



**HAL**  
open science

# Etude expérimentale et théorique de la production de fragments dans les collisions Xe+Sn de 25 à 150 A.MeV

S. Hudan

► **To cite this version:**

S. Hudan. Etude expérimentale et théorique de la production de fragments dans les collisions Xe+Sn de 25 à 150 A.MeV. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2001. Français. NNT: . tel-00701431

**HAL Id: tel-00701431**

**<https://theses.hal.science/tel-00701431v1>**

Submitted on 25 May 2012

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

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

UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE  
U.F.R: Sciences, ECOLE DOCTORALE S.I.M.E.M.

**THESE**

présentée par

**Mlle Sylvie HUDAN**

et soutenue

**le 21 Décembre 2001**

en vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE CAEN**

*Spécialité : Constituants élémentaires*  
(Arrêté du 30 Mars 1992)

**Sujet:**

**Etude expérimentale et théorique de la production de fragments  
dans les collisions Xe+Sn de 25 à 150 A.MeV**

**JURY**

**Directeur de thèse: M. D. Guerreau**, directeur de recherche CNRS

**M. N. Alamanos**, chercheur CEA

**Rapporteur**

**M. Y. Blumenfeld**, directeur de recherche CNRS

**Rapporteur**

**M. A. Chbihi**, chargé de recherche CNRS

**M. R. De Souza**, professeur d'université

**M. E. Suraud**, professeur d'université

**M. B. Tamain**, professeur d'université



*UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE*  
*U.F.R: Sciences, ECOLE DOCTORALE S.I.M.E.M.*

**THESE**

présentée par

**Mlle Sylvie HUDAN**

et soutenue

**le 21 Décembre 2001**

en vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE CAEN**

*Spécialité : Constituants élémentaires*  
(Arrêté du 30 Mars 1992)

**Sujet:**

**Etude expérimentale et théorique de la production de fragments  
dans les collisions Xe+Sn de 25 à 150 A.MeV**

**JURY**

*Directeur de thèse: M. D. Guerreau, directeur de recherche CNRS*

**M. N. Alamanos**, chercheur CEA

*Rapporteur*

**M. Y. Blumenfeld**, directeur de recherche CNRS

*Rapporteur*

**M. A. Chbihi**, chargé de recherche CNRS

**M. R. De Souza**, professeur d'université

**M. E. Suraud**, professeur d'université

**M. B. Tamain**, professeur d'université



# Remerciements

Voilà venue la partie la plus délicate à écrire, j'essaierai de n'oublier personne.

Comme le veut la coutume je commencerai par remercier les différents directeurs du GANIL : MM Lewitowicz et Goutte qui ont succédé à MM Fouan et Guerreau. Je tiens particulièrement à remercier ce dernier qui a bien voulu assurer la fonction de directeur de thèse.

Mes remerciements vont ensuite aux personnes qui m'ont fait l'honneur d'être membre de mon jury de thèse. Tout d'abord je remercie MM Alamanos et Blumenfeld qui ont eu la dure tâche d'être les rapporteurs d'une thèse dans un domaine différent de leur travail de tous les jours. Un grand merci également à M. Surraud qui a assuré la double fonction de président du jury et de théoricien. Je remercie également M. Tamain qui par son enthousiasme m'a communiqué le goût de la physique nucléaire. Enfin je remercie M. De Souza avec qui, je l'espère, notre future collaboration sera fructueuse.

Comment remercier suffisamment Abdou qui a dirigé cette thèse? Plus que de me communiquer son enthousiasme et son optimisme (excessif?) quotidiens, il m'a permis d'aller jusqu'au bout de mes idées même si cela nous a fait réfléchir sur un grand nombre de points. John par son réalisme "naturel" et son pessimisme (excessif?) a permis de redescendre un peu sur terre. Elles me manqueront ces discussions interminables pour se rendre compte que finalement nous étions d'accord!

Cette thèse est avant tout un travail expérimental, et n'a été possible que grâce aux membres de la collaboration INDRA. Merci à tous ceux qui ont contribué à la première campagne de mesures ainsi qu'à ceux que j'ai côtoyés à GSI. Je pense en particulier à Eric qui a "coordonné" cette campagne et aux collègues allemands qui ont donné beaucoup de leur énergie et de leur temps : Wolfgang, Walter, Carsten, Gouda, Herbert, Jerzy, Ketel. Mais ces expériences n'auraient pas été ce qu'elles sont sans les personnes qui assurent la "bonne santé" du détecteur : merci à vous Jean, Jean-Luc et Serge. Une des leçons que j'ai apprise lors de ces trois années est que le travail au sein d'une collaboration est très enrichissant et profitable, et qu'il nécessite de savoir être humble et à l'écoute des autres. Un grand merci donc à toutes les personnes qui par leurs critiques et encouragements ont participé à ce travail.

Mes remerciements vont également vers Daniel que j'ai connu avec plusieurs casquettes. La première a été celle de prof, je l'ai ensuite connu comme "jamais d'accord avec les autres", puis comme expert en dynamique moléculaire. Dans tous les cas la migraine était au rendez-vous.

I would like to thank Akira Ono for the collaboration we had together. He is the driving force behind the theoretical part of this thesis. A last comment to say that I'm sorry for the cheese party.

Je voudrais remercier tous les gens que j'ai côtoyés au GANIL : les physiciens, mais aussi les différents personnels techniques qui m'ont "supportée". Merci en particulier à Armelle, Michel, Daniel et Olivier, Luc, Christine, et P. Bertrand.

A tous les "copains" : MERCI. Tout d'abord le plus vieux : M. Pierre, qui a contribué à la victoire au basket, qui avait un billard chez lui et qui m'a hébergée plusieurs fois. Je pense ensuite aux différents thésards : ceux d'INDRA, du GANIL, du LPC mais aussi d'ailleurs connus dans différentes rencontres et conférences. Merci à Christelle pour les discussions de "filles" et l'éclipse de soleil. Merci à Bertrand pour les soirées gastronomiques et le week-end à Sancerre que je n'oublierai pas de si tôt. Merci aussi aux gens de passage qui ont apporté un peu de piquant et d'exotisme : Frank, Ettore, Gabriela, Carlos et les autres... Plutôt qu'un merci je souhaiterais bonne chance aux petits nouveaux pour la suite : Aymeric, Lydie, Charles-Edouard, Alexis, Carmen... Enfin merci les "gars" : Jos' (M. Propre), Pierre (buveur exclusif de jus de poire), Babas (quel talent!), JL2 (notre Maître Capello et guide touristique), mes deux neutrons : Jlove (irrésistible) et Ben' (drôle parfois, décalé souvent).

Merci à mes parents, mes grand-parents et toute la famille.

Enfin merci à celui qui a partagé mon bureau mais aussi ma vie pendant ces dernières années.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Les différents modèles</b>	<b>11</b>
2.1	Modèles statistiques . . . . .	11
2.1.1	Codes statistiques standards . . . . .	11
2.1.2	Codes de multifragmentation . . . . .	12
2.2	Modèles intermédiaires : un exemple . . . . .	13
2.3	Modèles dynamiques . . . . .	14
2.3.1	Première approximation : le champ moyen . . . . .	14
2.3.2	Modèles de transport : équation de Landau-Vlasov . . . . .	16
2.3.3	Les modèles de dynamique moléculaire . . . . .	19
<b>3</b>	<b>AMD : un modèle de dynamique moléculaire</b>	<b>23</b>
3.1	Conditions initiales . . . . .	23
3.2	Les spécificités de AMD . . . . .	24
3.2.1	Mouvement du centre de masse des noyaux . . . . .	24
3.2.2	Potentiel coulombien . . . . .	24
3.2.3	Diffusion des paquets d'onde . . . . .	25
3.2.4	Temps de calcul . . . . .	25
3.3	Un autre point de vue : le branchement quantique . . . . .	25
3.4	Collisions centrales : temps de la multifragmentation . . . . .	27
3.4.1	Reconnaissance des clusters . . . . .	27
3.4.2	Fragments et temps caractéristiques . . . . .	30
3.4.3	Quelques critiques sur les méthodes de reconnaissance . . . . .	32
3.5	Etude du mélange de nucléons . . . . .	33
3.5.1	Etude à 50 MeV/n d'énergie incidente . . . . .	33
3.5.2	Etude à 100 MeV/n d'énergie incidente . . . . .	35
3.5.3	Bilan . . . . .	38
3.6	AMD pour les énergies intermédiaires . . . . .	39
3.6.1	Introduction du rétrécissement des paquets d'onde . . . . .	39
3.6.2	Effet sur les réactions de multifragmentation . . . . .	39

