, est de caractériser les particules émises durant la phase d'expansion en sélectionnant les LCP de grande énergie. Pour schématiser nous allons considérer par la suite qu'elles constituent une couronne "gazeuse", autour d'un noyau chaud, "liquide". Nous devons donc, à la fois tenir compte d'une énergie radiale qui rend compte d'une phase de compression initiale et de l'énergie coulombienne supplémentaire imposée par la source liquide. Nous allons prendre cela en considération:

- en introduisant une barrière coulombienne pour l'émission des particules légères qui soit le reflet de la présence de la partie liquide chargée [GYULASSY+81].

- en imposant une vitesse initiale pour les particules du gaz. Cette vitesse est prise constante sur la couronne.

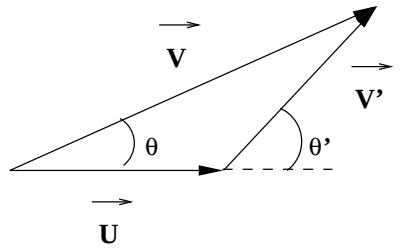
B.2 Prise en compte de l'énergie d'expansion collective

B.2.1 Pour la physique statistique classique

Rappelons pour commencer la distribution de Boltzmann d'une particule d'énergie $\epsilon^{'}$, de vitesse $\vec{v^{'}}$ dans un élément de fluide au repos à la température T.

$$f(\epsilon^{'}) = \frac{\sqrt{\epsilon^{'}}}{2.(\pi kT)^{\frac{3}{2}}}.exp^{-\frac{\epsilon^{'}}{kT}} \tag{B.1}$$

Si on considère maintenant que cet élément de fluide est animé d'une vitesse $\vec{u}$ (qui dans notre cas va représenter la vitesse collective engendrée par la compression des deux noyaux projectile et cible). Alors nous pouvons écrire $\vec{v} = \vec{v^{'}} + \vec{u}$. La projection nous donne :



$$v.cos\theta = u + v^{'}.cos\theta^{'}$$

$$v.sin\theta = v^{'}.sin\theta^{'}$$

Soit $\frac{1}{2}.m.\vec{v^{'}}^2 = \frac{1}{2}.m.(\vec{v} - \vec{u})^2 \Rightarrow \epsilon^{'} = W + \epsilon - 2.\sqrt{\epsilon.W}.cos\theta$

Avec $W = \frac{1}{2}.m.u^2$. Comme $v.d(cos\theta) = v^{'}.d(cos\theta^{'})$

Alors la fonction de distribution de Boltzmann pour une particule d'énergie ϵ soumise à une vitesse radiale s'écrit [BONDORF78]:

$$f(\epsilon) = \frac{\sqrt{\epsilon}}{2.(\pi kT)^{\frac{3}{2}}}.exp^{-\frac{W+\epsilon-2.\sqrt{\epsilon.W}.cos\theta}{kT}}$$

Il faut maintenant intégrer sur l'angle solide θ [0,π] et ϕ [0,2π] avec W constante, il vient:

$$f(\epsilon) = \frac{1}{(W.\pi.kT)^{\frac{1}{2}}}.exp^{-\frac{\epsilon+W}{kT}}.sinh\left(\frac{2\sqrt{\epsilon.W}}{kT}\right) \tag{B.2}$$

B.2.2 Pour la physique statistique quantique

B.2.2.1 Pour les fermions

Maintenant plaçons-nous dans le cadre de la statistique quantique non relativiste de Bose Einstein. Pour les fermions la fonction de distribution d'une particule d'énergie ϵ s'écrit:

$$f(\epsilon) = \frac{\sqrt{\epsilon}}{2.(\pi kT)^{\frac{3}{2}}}.\left(exp^{\frac{\epsilon+W-\mu-2\sqrt{\epsilon.W}.cos\theta}{kT}}+1\right)^{-1}.-d(cos\theta)d\phi$$

Comme précédemment on intègre sur l'angle solide θ [0,π] et ϕ [0,2π] avec W constante, ce qui donne:

$$f(\epsilon) = \frac{\sqrt{\epsilon}.2\pi}{2.(\pi kT)^{\frac{3}{2}}}\left\{2+\frac{kT}{2.\sqrt{\epsilon.W}}\left(log(1+exp^{\frac{\epsilon+W-\mu-2\sqrt{\epsilon.W}}{kT}})-log(1+exp^{\frac{\epsilon+W-\mu+2\sqrt{\epsilon.W}}{kT}})\right)\right\}$$

B.2.2.2 Pour les bosons

Pour les bosons la fonction de distribution d'une particule d'énergie ϵ s'écrit:

$$f(\epsilon) = \frac{\sqrt{\epsilon}}{2.(\pi kT)^{\frac{3}{2}}}.\left(exp^{\frac{\epsilon+W-\mu-2\sqrt{\epsilon.W}.cos(\theta)}{kT}}-1\right)^{-1}.-d(cos\theta)d\phi$$

L'intégration sur l'angle solide θ [0,π] et ϕ [0,2π] avec W constante donne:

$$f(\epsilon) = \frac{\sqrt{\epsilon}.2\pi}{2.(\pi kT)^{\frac{3}{2}}}\left\{-2+\frac{kT}{2.\sqrt{\epsilon.W}}\left(log(-1+exp^{\frac{\epsilon+W-\mu+2\sqrt{\epsilon.W}}{kT}})-log(-1+exp^{\frac{\epsilon+W-\mu-2\sqrt{\epsilon.W}}{kT}})\right)\right\}$$

Nous venons ainsi de redéfinir, dans le cas quantique, les distributions de Fermi et de Bose-Einsten en tenant compte d'une vitesse collective supplémentaire pour les particules. Ce sont ces distributions que nous allons utiliser pour générer les taux de production de chaque espèce, à savoir environ une centaine de noyaux stables et de désintégration β et à peu près cinq cents noyaux légers instables. Nous allons voir maintenant quelles hypothèses nous allons faire sur cette vitesse collective pour rendre compte de la compression.

B.2.3 Valeur de l'énergie collective

La valeur de l'énergie collective utilisée dans QSM est constante. Pour permettre une comparaison avec les résultats de BNV, EES ou SMM, il faut se rappeler que dans le cas d'un mouvement auto-similaire, la valeur maximum W est reliée à la moyenne par

<W>=$\frac{3}{5}\times$W. En effet soit u la vitesse, pour une vitesse de type radiale autosimilaire u est maximum au bord de la source de dimension R.

$$u = a.R \quad \text{avec} \quad R \text{ le rayon de la source} \tag{B.3}$$

$$u_i = u\frac{r_i}{R} \quad \text{avec} \quad W = \frac{1}{2}M.a^2.R^2 \tag{B.4}$$

L'énergie collective moyenne des fragments est alors donnée par:

$$< W >= \int_0^R \frac{1}{2}\frac{u_i^2.d^3r_i}{V} = \frac{3}{10}M.a^2.R^2 = \frac{3}{10}M.u^2 = \frac{3}{5}W \tag{B.5}$$

Nous voyons , d'après cette formule, qu'elle est directement proportionnelle à la masse M des fragments. C'est la valeur <W>qui rentre comme paramètre dans notre version modifiée du modèle QSM.

B.3 L'énergie coulombienne

Puisque nous voulons simuler, avec QSM, une couronne "gazeuse", entourant une source liquide chaude, nous devons tenir compte de l'énergie coulombienne de cette dernière. Pour cela nous rentrons comme paramètre dans notre version modifiée de QSM la valeur de la barrière d'émission d'un proton. Pour les autres particules chargées nous multiplierons simplement cette valeur par leur charge Z. Cette valeur doit être le reflet de la charge totale du système "liquide".

B.4 Calcul de l'entropie

L'entropie S de la source QSM est donnée par : [HAHN+88], [STÖCKER83]

$$S = \sum_i \frac{P.V + U_i - \mu_i n_i}{T} = \sum_i (\frac{5}{3}U_i - \mu_i n_i)\frac{1}{T}$$

Avec U_i l'énergie thermique de l'espèce i, ayant un potentiel chimique μ_i à une température T. Le potentiel chimique du l'élément i est donné par le potentiel chimique de ses constituants (N neutrons et Z protons) et son énergie de liaison E_i.

$$\mu_i = Z_i\mu_p + N_i\mu_n + E_i$$

Avec

$$E_i = Z_i m_p c^2 + N_i m_n c^2 - m_i c^2$$

Pour résumer, les paramètres d'entrée de notre version modifiée du modèle de statistique quantique QSM sont: Le rapport N/Z de la source, la température T du système, sa densité ρ (qui rentre en compte par le biais des potentiels chimiques μ), la valeur de l'énergie collective W et enfin la barrière d'émission coulombienne d'un proton. Notons que pour ce qui concerne les rapports de taux de production deux sources de taille différente mais de même rapport d'isospin N/Z donnent le même résultat.

Annexe C

Séparation isotopique sur INDRA

Il est souvent mentionné, dans les travaux relatifs au multidétecteur INDRA, que la séparation isotopique des fragments s'effectue jusqu'au béryllium, Z=4. Ceci est vrai, seulement elle n'est pas effective sur tout le domaine angulaire et pour toutes les énergies. Dans cette partie, nous allons visualiser la véritable séparation isotopique, pour Xe + Sn, par couronne, ainsi que les seuils en énergie d'identification en masse par particule. Puisque nous sommes intéressés par le comportement des particules légères dans ce travail, il faut bien avoir conscience de la façon dont elles sont vues par le détecteur, puis ensuite, identifiées-calibrées. Le fait de vouloir disposer d'une grande dynamique en charge pour les expériences, conduit à des réglages de gain de détecteurs qui sont un compromis, pour la détermination des lignes de Z, entre les fragments lourds et les noyaux légers, et peuvent parfois être néfastes à la séparation isotopique des petits Z (cela malgré l'utilisation de deux gains, un "petit" et un "grand", voir chapitre I). En effet, ils sont réglés une fois pour toute lors d'une campagne d'expérience, ce qui permet une seule calibration, mais en revanche les systèmes et les énergies pouvant être très différents, nous ne disposons pas d'un réglage optimum pour chaque couple (projectile-cible)-énergie faisceau.

C.1 Rappels

Nous avons vu, au chapitre I, que pour les particules et fragments légers ($Z \leq 4$) lorsque la séparation isotopique n'est plus possible (non visible sur les lignes d'identification), la masse est alors estimée par une formule qui décrit la vallée de stabilité des noyaux à partir de leur charge. Par exemple A=1 pour Z=1, A=4 pour Z=2...

C.2 Energie-position dans le laboratoire

Nous allons maintenant regarder, dans l'espace position-énergie, comment s'effectue cette identification, pour le système Xe + Sn à 50 A.MeV. Pour commencer, nous n'allons faire aucune sélection expérimentale (pas de critère de complétude, ni coupure en angle de

flot...). Sur la figure C.2, nous avons indiqué, en haut à gauche, l'énergie laboratoire, de toutes les particules identifiées Z=1 en fonction de l'angle laboratoire (identifiées ou non en masse). Nous reconnaissons la structure en couronne de notre multidétecteur, matérialisée par dix sept bandes verticales sur les spectres. Le trou à quatre vingt dix degrés correspond au passage du porte cible. Le taux de comptage est indiqué en échelle logarithmique. Sur les trois autres graphiques de la figure C.2, en haut à droite plus les deux du bas, les spectres (E_{labo}, θ_{labo}) sont présentés pour les Z=1 bien identifiés en masse (A=1, 2, 3). Ces trois spectres représentent donc la véritable séparation isotopique expérimentale des Z=1. Nous pouvons constater la légère augmentation du seuil d'identification complète pour les particules plus lourdes, due à la difficulté de séparation à basse énergie, voir lignes de Z sur la figure I.10.

Nous avons procédé de la même manière pour les isotopes d'héliums, figure C.3, de lithiums C.4 et de bérylliums C.5. Les figures sont agencées de la même façon que sur la figure C.2. Sur toutes les figures, nous pouvons apercevoir un trait horizontal couvrant les angles avant entre trois et quarante cinq degrés. Ce trait, situé à une valeur d'énergie croissante avec la masse de la particule, représente le passage du silicium vers le scintillateur de iodure de césium CsI, pour un module de détection. Ceux-ci, rappelons le, sont constitués pour les couronnes deux à neuf, (trois à quarante cinq degrés), de trois étages: Une chambre d'ionisation, un silicium 300 μm et un CsI. Pour les couronnes dix à dix sept, (quarante cinq à cent soixante seize degrés), une chambre d'ionisation et un CsI, voir chapitre I pour plus de détails. Cela signifie que, pour avoir une bonne séparation isotopique sur les noyaux légers, Z$\leq$4, il faut que ceux-ci passent le deuxième étage de détection (le silicium). En effet, ils déposent trop peu d'énergie dans la chambre d'ionisation pour être identifiés sur les cartes Chio-Si. Pour une valeur d'énergie en dessous de ce seuil (le trait horizontal) la masse n'est pas identifiée.

Pour les héliums 3, figure C.3, après quarante cinq degrés là où il n'y a plus de silicium nous constatons que le seuil d'identification est plus élévé autour de $\simeq$30 MeV. La dificultée de séparation des lignes de Z est assez importante, sur les cartes CsI_{lent}-CsI_{rapide} des couronnes arrières. En effet, nous ne pouvons plus ajouter le terme supplémentaire k$\times$$Si_{(grand\ gain)}$ au Csi_{rapide} comme précédemment, [BENLLIURE96] et voir au chapitre I sur les figures I.10 et I.11. A cela s'ajoute des problèmes de statistiques dans cette région. Nous voyons que les héliums 6 ne sont pas identifiés au delà de la couronne onze d'INDRA, (soixante-dix degrés). Cette difficulté va en s'aggravant pour les noyaux plus lourds, lithium, figure C.4 et béryllium C.5. Pour ces noyaux, nous pouvons dire que la séparation en masse ne peut se faire correctement, qu'uniquement avec l'information silicium, c'est-à-dire sur les couronnes deux à neuf, (trois à quarante cinq degrés). Pour la couronne 1, composée de phoswich NE102-NE115, les masses des noyaux ne sont pas identifiées.

Pour résumer, nous avons regroupé sur la figure C.6, la véritable séparation isotopique que l'on peut opposer à la séparation en Z uniquement sur la figure C.7 (i.e. masse non identifiée pour les codes 2, 3, 4, voir chapitre I). Plusieurs remarques au sujet de ces der-

nières. Si pour un Z=2, la formule de masse nous donne bien A=4 , c'est-à-dire un alpha, isotope le plus probable, en revanche elle donne comme plus abondant le ^{6}Li et le ^{8}Be pour les Z=3 et 4. Or les " ^{8}Be d'INDRA" correspondent également à la désintégration en vol, de ce noyau, en deux particules alphas, qui sont détectées dans le même module CsI. Ce processus est représenté expérimentalement, sur les cartes CsI_{rapide}-CsI_{lent}, par une ligne de Z, "en travers", intercalée entre les héliums 6 et les lithiums 6, dans la thèse de Jose Benlliure [BENLLIURE96]. Ces particules sont enregistrées en ^{8}Be, avec un code 2 (CsI) et une masse bien identifiée. De plus, pour les ^{7}Li, sur la couronne 10, il y a visiblement inversion entre les masses bien identifiées ou pas.

C.3 Energie-position dans le centre de masse

Dans ce mémoire, nous avons beaucoup parlé de particules légères et notamment de rapport deuton sur proton, triton sur hélium 3 etc ... Nous allons maintenant regarder quelle est la répercussion de la séparation isotopique, que nous venons de décrire, dans l'espace position-énergie centre de masse. Pour cela, nous avons reproduit les mêmes figures que précédemment, pour chaque isotope d'hydrogène C.8, d'hélium C.9, de lithium C.10 et de béryllium C.11, mais cette fois, dans le centre de masse de la réaction. Nous avons vu aux chapitres III et IV, que, pour nous affranchir de la partie anisotrope, avant-arrière, nous nous étions restreints au domaine soixante-cent vingt degrés dans le centre de masse. Nous avons matérialisé cette région par deux traits blancs verticaux sur les figures C.8, C.9, C.10 et C.11. Nous pouvons constater, sur les figures C.8 et C.9, que ce domaine angulaire est épargné par les problèmes d'identification-calibration, qui affecte essentiellement la partie arrière du centre de masse, au delà de cent quarante degrés pour les Z=1-2. Cependant pour les noyaux plus lourds, Z=3-4, le problème des seuils d'identification en énergie intervient "plus tôt", vers cent degrés centre de masse, figures C.10 et C.11. Ainsi pour notre étude, seuls les isotopes des Z=1 et 2 sont utilisables.

C.4 Evénements de source unique

Pour être tout à fait complet, nous avons indiqué, pour nos événements de source unique Xe + Sn à 50 A.MeV, $\theta_{flot} \geq 60^o$, la véritable séparation isotopique des noyaux légers Z$\leq$4, dans le laboratoire, figure C.12 et dans le centre de masse C.13. Tout comme précédemment le domaine angulaire entre soixante et cent vingt degrés centre de masse est peu touché par les problèmes d'identification et donc, il est fiable pour faire des études de rapport de particules légères Z=1-2.

En revanche, il en va différemment, pour les charges supérieures, ce qui nous a contraint à ne pas considérer les rapports ^{6}Li/^{6}He, ou encore ^{7}Be/^{7}Li et ^{8}Be/^{8}Li par exemple. Pour

la même raison, il nous est difficile de calculer une température, pour ce type de réaction, basée sur la mesure de rapports isotopiques, comme cela a été fait pour la "courbe calorique" de la collaboration ALADIN, avec l'étude du quasi projectile d'Au + Au à 600 A.MeV [POCHODZALLA95].

C.5 Conclusions

Nous venons de voir, que la séparation isotopique, sur INDRA, concernait les noyaux légers de charge inférieure à quatre unités, jusqu'au béryllium. Malheureusement cette identification n'est pas effective sur tout le domaine angulaire car elle nécessite, dans la plupart des cas, une information supplémentaire donnée par les silicium 300μm, [BENLLIURE96]. Or, nous ne disposons de ces siliciums qu'uniquement sur les couronnes deux à neuf, entre trois et quarante cinq degrés. Il faut donc prendre en considération tous ces problèmes de domaine angulaire, lorsque l'on étudie les isotopes avec INDRA.

Dans l'objectif d'étudier l'influence de l'isospin dans la multifragmentation, nous avons vu qu'une mesure des taux de population de particules légères par isotope semblait être la première étape pour signer un effet. Il résulte donc, au vu de ces premiers résultats, qu'une amélioration du détecteur soit nécessaire. Elle passe soit par un élargissement des zones couvertes par les détecteurs au silicium 300 μm, soit par une optimisation des réglages des détecteurs en vue de l'étude d'un système particulier. Cela peut se faire en jouant sur les gains des siliciums 300μm ou encore en modifiant les portes d'intégration des CsI, voir chapitre II, comme cela a été fait sur la quatrième campagne. Dans ce cas, le choix de systèmes légers semble indispensable afin de compenser et d'assurer la couverture complète de tous les fragments. De plus, l'utilisation d'ions assez légers permettra de disposer d'une gamme plus étendue pour l'asymétrie en isospin projectile-cible, compte tenue des faisceaux radioactifs actuellement disponibles.

Quant à une séparation en masse pour des fragments plus lourds, Z>10, seule une mesure par temps de vol semble appropriée, mais cela réclame la construction d'un multidétecteur de grande dimension. Nous aurons toutefois une idée plus précise de ce perfectionnement avec la troisième campagne de mesure, quand celle-ci sera calibrée. En effet, pour les couronnes avant, un module par couronne a été supprimé et remplacé par un silicium dissipation fonctionnant en temps de vol, voir figure C.1.

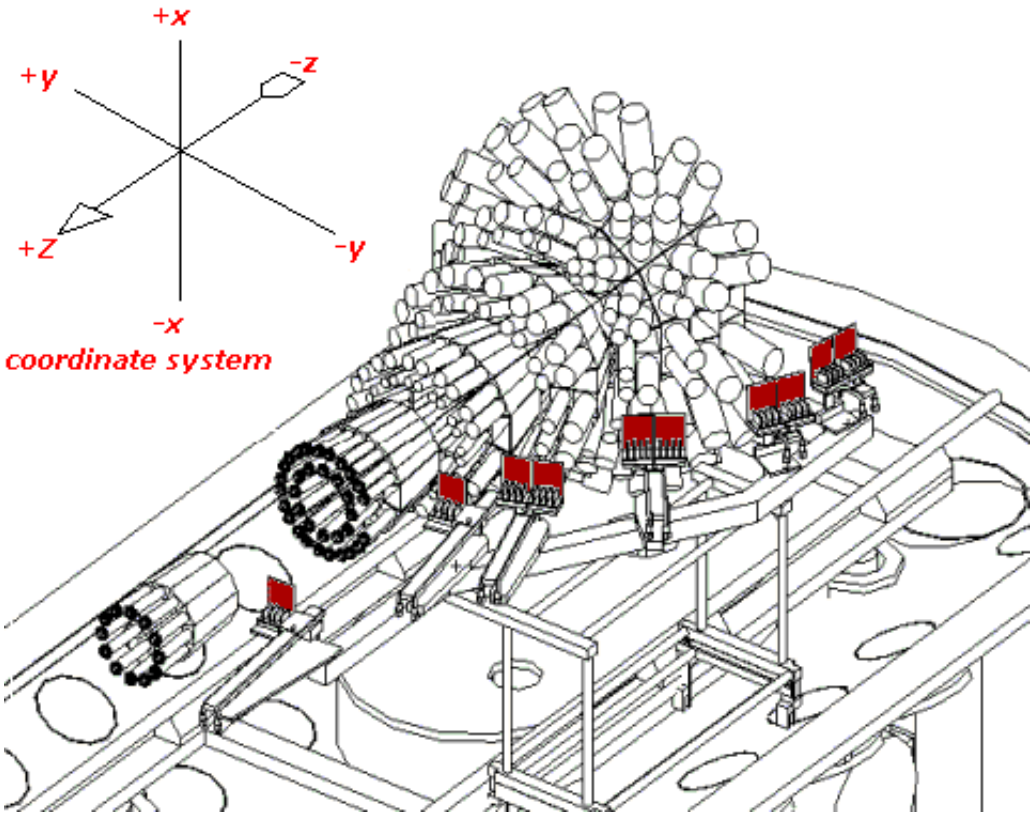


Figure C.1: *Schéma du dispositif expérimental d'INDRA, au cours de la troisième campagne de mesure, montrant les siliciums temps de vol dissipation.*

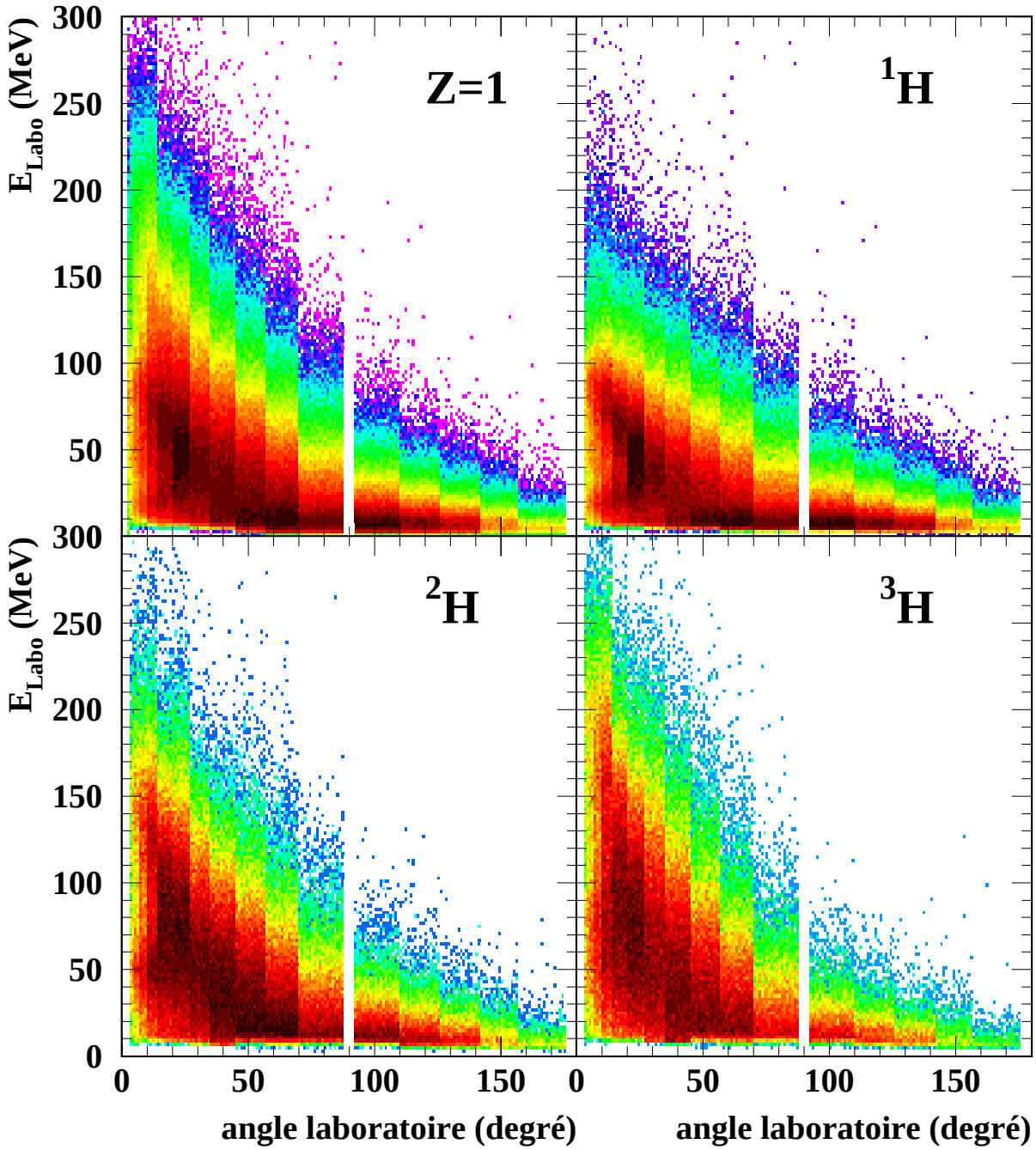


Figure C.2: *Evolution de l'énergie laboratoire en fonction de l'angle dans le labo, pour les isotopes d'hydrogène. La figure en haut à gauche représente toutes les particules de charge Z=1, identifiées en code deux à quatre. Les trois autres figures se rapportent à la véritable séparation isotopique, masse bien identifiée, pour les codes deux à quatre.*