<b>4</b>	<b>Les aspects expérimentaux</b>	<b>43</b>
4.1	Le détecteur INDRA : ses principales caractéristiques . . . . .	43
4.1.1	Le cahier des charges . . . . .	43
4.1.2	Le cas particulier de la couronne 1 ( $2^\circ - 3^\circ$ ) . . . . .	46
4.2	Les différentes méthodes d'identification . . . . .	46
4.2.1	La formule de Bethe . . . . .	47
4.2.2	Discrimination en forme . . . . .	48
4.3	La calibration des détecteurs . . . . .	48
4.3.1	Détecteurs à ionisation : gaz et silicium . . . . .	48
4.3.2	Les détecteurs scintillants : CsI (Tl) et phoswich . . . . .	49
4.4	INDRA à GSI . . . . .	50
4.4.1	Identification des fragments à l'arrière . . . . .	50
4.4.2	Calibrations des chambres d'ionisation . . . . .	56
4.4.3	Vue d'ensemble sur le détecteur . . . . .	58
4.4.4	Les différents systèmes explorés . . . . .	60
4.5	Quelle information sur les particules? . . . . .	63
<b>5</b>	<b>Les collisions centrales de 25 à 150 MeV/n</b>	<b>65</b>
5.1	Sélection des événements . . . . .	65
5.2	Distribution en taille des produits de réaction . . . . .	66
5.3	Taille du plus gros fragment . . . . .	67
5.4	Multiplicité totale . . . . .	68
5.5	Production de fragments : recherche du maximum . . . . .	69
5.6	Spectres en énergie des protons . . . . .	70
5.7	Energies cinétiques moyennes . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Caractéristiques des fragments primaires</b>	<b>75</b>
6.1	Problématique et système étudié . . . . .	75
6.2	Extraction des particules évaporées . . . . .	76
6.2.1	Les fonctions de corrélation . . . . .	76
6.2.2	Détermination du fond . . . . .	79
6.2.3	Extraction expérimentale . . . . .	81
6.2.4	Particules évaporées : multiplicités et énergies . . . . .	82
6.3	Les fragments primaires . . . . .	84
6.3.1	Taille reconstituée . . . . .	84
6.3.2	Energie d'excitation . . . . .	86
6.4	Caractéristiques des particules légères par événement . . . . .	91
6.5	Comparaison avec un modèle statistique . . . . .	92
6.5.1	Propriétés des fragments primaires . . . . .	93
6.5.2	Les particules légères . . . . .	95
6.6	Une application : origine particule par particule . . . . .	96
6.6.1	La méthode . . . . .	97
6.6.2	Les particules légères . . . . .	100

6.6.3	Les fragments primaires . . . . .	107
6.6.4	Les événements . . . . .	114
6.7	Conclusion . . . . .	118
<b>7</b>	<b>Collisions centrales à 50 MeV/n : données et théorie</b>	<b>121</b>
7.1	Quelques comparaisons . . . . .	121
7.1.1	Variables statiques . . . . .	123
7.1.2	Variables cinématiques . . . . .	126
7.1.3	Variables angulaires . . . . .	129
7.2	Les neutrons . . . . .	131
7.3	Retour sur les énergies d'excitation . . . . .	133
7.3.1	Les fragments primaires . . . . .	133
7.3.2	Les particules légères . . . . .	135
<b>8</b>	<b>Xe+Sn à 100 MeV/n : toutes les collisions</b>	<b>139</b>
8.1	AMD : dépendance en paramètre d'impact . . . . .	139
8.2	Comparaison avec les données expérimentales . . . . .	144
8.2.1	Les collisions périphériques . . . . .	146
8.2.2	Les collisions mi-centrales . . . . .	150
8.2.3	Les collisions centrales . . . . .	154
8.3	Collisions centrales : excitation des fragments dans AMD . . . . .	158
<b>9</b>	<b>Conclusion</b>	<b>163</b>
<b>A</b>	<b>Les particules légères : proportion d'évaporation</b>	<b>167</b>
A.1	Méthode moyenne . . . . .	167
A.2	Méthode particule par particule . . . . .	168
	<b>Bibliographie</b>	<b>169</b>



# Chapitre 1

## Introduction

Notre vision actuelle de la matière n'est pas fondamentalement différente de la conception de Leucippe de Milet en 420 av. J.C : Démocrite, son disciple, expliquait que la matière était constituée de corpuscules en perpétuel mouvement et dotés de qualités idéales. Au fur et à mesure du temps, des instruments de plus en plus performants et sophistiqués ont permis d'explorer de plus en plus finement la matière. Ainsi de la découverte de l'atome nous sommes allés vers celle du noyau et enfin des quarks qui constituent actuellement les particules les plus élémentaires identifiées. A chaque niveau, les constituants de la matière interagissent entre eux afin d'assurer la cohésion de l'ensemble.

Dans le cas de la physique nucléaire, on vise à décrire et à prédire les propriétés des noyaux dont les briques élémentaires sont les protons et les neutrons. Une des grandes questions encore ouverte est la connaissance de l'équation d'état de la matière nucléaire, extrapolation théorique et idéalisée à l'échelle macroscopique du fluide quantique que constituent les nucléons dans le noyau : on cherche à relier entre elles trois grandeurs thermodynamiques, telles que par exemple la densité, la pression et la température. Depuis l'enfance de la physique nucléaire l'étude des propriétés des noyaux stables, d'abord leur état fondamental et plus tard leurs états modérément excités a permis de bien contraindre la forme de l'équation d'état autour de la densité de saturation, de la température nulle et des rapport  $N/Z$  typiques de la vallée de stabilité. Pour explorer le diagramme des phases, et donc accéder à l'équation d'état, il est nécessaire d'aller au-delà et de perturber fortement les noyaux selon les différents degrés de liberté. Les collisions d'ions lourds, mais aussi hadron-noyau [BEA99, LOT01], sont un bon outil pour sonder la matière nucléaire et étudier son comportement sous de fortes contraintes. Lorsqu'on utilise un hadron ( $p, \bar{p}, \pi, \dots$ ) comme projectile sur une cible lourde, on explore partiellement un seul axe qui est celui de l'énergie (i.e. température). Maintenant si on fait une collision entre deux ions lourds, plusieurs degrés de liberté sont mis en jeu simultanément avec très peu de restriction ce qui ne rend pas la situation expérimentale et théorique des plus simples [SUR98, DUR01]. Il a été observé qu'aux énergies intermédiaires ( $10 \leq E_{inc.} \leq 100$  MeV/n) une forte production de fragments a lieu. Différentes interprétations peuvent être avancées pour expliquer ce phénomène. Il peut par exemple être lié à une transition de phase de la matière nucléaire [POC95, DAG01, LEN00, BOT01], à une saturation de l'énergie d'excitation qu'on

peut déposer dans un noyau [BIZ92] ou encore être relié à la dynamique de la collision [TOK96, DJE01, WAD00].

Depuis la première manifestation de la production multiple de fragments, les observations expérimentales se sont multipliées. Ainsi une production importante de fragments dans la zone de vitesses intermédiaires entre celle de la cible et du projectile<sup>1</sup> a clairement été vue [DEM96, PLA99, LEF00], accompagnée des particules légères : une grande partie d'entre elles sont émises dans cette région de vitesses. Une des interprétations possibles consiste à considérer l'émission de fragments et de particules par un "col" de matière entre les deux partenaires de la collision. En parallèle, il a été observé qu'en moyenne les impulsions des fragments ne présentent pas une distribution isotrope même pour les collisions les plus centrales [LEF99], ce qui est peut-être l'illustration de l'importance de la dynamique de la collision. Indépendamment du rapport  $N/Z$  des noyaux projectile et cible, il a été observé que les noyaux les plus légers produits au cours de la collision sont plus riches en neutrons que les noyaux plus lourds [MAR00, XU00], ce qui peut être interprété comme le résultat d'une fractionation des protons et des neutrons entre deux phases, l'une "liquide" (noyaux lourds), l'autre "gazeuse" (noyaux légers).

L'étude des collisions centrales présente un grand intérêt, puisque c'est là qu'on s'attend aux plus fortes perturbations de la matière nucléaire dont sont constitués les noyaux. Une des premières approches de la modélisation de ces collisions a été d'étudier la multifragmentation en continuité de ce qu'on connaissait à plus basse énergie. On garde alors l'image d'un noyau composé, qui se désexcite non plus seulement par évaporation et/ou fission, mais aussi par production multiple et simultanée de fragments. En supposant que le système a atteint l'équilibre thermodynamique à un moment donné au cours de la collision, on calcule les différentes partitions<sup>2</sup> possibles [GRO90, BON95]. Ces modèles permettent d'avoir une bonne représentativité des variables statiques. Afin de reproduire des observables liées à la cinématique, l'ajout de différents termes (énergie d'expansion, déformation, etc...) dont l'origine se trouve dans la dynamique de la collision est nécessaire [SAL97, LEN99, LEF99, BOU01]. Il paraît ensuite naturel de faire une description dynamique de la collision, néanmoins les défis théoriques dans ce cas sont considérables (problème quantique à  $N$ -corps) et seules des solutions approchées existent actuellement. Avec un tel modèle la production de fragments est étudiée en suivant la collision au cours du temps. Un certain nombre d'hypothèses différentes sont sous-jacentes aux diverses approches dynamiques, et peuvent donner lieu à des interprétations différentes de l'évolution temporelle. Que ce soit dans le cas des modèles statistiques ou dynamiques, il faut donc rester prudent quant aux conclusions qu'on peut tirer de toute comparaison entre les données et les prédictions de ces modèles.

Dans ce travail nous avons suivi la deuxième approche en étudiant la dynamique de la collision. D'un point de vue expérimental d'abord nous avons étudié les énergies d'excitation des fragments primaires produits au cours de la collision, et avons ainsi pu déterminer si ces énergies sont modérées ou non. Ensuite d'un point de vue théorique, nous avons mené

---

1. Cette zone est appelée également zone de mi-rapidité.

2. Une partition est définie à partir des caractéristiques des particules et fragments :  $Z, A, E^*, E_k$ , etc...



des calculs de dynamique moléculaire et les avons comparé aux données expérimentales.

Afin de connaître et de comprendre ce que les calculs peuvent apporter à la compréhension des données expérimentales, nous énumérerons tout d'abord différents modèles utilisés dans l'étude de la multifragmentation. Nous nous attarderons sur le modèle de dynamique moléculaire AMD[ONO92, ONO99a].

Nous décrirons ensuite le multidétecteur INDRA, et verrons quelle est l'évolution des caractéristiques générales des collisions centrales du système Xe+Sn entre 25 et 150 MeV/n d'énergie incidente. Une analyse plus fine de ces mêmes collisions centrales entre 32 et 50 MeV/n d'énergie incidente consistera ensuite en la détermination et la caractérisation des fragments primaires ainsi qu'en l'extraction de l'émission évaporative de particules légères. Nous ferons alors une comparaison avec les prédictions d'un modèle statistique de multifragmentation [BON95].

Une confrontation des données expérimentales avec les résultats des simulations AMD sera enfin faite à la fois pour les collisions les plus centrales du système Xe+Sn à 50 MeV/n d'énergie incidente, mais aussi pour les différents paramètres d'impact lorsque le projectile à une énergie de 100 MeV/n.



## Chapitre 2

# Les différents modèles

Dans la compréhension du mécanisme qui a conduit à la multifragmentation, la comparaison des données expérimentales à un modèle est indispensable. Actuellement on peut distinguer deux grandes familles de calculs : statistiques et dynamiques. Il existe également des modèles "hybrides"; nous en citerons un exemple ici.

Dans le cadre des modèles dynamiques, nous insisterons plus particulièrement sur l'étude des modèles de dynamique moléculaire. Un chapitre spécifique traitera l'étude d'un de ces modèles (AMD), un autre chapitre sera dédié à la comparaison des données expérimentales avec ce calcul.

### 2.1 Modèles statistiques

Les modèles statistiques utilisés dans le domaine en énergie qui nous intéresse reposent tous sur la même hypothèse : l'équilibre thermodynamique est atteint à un certain moment au cours de la collision. Parmi ces modèles on peut distinguer deux familles. La première nous vient des basses énergies, alors que la deuxième a été développée spécifiquement pour la multifragmentation.

#### 2.1.1 Codes statistiques standards

Les expériences à basse énergie incidente (jusqu'à 10-15 MeV/nucléon) ont montré la formation d'un noyau composé dans les collisions centrales, pour des noyaux projectile et cible pas trop lourds. On parle de fusion complète ou incomplète selon que tous les nucléons ou non participent à la formation de ce noyau. Lors de la réaction de l'énergie a été apportée, le noyau composé a donc une énergie d'excitation non nulle.

Les modèles statistiques standards décrivent la désexcitation de ce noyau composé par décroissance binaire séquentielle. L'hypothèse de l'équilibre thermodynamique permet d'utiliser les lois statistiques, en particulier la théorie de Weisskopf [WEI37]. L'hypothèse forte ici est que le processus est microréversible. Le passage de l'état initial (noyau excité) à l'état final (noyau résiduel et particules émises) est supposé instantané. On détermine

ensuite les probabilités d'évaporation de particules légères, telles que neutrons, protons ou particules alpha, en tenant compte des volumes d'espace des phases disponibles (nombre de micro-états) dans les états initiaux et finaux. Il s'avère en fait qu'on ne peut pas appliquer cette théorie pour décrire correctement la fission et l'émission de fragments. En effet ces phénomènes sont dissipatifs, la microréversibilité du processus n'est donc plus vérifiée. Des développements ont alors été apportés en prenant en compte le temps nécessaire pour passer d'un état à un autre, c'est la théorie de l'état transitoire [BOH39, KRA40].

Par exemple, le code GEMINI [CHA88] décrit la désexcitation d'un noyau composé. Pour une taille ( $A$  et  $Z$ ) de système donnée, les distributions en énergie d'excitation et en spin sont calculées. A chaque étape toutes les cassures sont envisagées : de l'émission de particules légères (très asymétriques) jusqu'à la fission symétrique. Pour déterminer les probabilités d'émission deux théories sont utilisées : celle de Hauser-Feshbach [HAU52] pour les particules légères, et celle de l'état transitoire, étendue de façon à inclure l'émission de fragments excités [MOR75]. Précisons juste ici, que la théorie de Hauser-Feshbach est similaire à celle de Weisskopf, si ce n'est que le traitement quantique du spin intrinsèque et du moment angulaire des noyaux est pris en compte.

Ces modèles donnent une bonne description des phénomènes à basse énergie. Par contre ils ne permettent pas de bien décrire la multifragmentation, dont il est généralement admis que les échelles de temps sont plus courtes. Une généralisation possible de ces modèles statistiques consiste à autoriser des cassures simultanées à 3, 4 ou plus de noyaux [LOP90], la difficulté réside alors dans le calcul des probabilités relatives des différentes voies de désexcitation qui deviennent rapidement très nombreuses avec l'énergie d'excitation. De tels calculs sont très difficiles et très coûteux, une autre piste a donc été ouverte pour l'étude de la multifragmentation.

### 2.1.2 Codes de multifragmentation

Des codes spécifiques à la multifragmentation, SMM [BON95] et MMMC [GRO90] par exemple, ont été développés. L'hypothèse principale de ces modèles est que les fragments sont produits simultanément lors de la cassure explosive d'un système nucléaire thermalisé. Des ingrédients spécifiques à la physique nucléaire sont pris en compte tels que les masses des fragments et l'interaction coulombienne. Une autre hypothèse est que les interactions nucléaires entre les différents produits, au moment où on calcule leurs propriétés, sont nulles. On parle alors de configuration de freeze-out. Pour que la distance entre tous les noyaux au freeze-out soit plus grande que la portée de l'interaction, il faut que le volume du système, constitué de fragments et de particules en équilibre thermodynamique, soit considérablement plus grand que celui du noyau de masse équivalente dans son état fondamental.