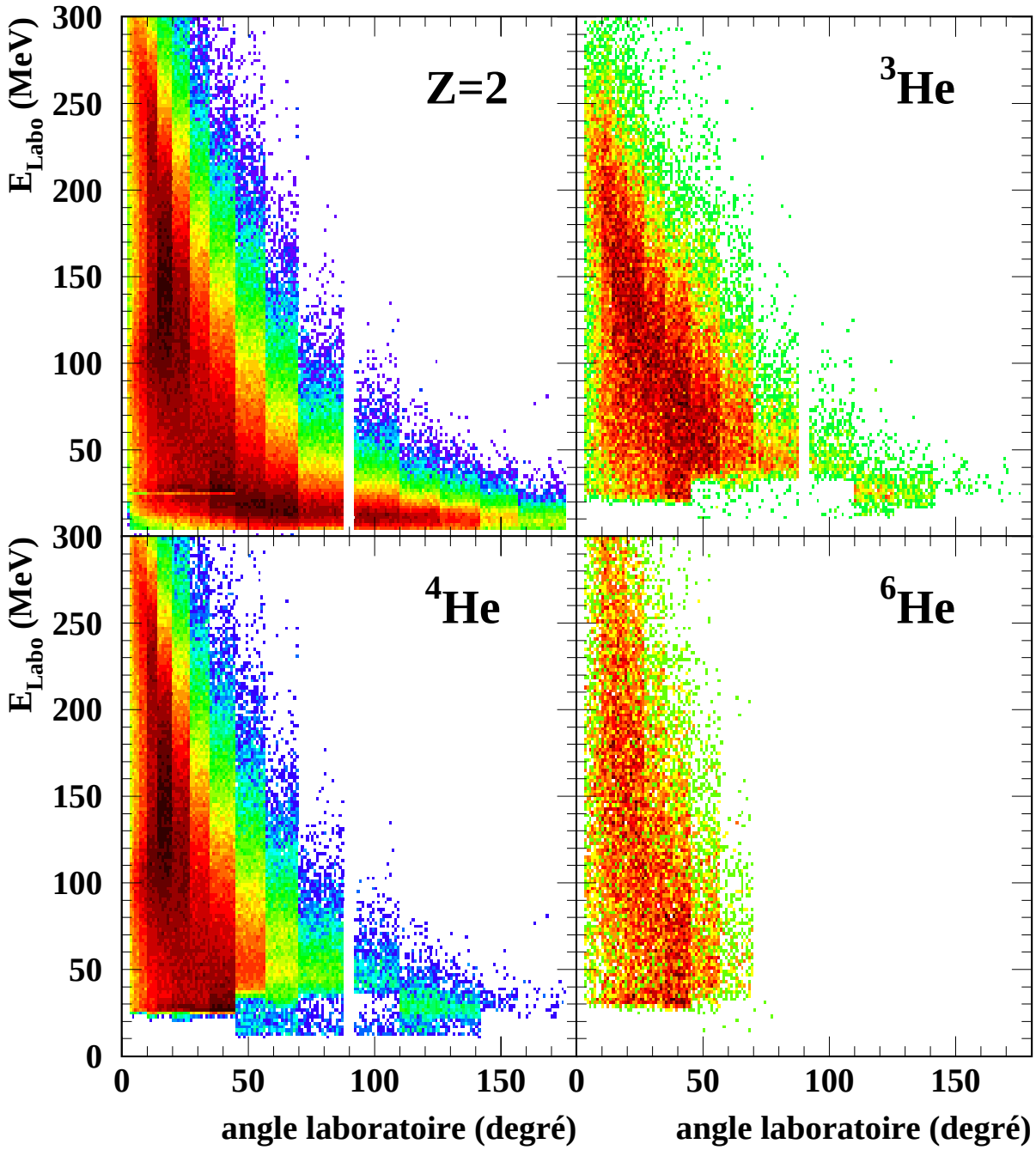


Figure C.3: *Evolution de l'énergie laboratoire en fonction de l'angle dans le labo, pour les isotopes d'hélium. La figure en haut à gauche représente toutes les particules de charge Z=2, identifiées en code deux à quatre. Les trois autres figures se rapportent à la véritable séparation isotopique, masse bien identifiée, pour les codes deux à quatre.*

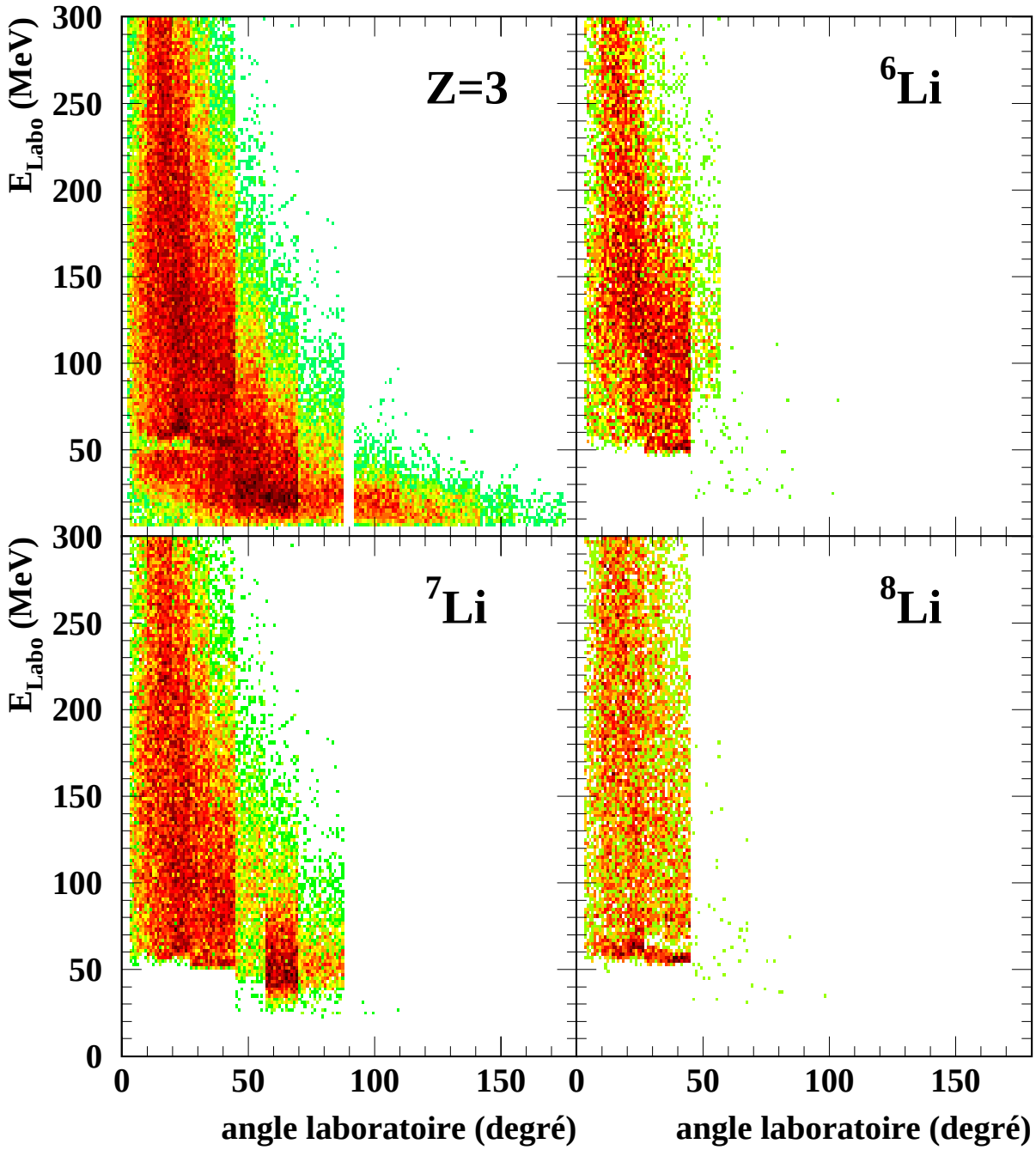


Figure C.4: *Evolution de l'énergie laboratoire en fonction de l'angle dans le labo, pour les isotopes de lithium. La figure en haut à gauche représente toutes les particules de charge Z=3, identifiées en code deux à quatre. Les trois autres figures se rapportent à la véritable séparation isotopique, masse bien identifiée, pour les codes deux à quatre.*

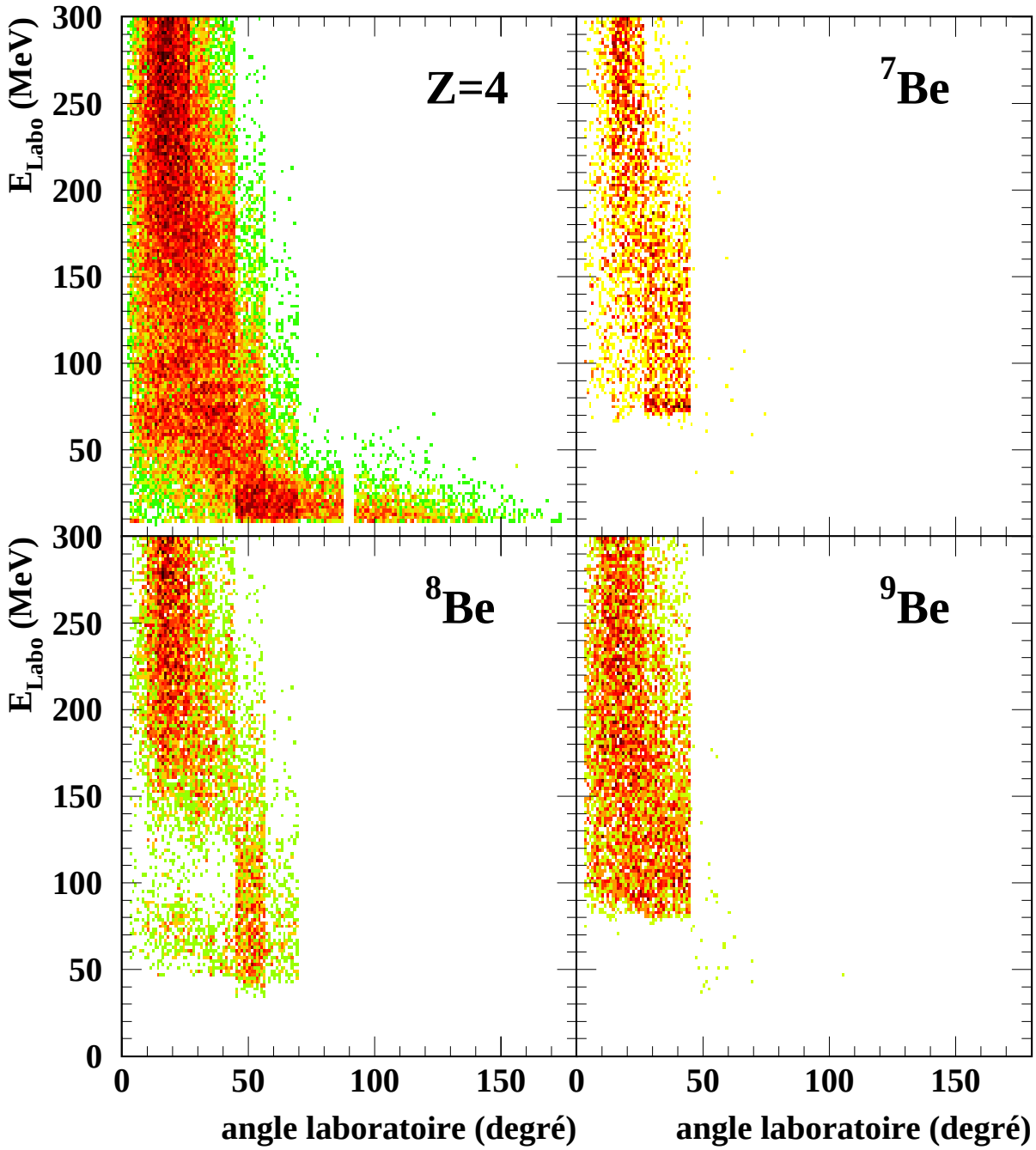


Figure C.5: *Evolution de l'énergie laboratoire en fonction de l'angle dans le labo, pour les isotopes de béryllium. La figure en haut à gauche représente toutes les particules de charge Z=4, identifiées en code deux à quatre. Les trois autres figures se rapportent à la véritable séparation isotopique, masse bien identifiée, pour les codes deux à quatre.*