L'équilibre étant atteint, c'est l'hypothèse de base, tout l'espace des phases disponible est peuplé par les partitions du système en respectant les lois de conservation qui définissent le type d'équilibre (i.e. énergie totale, volume et nombre de particules fixes dans le cas d'un équilibre microcanonique). Les partitions sont calculées selon les contraintes suivantes : la taille du système est fixe ( $A$  et  $Z$ ), l'énergie d'excitation (i.e. la température) est

donnée. Le choix des configurations accessibles est aussi gouverné par le bilan énergétique du système. Il faut pour cela tenir compte du  $Q$  de la réaction, des différentes impulsions et énergies internes des particules, mais aussi de l'interaction coulombienne entre elles. Pour être calculée de manière cohérente cette dernière devrait être déduite des positions des particules "événement par événement". En pratique, cela est très difficile à réaliser. Des approximations sont donc faites pour déterminer ce terme, finalement indépendant des positions des différents fragments mais seulement dépendant de leur nombre. Une fois la partition choisie, on place les particules dans un volume donné. Typiquement on utilise une sphère dont le volume est de l'ordre de 3 à 6 fois le volume normal. Le système évolue ensuite sous l'effet de l'interaction coulombienne. Selon les modèles les fragments produits au freeze-out sont froids ou chauds. Dans le deuxième cas, la désexcitation statistique de ces fragments est prise en compte en utilisant la théorie de Weisskopf (ou ses dérivées).

On peut faire plusieurs remarques sur ces modèles. Tout d'abord ils présentent l'avantage de nécessiter relativement peu de temps de calcul. Mais nous avons vu que pour cela des approximations sont faites comme par exemple le calcul de l'interaction coulombienne. Toutefois on peut remettre en cause l'hypothèse de base de ces modèles : celle de l'équilibre. Comment justifier que l'équilibre thermodynamique est atteint à un moment donné lors d'une collision ? Une première réponse peut être apportée par le succès avec lequel on arrive à reproduire les données avec de tels modèles. Néanmoins, on pourra toujours se demander à quel point nous sommes en train d'étudier les propriétés de la sélection opérée pour constituer notre échantillon expérimental, qui est par définition un ensemble statistique (quoique peut-être associé à un espace des phases un peu plus compliqué que celui donné par la simple conservation de l'énergie), au lieu d'adresser la question du degré d'équilibration atteint au cours de la collision. Seuls les modèles dynamiques doivent pouvoir apporter des éléments de réponse à cette question. Nous n'avons pas mentionné le fait ici que pour reproduire les données expérimentales, on est le plus souvent amené à introduire un terme supplémentaire : une énergie collective d'expansion. Cette expansion serait consécutive à une phase de compression antérieure. Là encore, les modèles dynamiques doivent aider à la compréhension de ce problème. Précisons tout de même que ces modèles statistiques reproduisent relativement bien les données expérimentales, à condition de déterminer de façon empirique les valeurs des paramètres qu'il faut donner comme point de départ (masse et charge du système, énergie d'excitation thermique du système, énergie collective d'expansion et/ou de rotation, et éventuellement caractériser la déformation du volume de freeze-out, etc ...).

## 2.2 Modèles intermédiaires : un exemple

Dans les approches précédentes, on fixe les caractéristiques du système à un instant donné (noyau composé ou configuration de freeze-out). Mais la justification d'un tel état au cours de la collision n'est pas aisée. Dans le cadre du modèle EES [FRI90] on part d'un noyau chaud équilibré à densité normale, et on le fait évoluer dans le temps. Le système peut, au cours du temps, évaporer des particules, et subir des variations de densité. Le

premier processus suit le principe de la balance détaillée de Weisskopf. Quant au second il est gouverné par la pression thermique, qui tend à faire évoluer le système vers des états de basse densité. Le système acquiert lors de cette phase de l'énergie collective, on parle d'énergie collective d'expansion. Au fur et à mesure que le système se désexcite, il peut arriver que l'énergie d'expansion ne compense pas les potentiels attractifs (tension de surface et champ moyen); le système passe alors par une phase de compression. Mais si l'énergie collective d'expansion est suffisamment grande, le système atteint alors le freeze-out, point de départ des approches statistiques précédentes.

On voit à travers ce modèle une première justification du terme d'énergie collective d'expansion considérée dans les modèles statistiques de multifragmentation. Mais ce modèle reste dans un cadre thermodynamique, où à chaque étape la notion de température est bien définie.

La question qui vient naturellement est de savoir comment justifier l'équilibre à un moment donné. Pour pouvoir y répondre, il faut suivre l'évolution temporelle du système depuis le temps zéro, temps de la collision. Pour cela il faut faire des calculs dynamiques.

## 2.3 Modèles dynamiques

Il existe un grand nombre de codes dynamiques disponibles. On peut distinguer trois familles de modèles. Le point de départ de ces approches est l'équation de Schrödinger dépendante du temps. C'est elle qui doit régir l'évolution d'un système quantique à  $N$  corps. Mais à l'heure actuelle on ne sait pas résoudre ce problème de manière exacte. En effet il est très difficile de prendre en compte toutes les corrélations. Des approximations sont donc faites afin d'apporter une réponse quant à la dynamique des collisions nucléaires.

Les deux premières méthodes se placent dans le cadre du formalisme du champ moyen. Ces modèles permettent de calculer la densité à un corps en tout point de l'espace des phases au cours du temps. Pour se rapprocher de la solution exacte, on peut ensuite prendre les corrélations à deux corps, trois corps, etc. Dans la pratique on se limite le plus souvent aux corrélations à deux corps.

Enfin la dernière approche est celle de la dynamique moléculaire. Ici on ne parle plus en terme de matrice densité mais on décrit la fonction d'onde du système en terme d'un ensemble de fonctions d'onde élémentaires plus ou moins localisées, en fonction du degré quantique de la description.

### 2.3.1 Première approximation: le champ moyen

#### Solution quantique

Considérons un système de  $N$  particules. L'équation, en terme de matrice densité, qui régir la dynamique du système est celle de Liouville-von Neumann :

$$i\hbar \frac{\partial D}{\partial t} = [H, D] \quad (2.1)$$

où  $D$  est la matrice densité du système total, et  $H$  son hamiltonien. Il n'existe pas de solution exacte à 2.1 pour un hamiltonien quelconque.

Si on considère un hamiltonien composé d'un terme cinétique et d'une interaction à deux corps, on peut décrire l'évolution de la densité à  $k$  corps en fonction de la densité à  $(k+1)$  corps. On obtient une hiérarchie d'équations, appelée BBGKY<sup>1</sup> [BOG46, BOR46, KIR46].

En faisant une troncation à l'ordre le plus bas, on aboutit à l'évolution temporelle de la densité à un corps en fonction de la densité à deux corps. A ce stade, le problème n'est pas soluble de manière simple. On peut alors faire l'approximation de Hartree : les particules sont indépendantes à chaque instant [SUR95, RIN80]. Ainsi la densité à deux corps peut être exprimée comme le produit simple des densités à un corps. Il reste ensuite à résoudre l'équation dynamique de la densité à un corps :

$$i\hbar \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = [h_1, \rho_1] \quad (2.2)$$

où  $\rho_1$  est la densité à un corps, et  $h_1$  l'hamiltonien à un corps "vu" par les particules. Il se décompose en deux parties :

- un terme cinétique,
- un terme de champ moyen. C'est le potentiel effectif créé par les  $A$  particules du système.

Quand on prend en compte la nature fermionique des particules (par exemple en exprimant  $\rho_1$  comme un déterminant de Slater), l'équation (2.2) n'est autre que l'équation TDHF<sup>2</sup> [BON76].

A ce niveau on peut noter que malgré l'hypothèse de particules indépendantes, les interactions à deux corps ne sont pas négligées. En effet le champ moyen n'est autre que la moyenne de toutes les interactions à deux corps subies par chaque particule.

### Limite semi-classique

En suivant l'approche précédente, on peut calculer de manière exacte les solutions de (2.2). On peut également considérer la limite classique de (2.2). On obtient alors l'équation de Vlasov :

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{p}, t)}{\partial t} = \{h_1, f\} \quad (2.3)$$

où  $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$  représente la distribution à un corps dans l'espace des phases, et  $\{\cdot, \cdot\}$  le crochet de Poisson.