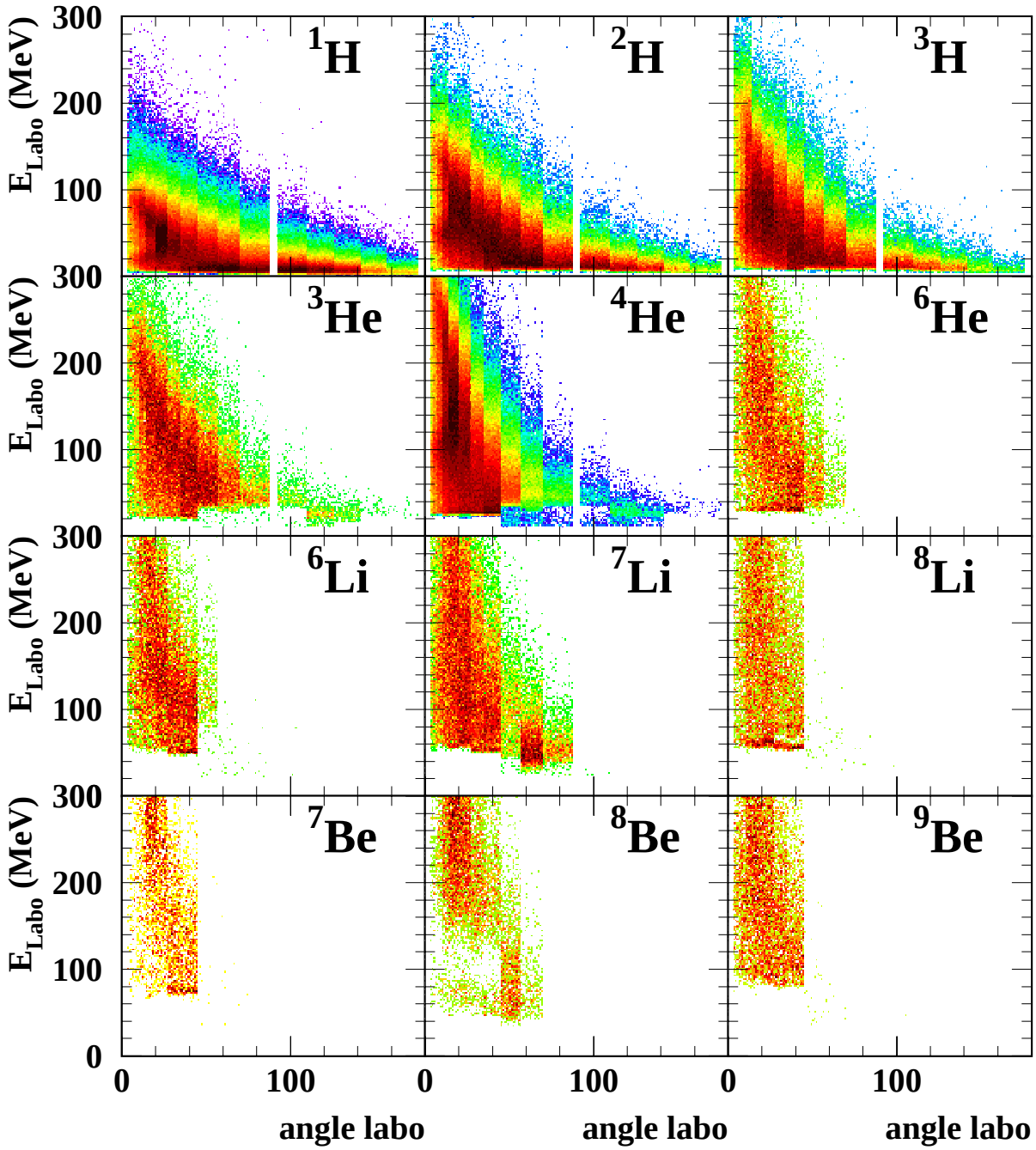


Figure C.6: *Evolution de l'énergie laboratoire en fonction de l'angle dans le labo, pour les isotopes des noyaux légers Z≤4, ayant un code 2, 3 ou 4 et une masse bien identifiée. Xe + Sn à 50 A.MeV.*

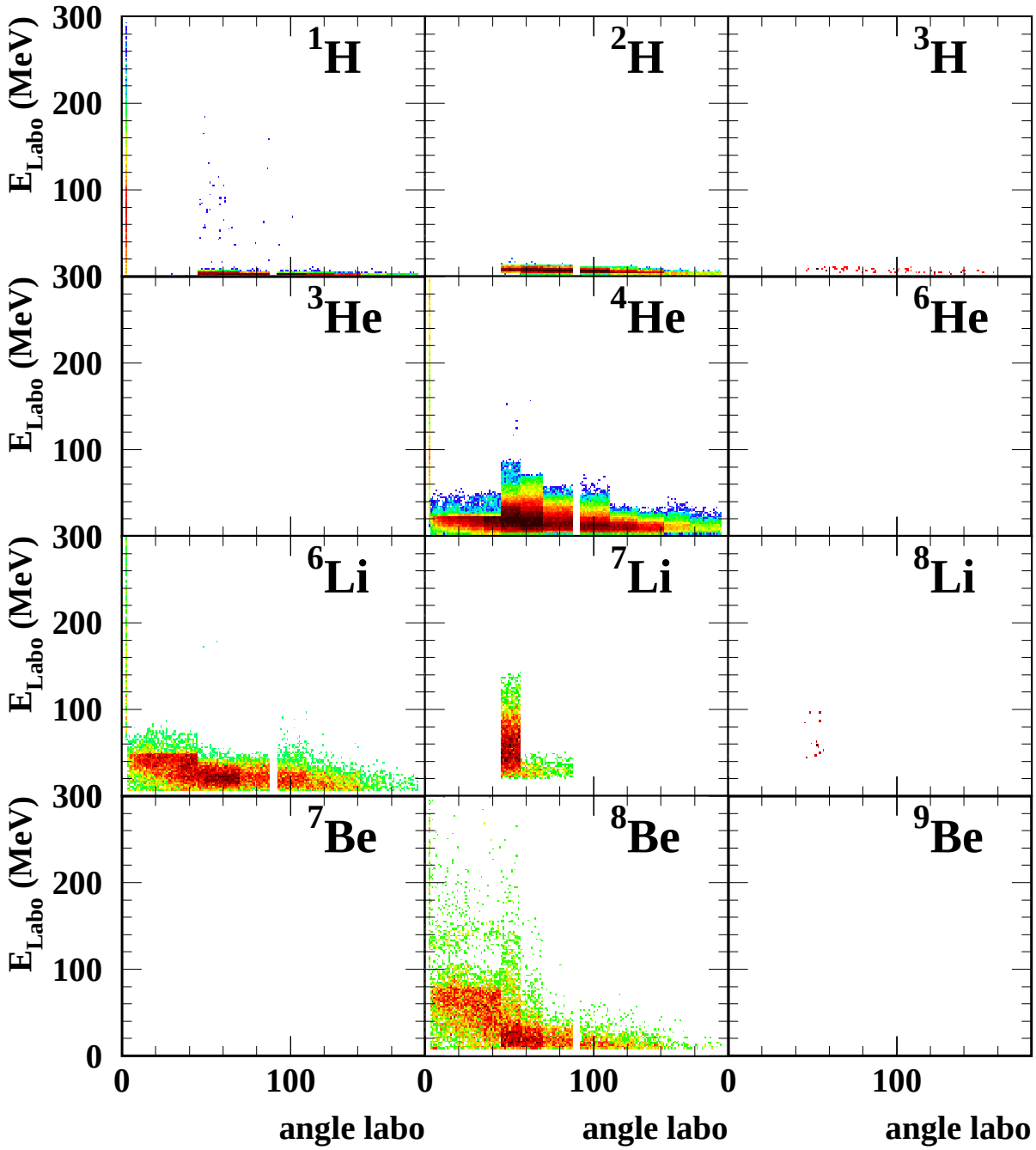


Figure C.7: *Evolution de l'énergie laboratoire en fonction de l'angle dans le labo, pour les isotopes des noyaux légers Z≤4, ayant un code 2, 3 ou 4 et une masse non identifiée. Xe + Sn à 50 A.MeV.*

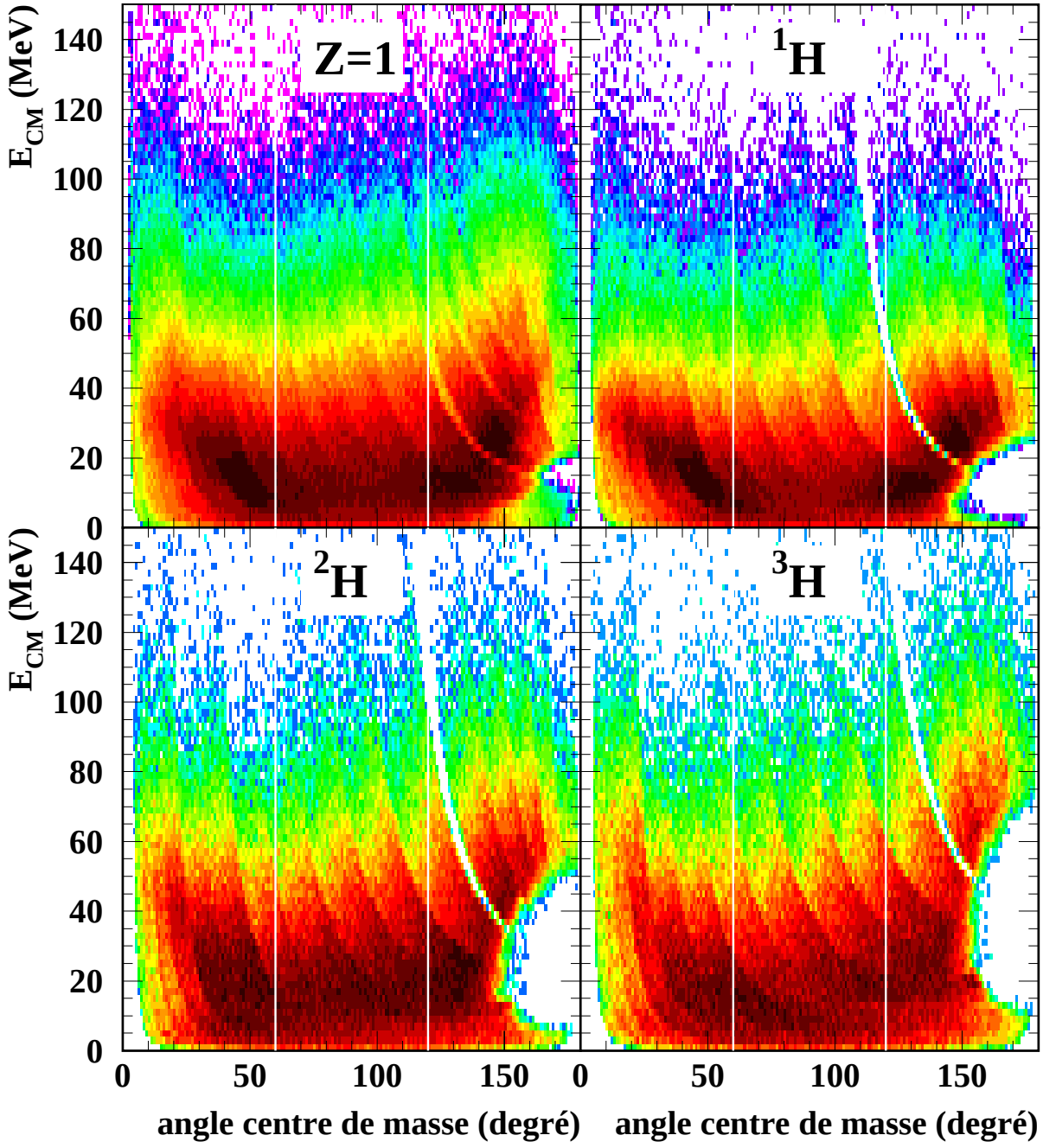


Figure C.8: *Evolution de l'énergie centre de masse en fonction de l'angle dans le centre de masse, pour les isotopes d'hydrogène. La figure en haut à gauche représente toutes les particules de charge Z=1, identifiées en code deux à quatre. Les trois autres figures se rapportent à la véritable séparation isotopique, masse bien identifiée, pour les codes deux à quatre.*

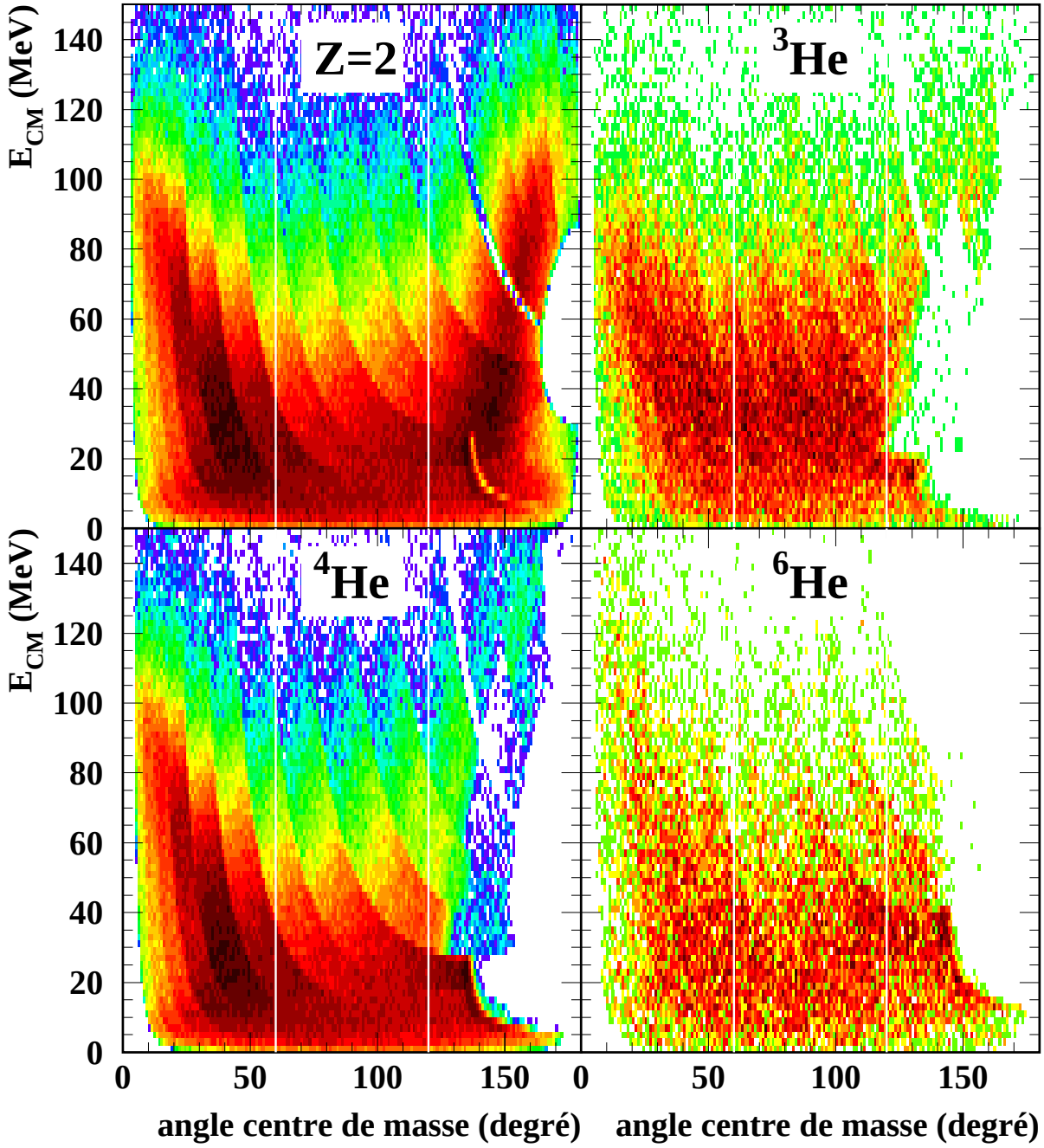


Figure C.9: *Evolution de l'énergie centre de masse en fonction de l'angle dans le centre de masse, pour les isotopes d'hélium. La figure en haut à gauche représente toutes les particules de charge Z=2, identifiées en code deux à quatre. Les trois autres figures se rapportent à la véritable séparation isotopique, masse bien identifiée, pour les codes deux à quatre.*

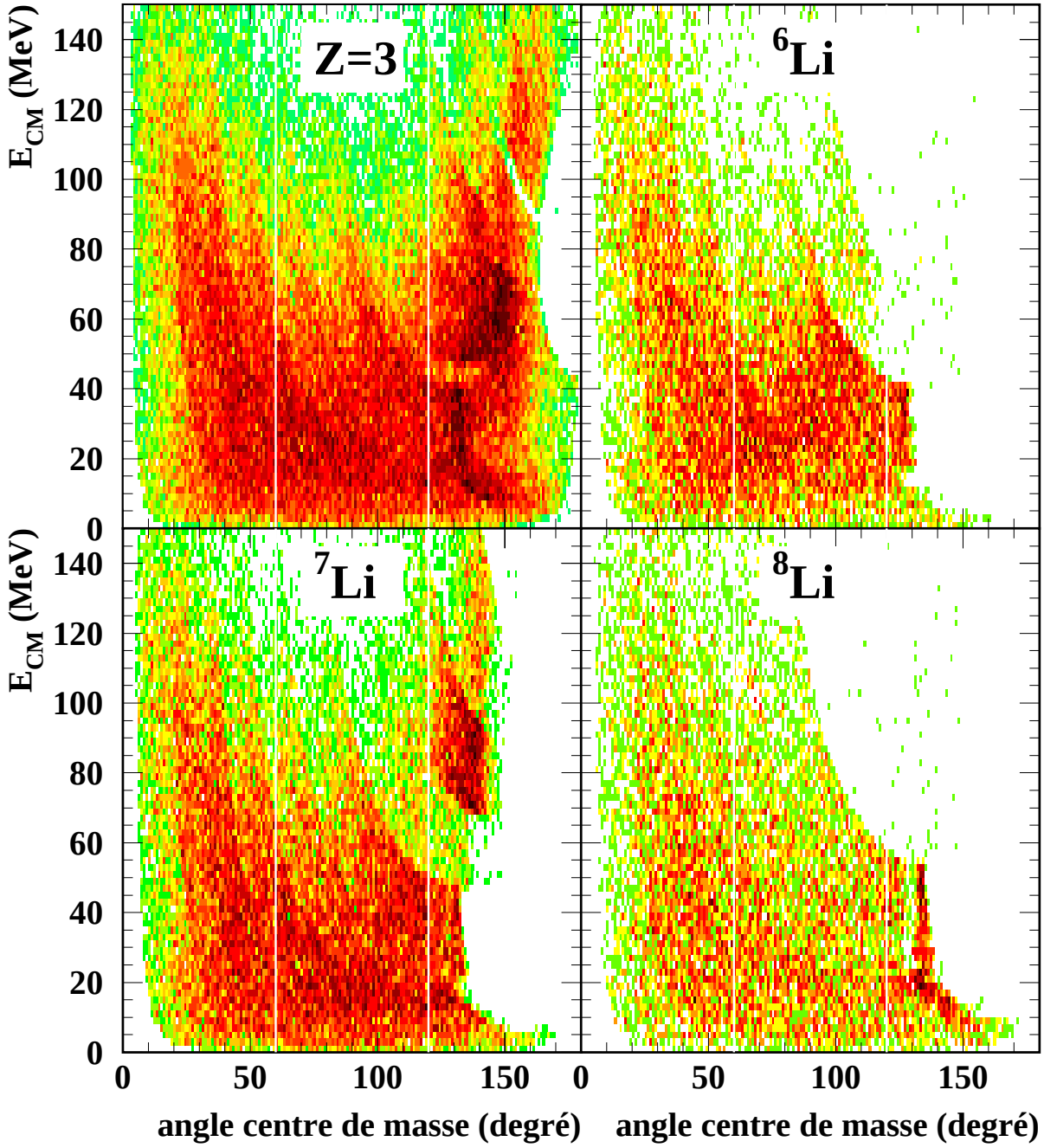


Figure C.10: *Evolution de l'énergie centre de masse en fonction de l'angle dans le centre de masse, pour les isotopes de lithium. La figure en haut à gauche représente toutes les particules de charge Z=3, identifiées en code deux à quatre. Les trois autres figures se rapportent à la véritable séparation isotopique, masse bien identifiée, pour les codes deux à quatre.*

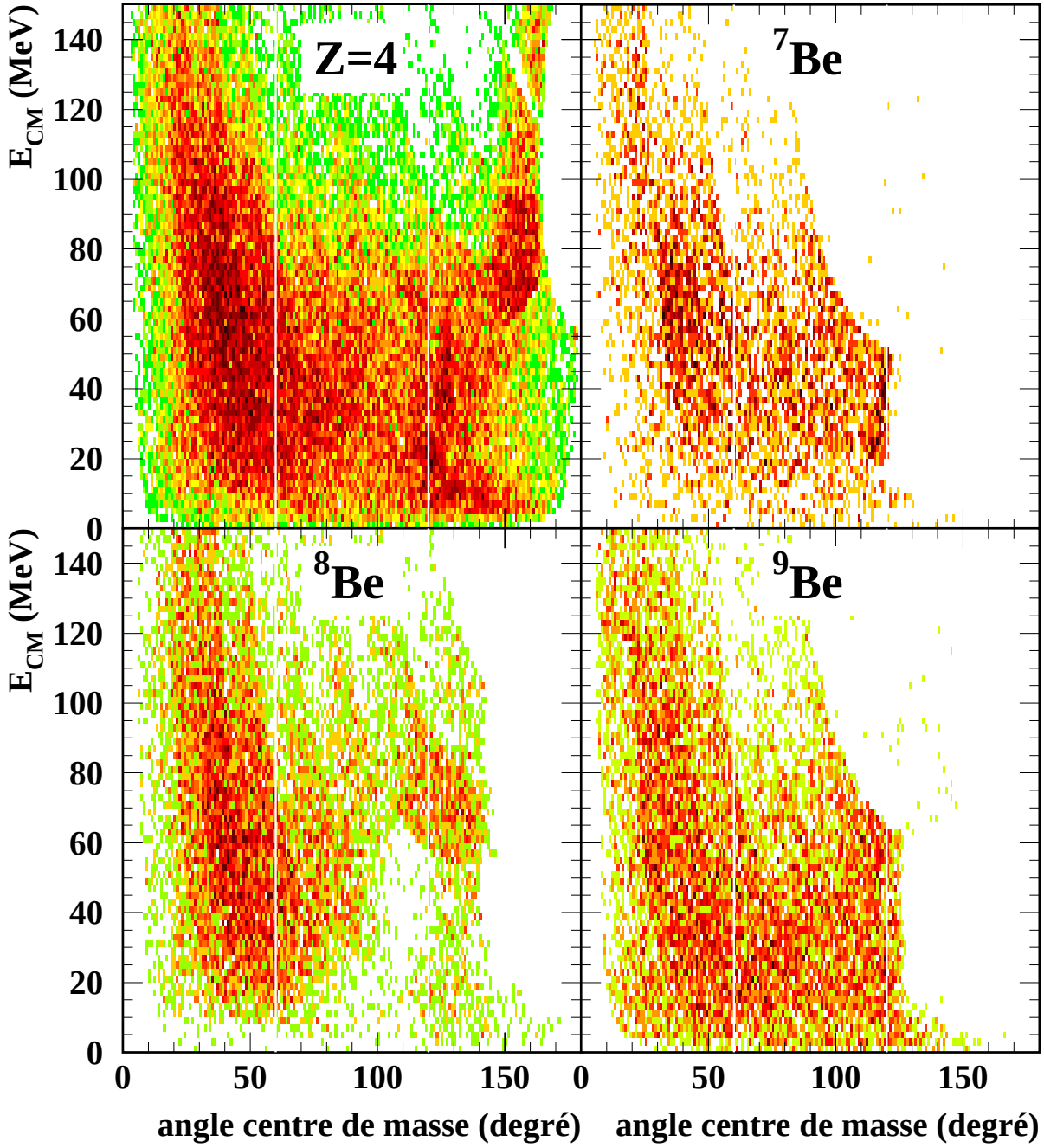


Figure C.11: *Evolution de l'énergie centre de masse en fonction de l'angle dans le centre de masse, pour les isotopes de béryllium. La figure en haut à gauche représente toutes les particules de charge Z=4, identifiées en code deux à quatre. Les trois autres figures se rapportent à la véritable séparation isotopique, masse bien identifiée, pour les codes deux à quatre.*