De nombreuses études ont été faites avec le champ moyen quantique de TDHF. Mais pour les collisions qui nous intéressent, cette approche n'est pas très satisfaisante. L'approximation de champ moyen ne reste correcte que dans les noyaux peu perturbés. Ceci est

---

1. BBGKY : Bogoliubov, Born, Green, Kirkwood, Yvon  
2. TDHF : Time-Dependent Hartree-Fock

vérifié dans les collisions à basse énergie, mais lorsqu'on atteint quelques dizaines de MeV par nucléon d'énergie incidente, les corrélations d'ordres supérieurs entre les particules ne doivent plus être négligées. En effet les grandes fluctuations sont "amorties", le système ne peut que très difficilement fragmenter.

Les collisions nucléon-nucléon dont l'importance est négligeable à basse énergie, à cause du principe de Pauli, et dont les approches de champ moyen ne permettent pas de tenir compte, doivent être incluses dans la description au-delà d'environ 20 MeV/n. Pour pouvoir expliquer la multifragmentation il faut ainsi aller à l'ordre supérieur dans la hiérarchie.

### 2.3.2 Modèles de transport : équation de Landau-Vlasov

#### ETDHF

Nous venons de voir qu'en tronquant la hiérarchie BBGKY à l'ordre le plus bas, on obtient les théories de champ moyen. Que se passe-t-il si on tronque à l'ordre supérieur? Si on garde l'ordre 2, il faut exprimer la densité à trois corps en fonction des densités à un et deux corps. Le calcul consiste ensuite à calculer de manière exacte la densité à deux corps en fonction de celle à un corps. On obtient alors l'équation cinétique de la densité à un corps.

Les interactions à deux corps ne vont plus être traitées uniquement en moyenne, on va introduire des corrections par rapport au champ moyen.

Dans la pratique, on fait trois hypothèses supplémentaires afin de résoudre le problème:

- On néglige les corrélations à trois corps. On le justifie en supposant que le système est dilué et que l'interaction est à courte portée.
- On suppose que les interactions résiduelles à deux corps introduites sont petites. En effet on considère que la théorie de champ moyen s'applique toujours. Les interactions résiduelles constituent une perturbation par rapport à l'hamiltonien à un corps du champ moyen.
- Dans la plupart des cas, on suppose qu'à un instant donné les corrélations à deux corps sont négligeables.

La dernière hypothèse est fortement reliée aux deux premières. En effet elle découle de l'hypothèse de chaos moléculaire, où on suppose que le système a perdu la mémoire de ce qui s'est passé avant; autrement dit que le temps entre deux collisions est très long par rapport au temps d'interaction. Ceci est vérifié si le système est dilué.

Ecrivons l'équation cinétique qui régit l'évolution de la densité à un corps :

$$i\hbar \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = [h_1, \rho_1] + I_{coll} \quad (2.4)$$

$\rho_1$ ,  $h_1$  et  $I_{coll}$  désignent respectivement la densité à un corps, l'hamiltonien à un corps et le terme de collisions. Ce dernier dépend de la densité à un corps et de la même interaction



à deux corps qui régit le champ moyen. Comme nous le verrons par la suite, les simulations numériques ne respectent pas toujours cette auto-cohérence puisque les forces effectives utilisées dans le champ moyen, ajustées pour reproduire au mieux les propriétés des noyaux statiques, ne sont pas adaptées pour reproduire la section efficace de diffusion nucléon-nucléon.

La prise en compte des corrélations à deux corps constitue une extension par rapport au champ moyen, on parle donc de ETDHF (Extended TDHF) [WON78]. A l'heure actuelle, de nombreuses études portent sur ce problème [LAC99]. La prise en compte des corrélations dans le cas quantique reste difficile.

### Approche semi-classique: Landau-Vlasov

Afin de simplifier le problème, on se place à la limite semi-classique. L'équation cinétique devient alors :

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{p}, t)}{\partial t} = \{h_1, f_1\} + I_{coll} \quad (2.5)$$

On retrouve ici la distribution à un corps  $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ , l'hamiltonien à un corps  $h_1$  et le terme de collision  $I_{coll}$ .

On peut noter que la nature fermionique des nucléons n'est pas prise en compte. Le principe de Pauli n'est donc pas respecté. Dans la plupart des cas, on l'introduit dans le terme de collision en restreignant l'espace des phases disponible en sortie de chaque collision nucléon-nucléon. De manière similaire aux approches quantiques, le terme de collision doit dépendre de la densité à un corps. Des études phénoménologiques [NOR28, UHL33] ont été menées afin de calculer plus simplement le terme de collision en considérant l'hypothèse de chaos moléculaire. L'expression de  $I_{coll}$  ainsi obtenue,  $I_{coll}^{UU}$ , dépend du terme de densité, mais prend aussi en compte le principe de Pauli. Elle fait intervenir la section efficace de diffusion nucléon-nucléon. Comme pour l'approximation au premier ordre, le terme de collision fait intervenir un effet moyen, ici des corrélations à deux corps. Cette expression est la base des nombreux calculs numériques.

### Simulations: les différents codes

Pour résoudre numériquement (2.5) il existe de nombreux codes. Le traitement des différents termes (densité, champ moyen, terme de collision) peut différer d'un calcul à l'autre. Pour chacun d'eux différentes approximations sont faites.

En ce qui concerne le terme de collision le traitement diffère peu d'un code à l'autre. En pratique les codes n'utilisent pas  $I_{coll}^{UU}$  mais une expression approchée. La cohérence entre champ moyen et terme de collision tombe, mais le principe de Pauli reste inclus. On utilise une section efficace effective qui peut être soit la section efficace libre (paramétrisations des résultats expérimentaux sur la diffusion nucléon-nucléon), soit une tentative de tenir compte des effets de milieu sur cette dernière (de l'hypothèse la plus simple  $\sigma = k\sigma_{NN}$ , jusqu'à des paramétrisations de calculs microscopiques très poussés). Nous avons donc ici

une première approximation par rapport à (2.5), qui viole la cohérence entre le champ moyen et les corrections introduites via le terme de collision.

Pour ce qui est de la distribution à un corps et du champ moyen, on peut distinguer deux approches numériques:

1. Les méthodes dites des “quasi-particules”.

La distribution à un corps n'est pas calculée de manière exacte. Elle est représentée par une superposition de solutions simples de (2.5) sans le terme de collisions. On considère ici une base de gaussiennes de largeur fixe. Les limitations d'une telle approximation vont apparaître à basse densité, avec l'introduction de gradients de potentiel artificiels, par exemple dans la surface des noyaux.

On retrouve ce genre d'approximation entre autres dans les codes BNV [BON94] et Landau-Vlasov [GRE87].

2. Les ensembles parallèles.

A nouveau la distribution à un corps est une superposition d'états, dans ce cas la base utilisée est constituée de fonctions  $\delta$ .

Pour déterminer le champ moyen, on considère toutes les particules de tous les événements simulés superposés. On tabule alors le champ moyen, qui sera ensuite utilisé pour chacun des événements.

On peut ranger dans cette catégorie les codes BUU [BER88] et VUU [KRU85].

Tous ces calculs ont permis de relativement bien reproduire certains aspects des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Ils prédisent notamment l'évolution des collisions binaires dissipatives, connues à basse énergie, vers le régime “participant-spectateur” avec la formation de structures telles qu'un col de matière entre les deux partenaires, qui se désexcitent ensuite indépendamment du quasi-projectile et de la quasi-cible. Dans les collisions centrales, quand un système unique est formé, le scénario observé dans la plupart des cas est le passage du système par une phase de haute densité. S'en suit alors une phase d'expansion qui va l'amener vers la densité normale puis vers des basses densités, où est prédite l'existence d'une instabilité mécanique de la matière nucléaire appelée “Instabilité Spinodale”. Grâce à du bruit numérique spurieux, on peut voir la densité devenir non-uniforme et des débuts de formation d'amas (fragments). Toutefois ce type de calculs ne permet pas de déduire le sort ultime du système (la fragmentation) à cause du manque de fluctuations dans l'équation (2.5).