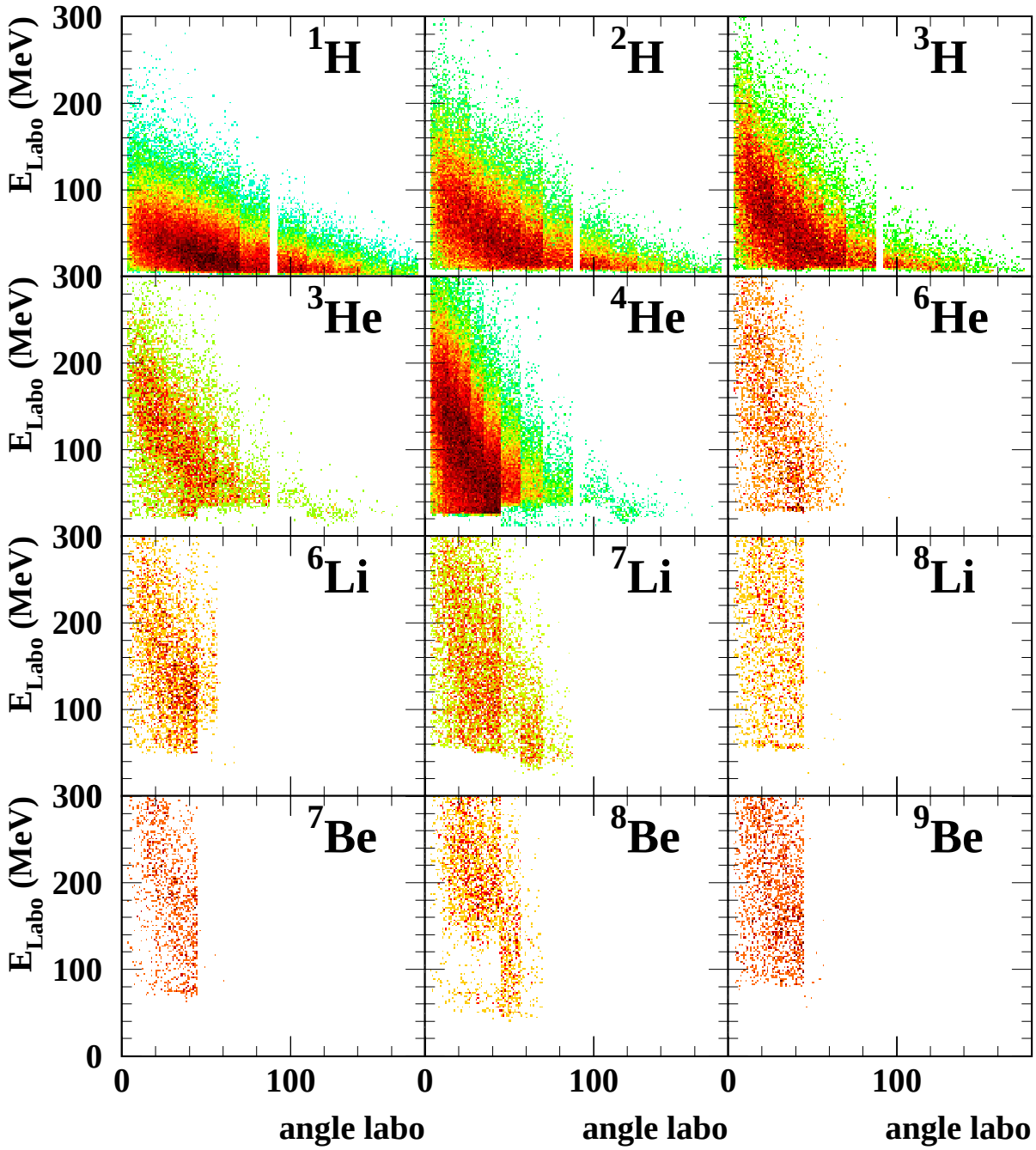


Figure C.12: *Evolution de l'énergie laboratoire en fonction de l'angle laboratoire, pour les isotopes des noyaux légers Z≤4, ayant un code 2, 3 ou 4 et une masse bien identifiée. Xe + Sn à 50 A.MeV source unique.*

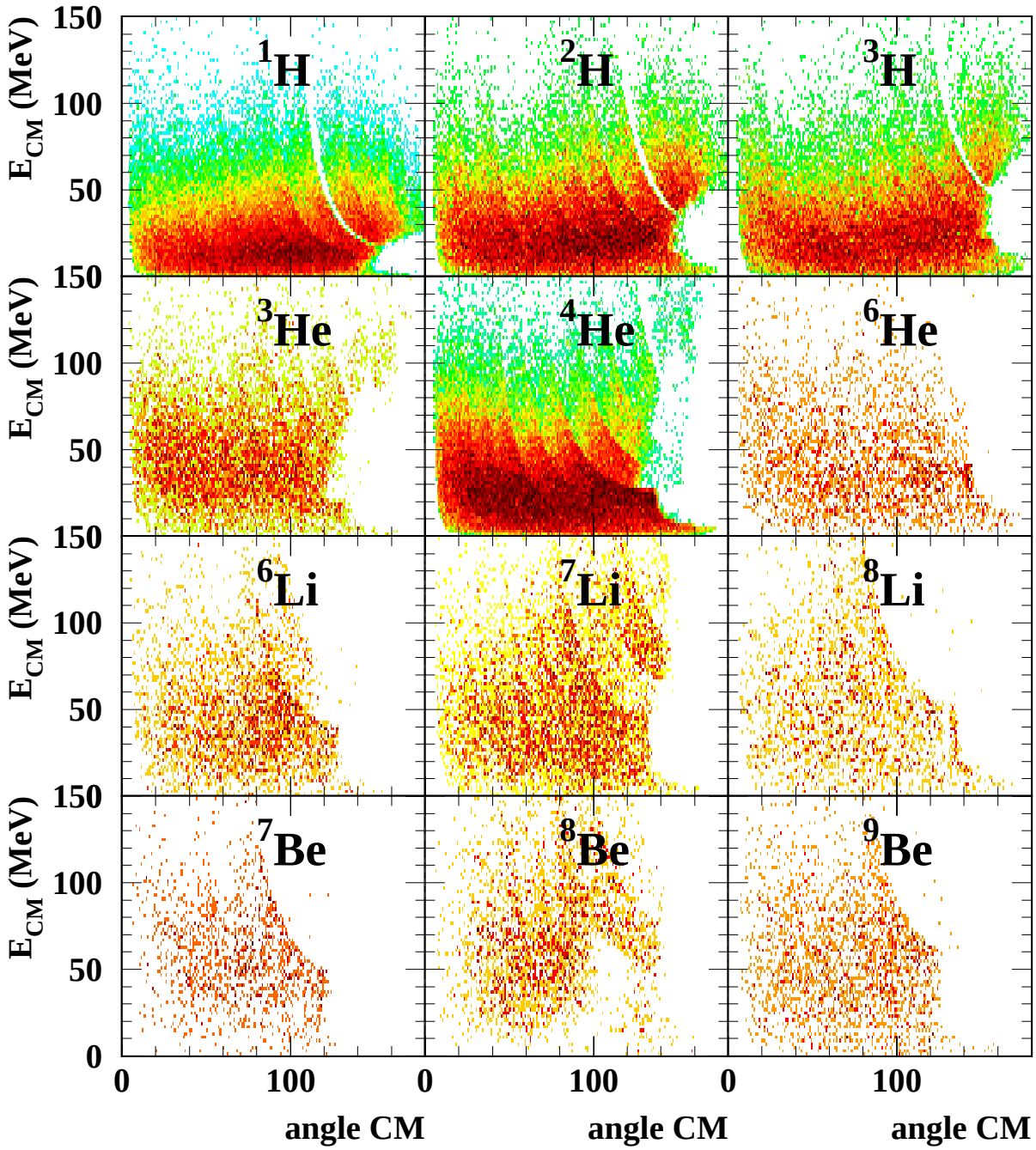


Figure C.13: *Evolution de l'énergie centre de masse en fonction de l'angle dans le centre de masse, pour les isotopes des noyaux légers Z≤4, ayant un code 2, 3 ou 4 et une masse bien identifiée. Xe + Sn à 50 A.MeV source unique.*

Bibliographie

[AICHELIN91] J. AICHELIN. *Quantum molecular dynamics- A dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions.* Phys. Rep. 202, volume 5-6, pages 233–360, *(1991).*

[AIELLO95] S. AIELLO. . Nuclear Physics, volume A 583, pages 461c, *(1995).*

[ANGÉLIQUE93] J.C. ANGÉLIQUE. *Etude expérimentale de l'écoulement latéral dans les collisions ^{36}Ar et ^{27}Al jusqu'à 95 MeV par nucléons.* Thèse, Université de Caen, *(1993).*

[AWES+81] T.C. AWES et al. *Precompound emission of light particles in the reaction ^{16}O + ^{238}U at 20 A.MeV.* Physics Rev. C, volume 24 num 1, pages 89–110, *(1981).*

[BACRI+95] C.O. BACRI et al. *Onset of vaporisation for the Ar + Ni system.* Physics Letters B, volume 353, pages 27, *(1995).*

[BELLAIZE00] N. BELLAIZE. *Thèse de doctorat en cours.* Thèse, Université de Caen, *(2000).*

[BENLLIURE96] J. BENLLIURE. *Recheche d'un comportement critique dans la fragmentation du projectile dans la réaction Xe + Sn à 50 MeV/u.* Thèse, Université de Valencia, *(1996).*

[BERTSCH+81] G. BERTSCH and J. CUGNON. *Entropy production in hight energy collisions.* Physics Rev. C, volume 24 num 6, pages 2514–2520, *(1981).*

[BERTSCH83] G. BERTSCH. *Nuclear fragmentation.* Physics Letters B, volume 126, pages 9–12, *(1983).*

[BIZARD86] G. BIZARD. . Nucl. Instr. and Meth., volume A 244, pages 483–489, *(1986).*

[BIZARD+92] G. BIZARD et al. . Phys. Letter B 276, volume , pages 413–417, *(1992).*

[BIZARD+93] G. BIZARD et al. *From binary fission to multifragmentation in the decay of heavy excited nuclei.* Phys. Letter B 302, volume , pages 162–166, *(1993)*.

[BLAIZOT97] J.P. BLAIZOT. *Structure nucléaire: un nouvel horizon.* Ecole Joliot Curie de physique nucléaire, *(1997)*.

[BOHR39] N. BOHR. . Physics Review, volume 56, pages 426, *(1939)*.

[BONASERA+91] A. BONASERA and F. GULMINELLI. *Competition between two and three body collisions in a dense gas at finite temperature.* Phys. Letters B, volume 259 num 4, pages 399, *(1991)*.

[BONASERA+94] A. BONASERA, F. GULMINELLI, and J. MOLITORIS. *The Boltzmann equation at the borderline.* Phys. Rep 243, volume , pages 1–124, *(1994)*.

[BONCHE+76] P. BONCHE et al. . Physical Review C, volume 13, pages 226, *(1976)*.

[BONCHE85] P. BONCHE. *La matière nucléaire dans tous ses états.* Ecole Joliot Curie de physique nucléaire, *(1985)*.

[BONDORF78] J.P. BONDORF. *A simple analytic hydrodynamical model for expanding fireballs.* Nuclear Phys. A, volume 296, pages 320–332, *(1978)*.

[BONDORF+85a] J.P. BONDORF et al. . Nuclear Phys. A 443, volume , pages 321–347, *(1985)*.

[BONDORF+85b] J.P. BONDORF et al. . Nuclear Phys. A 444, volume , pages 460–476, *(1985)*.

[BONDORF+95] J.P. BONDORF, A.S. BOTVINA, A.S. ILJINOV, I.N. MISHUSTIN, and K. SNEPPEN. *Statistical multifragmentation of nuclei.* Phys. Rep 257, volume , pages 133–221, *(1995)*.

[BORDERIE+96] B. BORDERIE et al. *Kinematical properties and composition of vaporizing sources: is thermodynamical equilibrium achieved?* Physics Letters B, volume 388, pages 224, *(1996)*.

[BOUGAULT+97] R. BOUGAULT et al. *A possible scenario for the time dependence of the multifragmentation process in Xe + Sn collisions (an explanation of the ^{3}He puzzle).* Contribution to the XXXV international winter meeting on nuclear Physics, Bormio (Italy), *(February 3-7 1997)*.