### Un pas plus loin : ajout des fluctuations (champ moyen stochastique)

Dans les approches de type Landau-Vlasov, on apporte un terme correctif à deux corps par rapport au champ moyen. Il permet de prendre en compte l'effet moyen de corrélations à deux corps, mais ne décrit que l'évolution moyenne de, par exemple, un ensemble de systèmes préparés de façon identique du point de vue 1-corps évoluant sous l'effet combiné du champ moyen et des collisions nucléon-nucléon. Ainsi si le système rencontre des instabilités au cours de son évolution, ce qui doit mener à un grand nombre de voies finales

différentes, ces approches se montrent insuffisantes. Dans les approches de champ moyen stochastique [GUA96] on introduit un terme stochastique, dit terme de Langevin, pour simuler les fluctuations non prises en compte autour de l'évolution moyenne, ainsi que certaines corrélations à 2, 3, ... corps. L'approche peut être vue comme basée sur le théorème de fluctuation-dissipation en analogie avec la description du mouvement brownien.

Avec ce terme de fluctuation, on introduit une nouvelle correction par rapport au champ moyen ce qui a permis de décrire la multifragmentation de systèmes préparés à l'intérieur de la région spinodale [FRA01b].

### 2.3.3 Les modèles de dynamique moléculaire

Pour les collisions à basses énergies, quelques MeV par nucléon, le champ moyen quantique permet une bonne description de la dynamique du système. Pour les hautes énergies, c'est l'interaction élémentaire nucléon-nucléon qui prédomine. Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, quelques dizaines à une centaine de MeV par nucléon, on rencontre une situation intermédiaire, où il y a une forte compétition entre les effets de champ moyen et les collisions nucléon-nucléon. La prise en compte des corrélations à plusieurs corps semble donc essentielle afin de bien décrire les collisions d'ions lourds dans ce domaine. L'apport de ces corrélations est important dans la compréhension du processus de multifragmentation. C'est le challenge des modèles de dynamique moléculaire : résoudre l'équation dynamique à  $A$  corps.

#### Le cas classique

Le système que nous avons à traiter, un ensemble de nucléons, est quantique. La statistique qui s'applique est celle de Fermi-Dirac. Si on veut traiter complètement le problème, il faut non seulement étudier la dynamique à  $A$ -corps, mais aussi considérer le système comme fermionique. Malheureusement il n'existe de solution exacte ni analytique ni numérique. Par contre quand on considère un système classique, on peut calculer numériquement l'évolution du système. Les particules sont complètement localisées, et leur dynamique est régie par les équations de Newton (cas non relativiste). La forme du potentiel peut être choisie de manière à pouvoir faire une analogie avec la forme nucléaire : il est répulsif à courte portée et attractif à longue portée. Ces calculs ont été beaucoup utilisés pour étudier la dynamique des collisions [SCH87, LEN90]. Dans certains cas on inclut également un potentiel coulombien entre "protons". L'influence de ce terme sur les quantités mises en jeu a été étudiée; Belkacem et al. [BEL95] ont par exemple montré qu'il déplaçait le point critique vers de plus basses températures.

Ces calculs de dynamique moléculaire classique permettent d'avoir une bonne description qualitative des collisions, y compris de la production de clusters, puisque toutes les corrélations sont présentes dans le calcul. Par contre les valeurs des grandeurs mises en jeu ne peuvent pas être comparées directement au cas des collisions nucléaires. En effet l'aspect quantitatif est gouverné par le potentiel et par la nature quantique des particules. Même si la forme du potentiel utilisé est similaire à un potentiel nucléaire, elle ne permet pas de

reproduire les propriétés de saturation de la matière nucléaire ; de plus les particules sont classiques. Les codes de dynamique moléculaire classique nous permettent donc d'avoir un bon scénario de la collision, et même un étonnant accord avec les types de mécanismes de réactions observés expérimentalement [CUS01]. Mais pour l'aspect quantitatif il faut aller plus loin en introduisant les grandeurs nucléaires et la nature quantique des nucléons.

### Le cas quantique

Traisons maintenant les particules de manière quantique, elles seront donc délocalisées. A strictement parler, les modèles dont nous parlerons ici décrivent des nucléons semi-classiques qui sont représentés par des paquets d'onde. Ils sont donc partiellement localisés, d'où l'appellation de "dynamique moléculaire". Selon les modèles il existe deux façons différentes de décrire la fonction d'onde du système de  $A$  nucléons :

1. le produit de  $A$  paquets d'onde sans prise en compte explicite de la nature fermionique des nucléons, c'est le cas de QMD [AIC91],
2. un déterminant de Slater<sup>3</sup>, dans AMD [ONO92] et FMD [FEL90].

Dans le deuxième type d'approche la nature fermionique des particules est directement prise en compte, via l'antisymétrisation. Le principe de Pauli est donc inclus. Les effets du blocage de Pauli sont nombreux. Par exemple lors d'une collision nucléon-nucléon il restreint l'espace des phases disponibles en sortie, la section effective de diffusion est donc réduite. Dans les calculs QMD, le principe de Pauli n'est pas implicite. Deux optiques ont donc été prises selon les groupes pour en tenir compte. Certains introduisent un "potentiel de Pauli" [PEI92], d'autres le mettent dans le terme de collision [AIC91], comme c'était le cas des approches semi-classiques (section 2.3.2).

Dans tous les cas, les fonctions d'onde individuelles considérées sont des paquets d'onde gaussiens. Leur largeur est considérée ou non comme une variable dynamique. A ce niveau on perd en partie le caractère quantique des particules. En effet les solutions exactes n'ont pas de forme particulière, la forme gaussienne ne constitue qu'une limite semi-classique du problème quantique.

L'évolution temporelle du système est donnée par l'équation de Schrödinger dépendante du temps :

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = H |\psi(t)\rangle \quad (2.6)$$

où  $H$  est l'hamiltonien et  $|\psi(t)\rangle$  l'état qui décrit le système à  $A$  corps. Cette équation peut être dérivée à partir du principe variationnel dépendant du temps. Si on restreint l'espace des phases accessible en imposant des contraintes sur  $\psi(t)$ , par exemple en limitant sa description à un choix restreint de variables dynamiques, le même principe variationnel donne de nouvelles équations de mouvement, dont les solutions ne sont donc pas les

---

3. Un déterminant de Slater correspond à une combinaison linéaire de produits antisymétrisés des fonctions d'onde individuelles.

solutions exactes de (2.6) mais des solutions approchées. Les équations du mouvement de chaque paquet d'onde sont alors les équations de Hamilton généralisées. Dans le cas de AMD et de QMD les variables dynamiques sont limitées à la position et l'impulsion de la centroïde de chaque paquet d'onde; et dans le cas de FMD on suit non seulement la centroïde, mais aussi la largeur du paquet d'onde.

Pour pouvoir traiter les collisions d'ions lourds, il s'avère nécessaire d'introduire un terme de collision [ONO92, AIC91], calculé de manière stochastique. Quant à la section efficace de diffusion nucléon-nucléon employée, elle diffère d'un calcul à l'autre. Les effets de milieu sont plus ou moins pris en compte. Comme mentionné plus haut, certains calculs QMD restreignent l'espace des phases accessible à cette étape afin d'introduire le blocage de Pauli qui n'est pas pris implicitement en compte.

Nous n'avons pas évoqué ici les degrés de liberté de spin et d'isospin. Dans le cas de FMD et AMD, l'isospin et le spin sont toujours pris en considération. Le premier est pris indépendant du temps. Dans FMD le spin peut varier en fonction du temps, et dans AMD il est fixe. Pour ce qui est des calculs QMD, il existe différentes versions qui traitent ou non ces deux nombres quantiques.

Dans le tableau 2.1 sont rappelées les différentes caractéristiques des trois modèles décrits.

	QMD	FMD	AMD
Fonction d'onde du système			
Produit	◇		
Produit antisymétrisé (Slater)		◇	◇
Largeur des paquets d'onde (gaussiennes)			
fixe	◇		◇
variable		◇	
Terme de collision inclus	◇		◇
Prise en compte du Spin - Isospin	†	◇	◇

TAB. 2.1 – *Caractéristiques des modèles de dynamique moléculaire semi-quantique. Pour † : voir texte.*

Nous venons de décrire les grandes lignes de quelques calculs de dynamique moléculaire. Notre objectif n'est pas de rentrer dans les détails des différents modèles. Le lecteur pourra consulter [FEL00] pour plus de précisions sur les calculs de dynamique moléculaire appliqués aux fermions.

Avant d'utiliser AMD afin de faire des comparaisons avec les données expérimentales, nous avons voulu aller plus loin dans la compréhension de ce modèle. Pour cela nous avons étudié certains aspects qui nous semblaient jouer un rôle important pour les énergies que nous étudions. Cette étude fait l'objet du chapitre suivant.



## Chapitre 3

# AMD : un modèle de dynamique moléculaire

Dans le chapitre précédent, nous avons explicité le principe des approches de dynamique moléculaire. En ce qui concerne AMD, nous avons vu que la fonction d'onde du système est supposée être un déterminant de Slater construit avec des paquets d'onde individuel pris égaux à des gaussiennes de largeur fixe. L'équation du mouvement de chaque paquet d'onde est déduite à l'aide du principe variationnel dépendant du temps. Rappelons qu'on obtient alors une solution approchée de l'équation de Schrödinger pour l'évolution du système à  $N$  corps quantiques. A ce niveau on suit donc l'évolution de la centroïde de chaque paquet d'onde. Nous avons vu qu'un terme de collision est pris en compte. Ceci constitue la première version de AMD [ONO92].

Nous allons maintenant décrire les conditions initiales, et les spécificités de ce modèle. Nous évoquerons ensuite une nouvelle manière d'aborder AMD en introduisant le branchement quantique. Nous étudierons également quelques aspects des collisions (évolution temporelle, effet de transparence). Nous traiterons enfin les développements apportés au modèle, dans le cadre de l'étude des collisions centrales du système  $\text{Xe}+\text{Sn}$  à 50 MeV/n.

### 3.1 Conditions initiales

Nous n'avons pas parlé jusqu'ici des conditions initiales. Les paramètres nécessaires sont : les deux noyaux de départ, l'énergie du projectile, le paramètre d'impact et la distance entre les deux noyaux. Pour déterminer les caractéristiques du projectile et de la cible la méthode utilisée est celle de refroidissement par friction. On choisit de manière aléatoire les positions et moments des  $A$  nucléons du système. On les fait ensuite évoluer suivant les équations du mouvement auxquelles on a ajouté un terme de friction. On part donc d'un état quelconque, généralement excité, et on le fait "refroidir" vers le fondamental. Les noyaux obtenus sont stables, c'est à dire que si on les soumet à aucune interaction extérieure ils restent dans le même état sur une grande échelle de temps.

## 3.2 Les spécificités de AMD

En ce qui concerne les modèles de transport (section 2.3.2) bien que le principe soit le même des différences apparaissent lors de la mise en oeuvre numérique. Ceci est également vrai pour les modèles de dynamique moléculaire. Des approximations sont faites, nous allons expliciter comment elles sont traitées et/ou corrigées.

### 3.2.1 Mouvement du centre de masse des noyaux

Avant d'aborder les différents termes qui régissent la dynamique du système, intéressons-nous aux noyaux formés. Quand on calcule l'énergie cinétique du centre de masse d'un noyau dans AMD, deux termes apparaissent : le premier est relié à son impulsion, et le deuxième, constant, est un effet indésirable du modèle. Donc si le noyau est au repos - i.e. le centre de masse a une impulsion nulle - son énergie cinétique ne sera pas nulle. Cette contribution spurieuse est de l'ordre de 10 MeV, et n'est pas négligeable lorsqu'on traite la formation de fragments. Pour s'en affranchir, on introduit dans l'hamiltonien un terme supplémentaire qui a pour effet de retrancher ce terme constant.

### 3.2.2 Potentiel coulombien

Dans les calculs nous traitons des nucléons. AMD prend en compte le degré de liberté d'isospin, nous avons donc des protons et des neutrons. Parmi les interactions à deux corps on retrouve l'interaction coulombienne entre protons. Ce terme est estimé dans AMD par une superposition de gaussiennes. Comme on peut le voir sur la figure 3.1, cette estimation est correcte pour des distances relatives entre 1 et 20 fm. Au-delà de 20 fm, la force coulombienne utilisée est nulle. L'effet de cette troncation est quasi-nul.

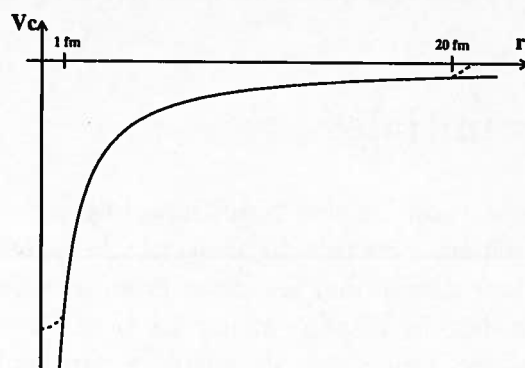


FIG. 3.1 – *Forme du potentiel coulombien. Le trait plein correspond au potentiel exact. Les traits pointillés représentent le potentiel estimé.*



### 3.2.3 Diffusion des paquets d'onde

Si on ne considère pas le terme de collision, on peut voir AMD comme une approximation de TDHF. On peut en effet assimiler l'étude de chaque paquet d'onde à celle de la densité à un corps. Dans le cadre de TDHF la densité prend une forme quelconque, alors que dans AMD elle est prise gaussienne. Les approches de particules individuelles prédisent que les fonctions d'onde s'étalent et se divisent au cours du temps. En d'autres termes on a une diffusion des fonctions d'onde. Or dans les calculs AMD, les paquets d'onde sont de largeur fixe et indivisibles. Pour mettre en place cet effet de diffusion, Ono et al. [ONO96] ont introduit un terme additionnel dans l'évolution des paquets d'onde. Un déplacement stochastique supplémentaire est donné, à un moment donné, aux centroïdes des paquets d'onde, de façon à mimer leur diffusion dans l'espace des phases quand on considère l'ensemble des nouveaux paquets ainsi générés. Il est calculé de manière à respecter l'équation de Vlasov (2.3) pour l'évolution de la densité à un corps semi-classique. L'élargissement des paquets d'onde est donc répercuté sur un ensemble de paquets d'onde. Par contre la conservation de l'énergie n'est plus vérifiée. Il faut alors faire un traitement particulier.

Le modèle ainsi constitué est appelé AMD-V. Des calculs ont été faits pour le système Ca+Ca à 35 MeV/nucléon [ONO96]. L'introduction de ce terme de fluctuation permet de mieux reproduire les données expérimentales. Il améliore notamment la gestion de l'évaporation, de l'absorption et du transfert de nucléon.

### 3.2.4 Temps de calcul

Un des avantages des calculs de dynamique moléculaire est de considérer les corrélations entre les particules. Ils sont toutefois très coûteux en temps de calcul. Pour FMD et AMD, le temps est proportionnel à  $N^4$ ,  $N$  étant le nombre de nucléons du système. Au-delà de 80 nucléons, typiquement Ca+Ca, les calculs deviennent "impossibles", et il faut faire des approximations. Ono [ONO99a] a développé une approximation, dite de la triple boucle, pour calculer le terme d'interaction dans l'hamiltonien. On gagne une puissance de  $N$ , c'est à dire que les calculs vont en  $N^3$ . Des simulations pour des systèmes lourds, tel que Au+Au, sont alors viables.

## 3.3 Un autre point de vue : le branchement quantique

Nous allons exposer une nouvelle façon de comprendre AMD en repartant de zéro.

Le point de départ des modèles de dynamique moléculaire est la résolution du problème à A-corps, pour des particules localisées interagissant à travers des potentiels. Dans le cas de AMD le système est représenté par un déterminant de Slater de paquets d'onde localisés individuels pris gaussiens. L'évolution du système est régie par l'équation de Schrödinger dépendante du temps. Mais on ne peut pas la résoudre complètement. On utilise le principe variationnel (PV), qui donne une solution approchée. Il permet d'accéder seulement à une partie de l'espace de Hilbert. Pour corriger cette approximation, l'idée est d'autoriser des branchements d'une trajectoire à l'autre. L'erreur faite en introduisant le PV peut être vue

comme une perturbation, et peut être traitée comme un terme stochastique de transition entre différentes trajectoires. Le principe du branchement quantique est donc d'agrandir l'espace des solutions explorées en introduisant un terme stochastique, et est illustré sur la fig. 3.2.