[BOUGAULT+99] R. BOUGAULT, J.P. WIELECZKO, M. D'AGOSTINO, W.A. FRIEDMAN, F. GULMINELLI, N. LE NEINDRE, et al. *Time dependence of the multifragentation process in 50 A.MeV Xe + Sn reactions.* Contributed paper to XXVII International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Exitations, Hirschegg, Kleinwalsertal (Austria), *(17-23 january 1999).*

[BOURRIQUET01] B. BOURRIQUET. *Thèse de doctorat en cours.* Thèse, Université de Caen, *(2001).*

[BUCHET99] P. BUCHET. *Compétition entre émission dynamique et statistique de particules dans les réactions* $^{36}_{18}Ar + ^{58}_{28}Ni$. *Recherche d'un signal de phénomène critique dans les collisions centrales de* $^{129}_{54}Ar + ^{nat}_{50}Sn$. Thèse, Université de Caen, *(1999).*

[BUTLER+63] S.C. BUTLER and J. PEARSON. *Deuterons from hight energy proton bombardment of matter.* Physics Rev., volume 129 num 2, pages 836, *(1963).*

[CHBIHI+99] A. CHBIHI, O. SCHAPIRO, S. SALOU, and D.H.E. GROSS. *Experimental and theoretical search for a phase transition in nuclear fragmentation.* The European Physical Journal A, volume 5, pages 251–255, *(1999).*

[CHOMAZ+99a] P. CHOMAZ and F. GULMINELLI. *Phase transition in a isospin dependent Lattice Gas Model.* Physics Letters B, volume To be published, pages ., *(1999).*

[CHOMAZ+99b] Ph. CHOMAZ and F. GULMINELLI. *Energy correlations as thermodynamical signals for phase transitions in finite systems.* Nuclear Physics A, volume 647, pages 153–171, *(1999).*

[COLONNA+94a] M. COLONNA and Ph. CHOMAZ. *Unstable infinite nuclear matter in stochastic mean field approach.* Physics Review C, volume 49, pages 1908, *(1994).*

[COLONNA+94b] M. COLONNA, Ph. CHOMAZ, and J. RANDRUP. *Linear response in stochastic mean-field theories and the onset of instabilities.* Nuclear Physics A, volume 567, pages 637–654, *(1994).*

[COLONNA+99] M. COLONNA et al. *Isospin effects on spinodal decomposition and dissipation mechanims.* Contributed paper to XXVII International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Exitations, Hirschegg, Kleinwalsertal (Austria), *(17-23 january 1999).*

[COPINET90] N. COPINET. *Thèse de doctorat.* Thèse, Université de Caen, *(1990).*

[COUNIHAN75] M.J. COUNIHAN. . Physic Letters B, volume 59, pages 367, *(1975).*

[CROCHET96] P. CROCHET. *Effets collectifs dans les collisions semi centrales Au(100-800 A.MeV) + Au.* Thèse, Université Louis Pasteur Strasbourg, *(1996).*

[CUGNON81] J. CUGNON. . Nuclear Physics A, volume 352, pages 505, *(1981).*

[CUSSOL93] D. CUSSOL. *Charged particle calorimetry of $^{40}Ar + ^{27}Al$ reactions from 36 to 65 A.MeV.* Nuclear Physics, volume A 561, pages 298–316, *(1993).*

[CUSSOL+99] D. CUSSOL et al. *Measurement of small flows in heavy ion coliisions around the balance energy.* Contribution to the XXXVII international winter meeting on nuclear Physics, Bormio (Italy), *(January 25-30 1999).*

[D'AGOSTINO+96] M. D'AGOSTINO et al. *Statistical multifragmentation in central Au + Au collisions at 35 MeV/u.* Physics Letters B, volume 371, pages 175–180, *(1996).*

[D'AGOSTINO+99a] M. D'AGOSTINO, A.S. BOTVINA, M. BRUNO, et al. *Thermodynamical features of multifragmentation in peripheral Au + Au collisions at 35 A.MeV.* Nuclear Physics A, volume 650, pages 329–357, *(1999).*

[D'AGOSTINO+99b] M. D'AGOSTINO, M. BRUNO, et al. *Multifragmentation of heavy systems at intermediate energies.* Contributed paper to XXVII International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Exitations, Hirschegg, Kleinwalsertal (Austria), *(17-23 january 1999).*

[D'AGOSTINO+99c] M. D'AGOSTINO et al. *Communication privée.* ., volume ., *(1999).*

[D'AGOSTINO+99d] M. D'AGOSTINO, F. GULMINELLI, Ph. CHOMAZ, M. BRUNO, et al. *Negative heat capacity in the criterial region of nuclear fragmentation: an experimental evidence of the liquid-gas phase transition.* Submitted, volume ., pages ., *(1999).*

[DANIELEWICZ85] P. DANIELEWICZ. *Transverse momemtum analysis of collective motion in relastivistic nuclear collisions.* Physics Letters B, volume 157B number 2,3, pages 146–150, *(1985).*

[DÉSESQUELLE94] P. DÉSESQUELLE. *Analyse multidimensionnelle, des données brutes à la physique.* Ecole Joliot Curie de physique nucléaire, *(1994).*

[DÉSESQUELLES95] P. DÉSESQUELLES. . Ann. Phys. Fr, volume 20, pages 1–45, *(1995).*

[DÉSESQUELLES+96] P. DÉSESQUELLES, J.P. BONDORF, I.N. MISHUSTIN, and A.S. BOTVINA. . Nuclear Physics A, volume 604, pages 183, *(1996).*

[DÉSESQUELLES98] P. DÉSESQUELLES. . Nuclear Physics A, volume 633, pages 547, *(1998).*

[DE SOUZA90] R.T. DE SOUZA. . Nucl. Instr. and Meth., volume A 3295, pages 109, *(1990).*

[DIU+89] B. DIU, C. GUTHMANN, D. LEDERER, and B. ROULET. *Physique statistique.* Hermann éditeurs des sciences et des arts (collection enseignement des sciences) Paris, *(1989).*

[DORÉ+98] D. DORÉ et al. *Quasi-projectile and mid rapidity characteristics in the $^{36}Ar+^{58}Ni$ reaction at 95 A.MeV.* Contribution to the XXXVI international winter meeting on nuclear Physics, Bormio (Italy), *(January 26-31 1998).*

[DRAIN89] D. DRAIN. . Nucl. Instr. and Meth., volume A 281, pages 528, *(1989).*

[DURAND93] D. DURAND. *La théorie statistique: perspectives et limites.* Ecole Joliot Curie de physique nucléaire, *(1993).*

[ECOMARD95] P. ECOMARD. *Premières expériences de multifragmentation à l'aide du multidétecteur 4π INDRA.* Thèse, Université de Caen, *(1995).*

[FERMI50] E. FERMI. . Program of Theorical Physics, volume 5, pages 570, *(1950).*

[FINN+82] J.E. FINN et al. . Physics Review Letters, volume 49, pages 1321, *(1982).*

[FRANKLAND98] J.D. FRANKLAND. *Etude des systèmes très lourd observé avec INDRA: Première mise en évidence d'un effet de volume dans le processus de multifragmentation nucléaire.* Thèse, Université Paris XI, *(1998).*

[FRIEDMAN88] W.A. FRIEDMAN. *Basis for a characteristic temperature in nuclear fragmentation.* Phys. Rev. Let., volume 60 num 21, pages 2125–2128, *(1988).*

[FRIEDMAN89] W.A. FRIEDMAN. *Two nuclear approach for nuclear disassembly.* Phys. Rev. C, volume 40 num 5, pages 2055–2064, *(1989).*

[FRIEDMAN90] W.A. FRIEDMAN. *Rapid massive cluster formation.* Phys. Rev. C, volume 42 num 2, pages 667–673, *(1990).*

[GELKBE+92] K. GELKBE et al. . Nuclear Physics A, volume 538, pages 65c, *(1992).*

[GENOUIN-DUHAMEL99] E. GENOUIN-DUHAMEL. *Détermination de l'énergie d'excitation et du moment angulaire des quasi-projectiles produits dans les collisions d'ions lourds Xe + Sn.* Thèse, Université de Caen, *(1999).*

[GOSSET+77] J. GOSSET et al. *Central collisions of relativistic heavy ions.* Physics Rev. C, volume 16, pages 629, *(1977).*

[GREEN53] A.E.S. GREEN. . Physics Rev., volume 91, pages 40, *(1953).*

[GROSS90] D.H.E. GROSS. . Rep. Prog. Phys. 53, volume , pages 605, *(1990).*

[GUARNERA96] A. GUARNERA. *Etude des approches stochastiques du problème à N corps: application à la multifragmentation nucléaire.* Thèse, Université de Caen, *(1996).*

[GULMINELLI+96] F. GULMINELLI and D. DURAND. *Theorical comparaison of different thermometers for the determination of the nuclear caloric curve.* Nuclear Physics A, volume 615, pages 117–134, *(1996).*

[GULMINELLI+99a] F. GULMINELLI and Ph. CHOMAZ. *Phase transition in finite systems: observables signals.* Contributed paper to XXVII International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Exitations, Hirschegg, Kleinwalsertal (Austria), *(17-23 january 1999).*

[GULMINELLI+99b] F. GULMINELLI, Ph. CHOMAZ, and V. DUFLOT. *Abnormal kinetic energy fluctuations and critical behaviors in the microcanonical lattice gas model.* Submitted to Physical Review Letters, volume , pages ., *(May 1999).*

[GUTBROD+76] H.H. GUTBROD et al. *Final state interaction in the production of hydrogen and helium isotopes by relativistic heavy ions on uranium.* Physical Rev. Letters, volume 37 num 11, pages 667, *(1976).*

[GYULASSY+81] M. GYULASSY and S.K. KAUFFMANN. *Coulomb effects in relativistic nuclear collisions.* Nuclear Physics A, volume 362, pages 503–533, *(1981).*

[HAHN+88] D. HAHN and H. STÖCKER. *The quantum statistical model of fragment formation.* Nuclear Physics A, volume 476, pages 719, *(1988).*

[HAUGER+96] J.A. HAUGER et al. *Experimental evidence for a phase transition in nuclear evaporation.* Physics Review Letters, volume 77, pages 235, *(1996).*

[HEUER+94] D. HEUER et al. . Physical Review C, volume 50, pages 1943, *(1994).*

[HICOFED86] HICOFED. *International conference on heavy ion nuclear collisions in the Fermi energy domain.* Les éditions de physique, *(1986).*

[HSI+94] W.C. HSI et al. . Physics Review Letters, volume 73, pages 3367, *(1994).*

[HUBELE+91] J. HUBELE et al. . Physics A, volume 340, pages 263, *(1991).*

[IORI93] I. IORI. . Nucl. Instr. and Meth., volume A 325, pages 458, *(1993).*

[KAROL75] P.J. KAROL. *Nucleus-nucleus reaction cross section at high energies: soft sphere model.* Physics review C, volume 11, pages 1203, *(1975).*

[KNOLL79] G.F. KNOLL. *Radiation detection and mesurement.* John Wiley and Sons, *(1979).*

[KWIATKWOSKI95] K. KWIATKWOSKI. . Nucl. Instr. and Meth., volume A 360, pages 571, *(1995).*

[LE FÈVRE97] A. LE FÈVRE. *Etude de la multifragmentation apport des corrélations en vitesse réduite entre particules et fragments.* Thèse, Université Paris 7, *(1997).*

[LEFORT+85] M. LEFORT and C. NGO. . Ann. Phys. (Paris), volume 3, pages 5, *(1985)*.

[LEFORT97] T. LEFORT. *Etude de l'écoulement de la matière nucléaire avec le multidétecteur INDRA*. Thèse, Université de Caen, *(1997)*.

[LEFORT+99] T. LEFORT, D. DORÉ, et al. *Study of intermediate velocity...* Nuclear Physics, volume A, pages (Submitted), *(1999)*.

[LE NEINDRE+97] N. LE NEINDRE, J. AICHELIN, R. BOUGAULT, R. NEBAUER, et al. *Rapport interne à la collaboration INDRA*. Journal des réunions analyse, volume Janvier, pages 41–52, *(1997)*.

[LE NEINDRE+98] N. LE NEINDRE, O. LOPEZ, N. BELLAIZE, G. TABACARU, et al. *Rapport interne à la collaboration INDRA*. Journal des réunions analyse, volume Octobre, *(1998)*.

[LISA+95] M.A. LISA et al. . Physics Review Letters, volume 75, pages 2662, *(1995)*.

[LOPEZ+93] O. LOPEZ et al. . Phys. Letter. B 315, volume , pages 34, *(1993)*.

[LOPEZ+98] O. LOPEZ, N. BELLAIZE, N. LE NEINDRE, G. TABACARU, et al. *Rapport interne à la collaboration INDRA*. Journal des réunions analyse, volume Octobre, *(1998)*.

[LOUVEL+94] M. LOUVEL et al. *Rapid decrease of fragment emission time in the range of 3-5 MeV/u excitation energy*. Phys. Letter. B 320, volume b, pages 221–226, *(1994)*.

[LOUVEL+95] M. LOUVEL et al. . Preprint LPCC, volume 95-01, *(1995)*.

[LUKASIK+97] J. LUKASIK, J. BENLLIURE, V. MÉTIVIER, E. PLAGNOL, B. TAMAIN, et al. *Dynamical effects and IMF production in peripheral and semi-central collisionsof Xe + Sn at 50 A.MeV*. Physics review C, volume 55, pages 1906, *(1997)*.

[LYNCH87] W.G. LYNCH. . Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., volume 37, pages 493, *(1987)*.

[LYNEN94] U. LYNEN. *Aladin colaboration*. GSI Report, volume , *(1994)*.

[MA+97] Y.G. MA et al. *Surveying the nuclear caloric curve*. Physics Letters B, volume 390, pages 41–48, *(1997)*.

[MARIE95] N. MARIE. *Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système* $^{129}Xe + {}^{nat}Sn$ *à 50 MeV par nucléon*. Thèse, Université de Caen, *(1995)*.

[MARIE+97] N. MARIE et al. *A hot expanding source in 50 A.MeV Xe + Sn central reactions.* Phys. Letters B, volume 391, pages 15, *(1997)*.

[MARIE+98] N. MARIE, A. CHBIHI, J.B. NATOWITZ, et al. *Experimental determination of fragment exitation energies in multifragmentation events.* Phys. Rev C, volume 58 num 1, pages 256–269, *(1998)*.

[MEKJIAN77] A.Z. MEKJIAN. *Thermodynamic model for composite particle emission in relativistic heavy ion collisions.* Physics Rev. Letters B, volume 38 num 12, pages 640, *(1977)*.

[MEKJIAN78] A.Z. MEKJIAN. *Explosive nucleosynthesis, equilibrium thermodynamics, and relativistic heavy ion collisions.* Physics Rev. C, volume 17 num 3, pages 1051, *(1978)*.

[METIVIER95] V. METIVIER. *Mécanismes de réaction et de dissipation de l'énergie dans les collisions symétriques noyau-noyau de 25 à 74 A.MeV : Apport des mesures exclusives du multidétecteur INDRA.* Thèse, Université de Caen, *(1995)*.

[MINICH+82] R.W. MINICH et al. . Physics Letters B, volume 118, pages 458, *(1982)*.

[MONTAROU88] G. MONTAROU. *Etude expérimentale avec Diogène de la productiondes deutons dans les réactions α-noyau entre 200 et 800 MeV par nucléons.* Thèse, Université de Clermont II, *(1988)*.

[MORETTO90] L.G. MORETTO. . Nuclear Physics A, volume 519, pages 183c, *(1990)*.

[MORETTO+97] L.G. MORETTO, R. GHETTI, L. PHAIR, K. TSO, and G.J. WOZNIAK. *Reducibility and thermal scaling in nuclear multifragmentation.* Physics Reports, volume 287 number 3, pages 250–336, *(1997)*.

[MORJEAN+95] M. MORJEAN et al. . Nuclear Physics A, volume 591, pages 371, *(1995)*.

[MURIN+95] Y. MURIN et al. *Isobaric ratios of fragments emitted in incomplete fusion reactions.* Physical Review C, volume 51 number 5, pages 2794–2797, *(1995)*.

[NAGAMIYA+81] S. NAGAMIYA et al. *Production of pions and light fragments at large angles in hight energy nuclear collisions.* Physics Rev. C, volume 24 num 3, pages 971–1008, *(1981)*.

[NALPAS97] L. NALPAS. *Propriétés et modes de désexcitation des noyaux chauds observés dans la réaction ^{36}Ar sur ^{58}Ni avec le détecteur INDRA.* Thèse, Université Paris XI Orsay, *(1997).*

[NATOWITZ92] J. NATOWITZ. *Proceeding of the conference nucleus-nucleus Collision IV, Kanazawa.* Nuclear Physics A, volume 538, pages 263c, *(1992).*

[NGUYEN98] A.D. NGUYEN. *Caractérisation spatio-temporelle de la matière dans la fragmentation nucléaire.* Thèse, Université de Caen, *(1998).*

[OUATIZERGA95] A. OUATIZERGA. *Vaporisation du système ^{36}Ar + ^{58}Ni étudié avec le détecteur INDRA.* Thèse, Université Paris XI Orsay, *(1995).*

[PANAGIOTOU+84] A.D. PANAGIOTOU et al. . Physics Review Letters, volume 52, pages 496, *(1984).*

[PARKER+91] Winifred E. PARKER et al. *Charged-particle evaporation from hot composite nuclei: Evidence over a broad Z range for distorsions from cold nuclear profiles.* Physical Review C, volume 44, pages 774–795, *(1991).*

[PEILERT+94] G. PEILERT, H. STOCKER, and W. GREINER. . Rep. Prog. Phys., volume 57, pages 533, *(1994).*

[PÉTER+97] J. PÉTER et al. *Apparent temperature in hot QP and the caloric curve.* XIII winter workshop meeting on nuclear dynamics, Marathon , Floride USA., volume LPCC 97-08, *(1997).*

[POCHODZALLA95] J. POCHODZALLA. *Probing the nuclear liquid-gaz phase transition.* Physics Review Letters, volume 75 num 6, pages 1040–1043, *(1995).*

[POGGI+95] G. POGGI et al. . Nuclear Physics A, volume 586, pages 755, *(1995).*

[POUTHAS95] J. POUTHAS. . Nucl. Instr. and Meth., volume A 357, pages 418, *(1995).*

[REISDORF+97] W. REISDORF and H.G. RITTER. *Collective flow in heavy-ion collisions.* Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., volume 47, pages 663–709, *(1997).*

[RIVET+96a] M.F. RIVET et al. *Vaporisation events from binary dissipative collisions.* Physics Letters B, volume 388, pages 219, *(1996).*

[RIVET+96b] M.F. RIVET, M. PARLOG, E. PLAGNOL, and L. TASSAN-GOT. *Etalonnage des CsI des couronnes 10-17 d'INDRA à l'aide des télescopes étalons.* Rapport interne IPNO, volume , *(1996).*

[RIVET+97] M.F. RIVET et al. *Multifragmentation of heavy systems: Characteristics and scaling laws.* Contribution to the XXXV international winter meeting on nuclear Physics, Bormio (Italy), *(February 3-7 1997).*

[RIVET+98] M.F. RIVET, Ch.O. BACRI, B. BORDERIE, J.D. FRANKLAND, et al. *Independance of fragment charge distribution of the size of heavy multifragmenting sources.* Phys. Letters B, volume 430, pages 217–222, *(1998).*

[RIVET+99] M.F. RIVET, B. BORDERIE, J.D. FRANKLAND, et al. *Multifragmentation of heavy systems around the Fermi energy: compression, radial expansion and volume instabilities.* Contributed paper to XXVII International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Exitations, Hirschegg, Kleinwalsertal (Austria), *(17-23 january 1999).*

[ROY96] C. ROY. *Phénomènes collectifs dans les réactions Au(150-400 A.MeV) + Au à très faibles paramètres d'impact.* Thèse, Université Louis Pasteur Strasbourg, *(1996).*

[SALOU97] S. SALOU. *Etude de la multifragmentation dans les collisions centrales pour le système* $^{129}Xe + ^{nat}Sn$ *entre 32 et 50 MeV/A : mesure de l'énergie collective d'expansion et du volume de freeze-out.* Thèse, Université de Caen, *(1997).*

[SAPORTA90] G. SAPORTA. *Probabilité, analyse de données et statistiques.* Technip, *(1990).*

[SAUER76] G. SAUER. . Nuclear Physics A, volume 264, pages 221, *(1976).*

[SCHUSSLER+95] F. SCHUSSLER et al. . Nuclear Physics A, volume 584, pages 704, *(1995).*

[SCHWARZSCHILD+63] A. SCHWARZSCHILD and C. ZUPANCIC. *Production of tritons, deuterons, nucleons and mesons by 30 GeV protons on Al, Be and Fe targets.* Physics Rev., volume 129 num 2, pages 854, *(1963).*

[SEEGER67] SEEGER. . Los Alamanos Report, volume 3751, pages ., *(1967).*

[SQUALLI-HOUSSAINI96] M. SQUALLI-HOUSSAINI. *Multifragmentation d'un système lourd : Etude avec INDRA du système Gd + U à 36 A/MeV.* Thèse, Université Paris XI IPN Orsay, *(1996)*.

[STECKMEYER95] J.C. STECKMEYER. . Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., volume A 361, pages 472–481, *(1995)*.

[STÖCKER83] H. STÖCKER. *Prospects of intermediate energy nuclear collisions.* Nuclear Physics A, volume 400, pages 63c–94c, *(1983)*.

[SUBRAMANIAN81] P.R. SUBRAMANIAN. . Journal of Physics, volume G 7, pages L241, *(1981)*.

[SURAUD90] E. SURAUD. *La physique nucléaire du laboratoire aux étoiles.* Ecole Joliot Curie de physique nucléaire, *(1990)*.

[TABACARU+97] G. TABACARU et al. *Rapport interne à la collaboration INDRA.* Journal des réunions analyse, volume 28 (novembre), pages 4–24, *(1997)*.

[TABACARU+99] G. TABACARU, B. BORDERIE, A. OUATIZERGA, M. PARLOG, M.F. RIVET, et al. *Pulse-height defect in the passivated ion-implanted Si detectors of the INDRA array.* Nucl. Instr. and Meth., volume A 428, pages 379–390, *(1999)*.

[TAMAIN94] B. TAMAIN. *Formation and decay of hot nuclei.* B. Remaud et al, Plenum Press, New York, *(1994)*.

[TIREL98] O. TIREL. *Origine dynamique de la multifragmentation nucléaire.* Thèse, Université de Caen, *(1998)*.

[TRAUTMANN+91] W. TRAUTMANN et al. *Proceeding of the aip conference: Towards a unified picture of nuclear dynamics, Nikko.* ., volume , pages 409, *(1991)*.

[WEISSKOPF37] V. WEISSKOPF. . Phys. Rev. C 52, volume , pages 69, *(1937)*.

[WIELECZKO+ed] J.P. WIELECZKO et al. *A scenario for expanding multifragmentating source in 50 A.MeV Xe + Sn reactions.* Phys. Letters B, volume , *(Submitted)*.

Résumé:

Les collisions centrales entre ions lourds aux énergies intermédiaires sont un outil idéal pour étudier la matière nucléaire loin de son état fondamental, que ce soit en température ou en densité. Le multidétecteur INDRA nous a permis d'isoler des événements, dans les réactions Xe + Sn de 32 à 50 A.MeV, o une source unique de matière excitée et comprimée est formée et multifragmente. Cette sélection en source unique nous permet de nous affranchir des effets de voie d'entrée et ainsi de pouvoir étudier ce système sous un angle d'équilibre thermodynamique. Les caractéristiques des fragments produits sont compatibles avec celles données par un modèle statitique qui suppose l'équilibration du système. Toutefois il est nécessaire pour reproduire les caractéristiques des particules légères de tenir compte de l'évolution temporelle du processus de désexcitation en considérant qu'une partie d'entre elles peuvent être émises ou s'échapper au cours de la phase d'expansion avant la cassure de la source unique. Ces particules expliqueraient alors la partie haute énergie observée dans les spectres des protons, deutons, tritons et héliums 3.
Enfin nous avons mis en évidence pour ce type de collisions d'ions lourds, menant à la formation de sources uniques, une transition de phase de la matière nucléaire équivalente à une transition liquide-gaz pour les fluides macroscopiques.

Abstract:

Central collisions between heavy-ions at intermediate energies are an ideal tool for studying nuclear matter far away from its saturation state, as well in temperature as in density. The multidetector INDRA has allowed us to select in the reactions Xe + Sn from 32 to 50 A.MeV a set of events which corresponds to the formation of a unique source of excited and compressed nuclear matter which subsequently breaks. This unique source selection allows us to neglect the entrance channel and then to study this system under a view of thermodynamical equilibrium. The features of the fragments are compatible with the results of a statistical model which supposes the system's equilibration. However it is necessary, in order to reproduce the characteristics of light particles to take into account for the time dependence of the desexcitation by considering that part of them could be emitted or escaped during the expansion stage before multifragmentation of the unique source. This particles should explain the hight part of the energy distributions observed experimentally for the protons, deutons, tritons and helium 3.
Finally we have point out for this kind of heavy-ions collisions, leading to the formation of unique sources, a phase transition for the nuclear matter equivalent to a liquid-gas transition in macrosocopic fluids.

Mots clés	Key words
Physique nucléaire	Nuclear physic
Détecteurs de rayonnements	Radiation detectors
Interactions d'ions lourds	Heavy-ions interactions
Réaction de fragmentation	Fragmentation reaction
Fusion nucléaire	Nuclear fusion
Equilibre thermodynamique	Thermodynamical equilibrium
Thermodynamique statistique	Statistical thermodynamic
Equations d'état	Equations of state