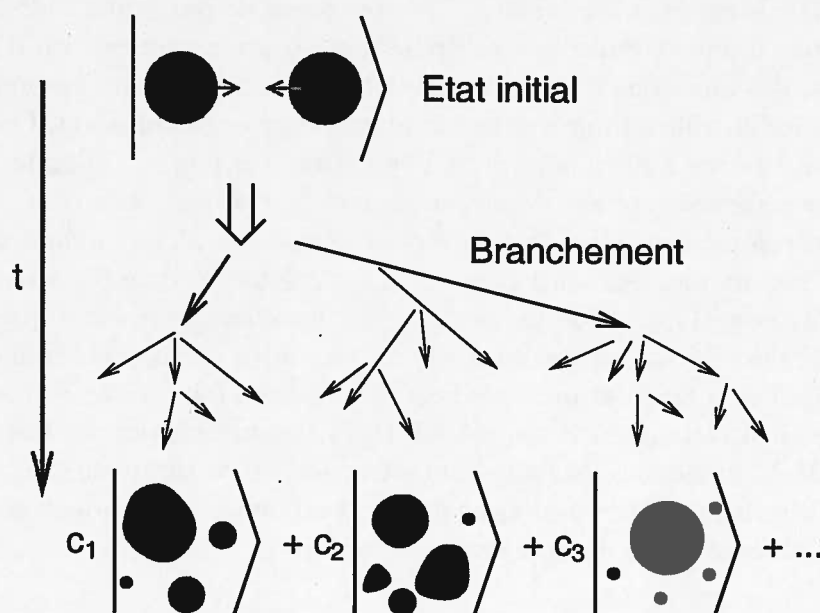


FIG. 3.2 – Illustration du branchement quantique.

Une des difficultés réside dans le calcul de ce terme supplémentaire. Il faut en effet déterminer les contributions omises lorsqu'on a appliqué le PV. Dans le cadre de AMD [ONO99a] on inclut deux effets à travers ce branchement quantique :

1. La diffusion des paquets d'onde. En effet les paquets d'onde sont des gaussiennes de largeur fixe. A chaque étape, et pour chaque paquet une petite fluctuation gaussienne est donnée. Ainsi l'effet d'étalement est retrouvé en considérant un ensemble de paquets générés par cette méthode. La différence majeure avec le terme de Vlasov précédent (section 3.2.3) est dans la prise en compte à chaque pas de temps de ce terme. Auparavant on introduisait à un instant un gros déplacement au mouvement des paquets d'onde.
2. Le processus de collision nucléon-nucléon doit également être considéré. Il constitue le deuxième terme inclus dans le branchement quantique.

Le branchement quantique permet d'aborder différemment AMD. La détermination des conditions initiales est identique, voir section 3.1.

C'est avec une telle version de AMD que nous avons fait des simulations pour la gamme en énergie intermédiaire qui nous intéresse. Le système que nous avons étudié est le système Xe+Sn. Plus précisément le **projectile** est un noyau de  $^{129}\text{Xe}$ , et la **cible** un noyau de

$^{118}\text{Sn}$ . Nous avons employé une force effective de Gogny avec une équation d'état douce [DEC80]. Une étude faite pour le système  $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$  entre 25 et 135 MeV/nucleon d'énergie incidente [ONO95] montre qu'une telle force est bien adaptée pour décrire le système à ces énergies de bombardement.

### 3.4 Collisions centrales : temps de la multifragmentation

Les différents calculs dynamiques ont un point commun : ils traitent des particules individuelles. Que ce soit à travers les particules tests pour les approches de transport, les "billes" dans le cadre des dynamiques moléculaires classiques, ou alors les nucléons dans le cas quantique; nous avons accès aux constituants élémentaires. Pour décrire les collisions d'ions lourds, il faut décrire les propriétés des noyaux formés au cours de la réaction et pas seulement celles des nucléons. La difficulté commune à tous ces modèles est alors de reconnaître les fragments et les particules dans la voie de sortie. Pour cela il faut utiliser des algorithmes, plus ou moins sophistiqués, qui permettent de regrouper les nucléons entre eux pour caractériser les produits de réaction.

Dans un premier temps nous verrons quelles méthodes nous avons utilisées avec les calculs AMD. Nous pourrions alors considérer l'évolution temporelle des réactions étudiées, et déduire les différents temps caractéristiques de la réaction. Nous aborderons enfin les biais apportés par les méthodes de reconnaissance que nous avons utilisées.

Nous allons étudier dans cette section par les collisions centrales à 50 MeV/n d'énergie incidente. Nous avons exploré les paramètres d'impact entre 0 et 4 fm, tirés sur une distribution triangulaire. Les calculs ont été effectués sur le super-calculateur du CEA de Grenoble<sup>1</sup>, et ont nécessité au total 30 000 heures de calcul.

#### 3.4.1 Reconnaissance des clusters

La démarche la plus simple pour reconnaître les clusters<sup>2</sup> est de regarder si les nucléons sont proches dans l'espace des positions. Cette méthode a longtemps été utilisée avec des paramétrisations plus ou moins sophistiquées [COL92, WHI94, VIC85, PEI92]. Par exemple pour les modèles de transport, la variable d'intérêt étant la densité à un corps, le critère est souvent basé sur la densité locale. Pour les calculs de dynamique moléculaire, la distance entre les particules élémentaires est directement prise en compte. Nous avons dans une première approche appliqué cette procédure : si deux nucléons sont proches dans l'espace des positions, ils appartiennent au même cluster.

Pour l'étude du système Au+Au à une énergie incidente de 150 MeV/n, le critère est le suivant :

$$|\vec{r}_i - \vec{r}_j| < 5 fm \quad (3.1)$$

ce qui permet une bonne identification des fragments dans la plupart des cas [ONO99a]. Sur la figure 3.3, nous avons reporté la multiplicité de particules libres, celle de particules

1. Compaq AlphaServer SC232 du centre de calcul du CEA à Grenoble sous le numero du projet (P542).

2. Un cluster est défini dans notre cas comme un paquet (agrégat) de nucléons.

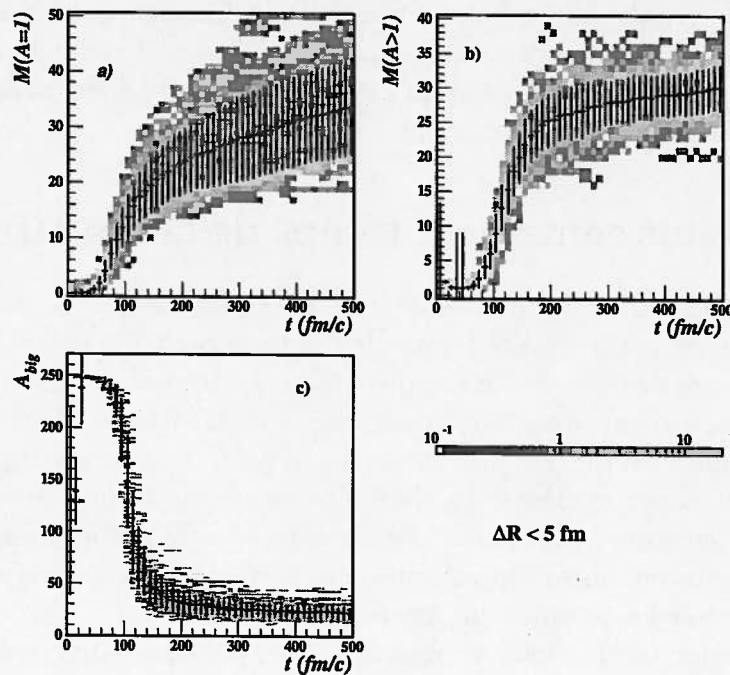


FIG. 3.3 – Xe+Sn, à 50 MeV/n, calculs AMD avec  $b < 4$  fm : Evolution temporelle de : a) la multiplicité de particules libres (1 nucléon), b) le nombre de particules composites (plus de deux nucléons), et c) la taille du plus gros cluster (en nucléons). Nous avons superposé à la distribution complète la moyenne correspondante.

composites (plus de deux nucléons), ainsi que la taille du plus gros cluster (en nombre de nucléons) obtenues pour le système Xe+Sn. Le temps "0" correspond aux deux noyaux, projectile et cible, distants de 12 fm. Dans les premiers temps de la collision (jusqu'à une centaine de fm/c), on semble observer un "noyau composé"<sup>3</sup> : le plus gros cluster englobe tous les nucléons du système. En fait ceci signifie simplement que les nucléons sont tous proches ( $< 5$  fm) les uns des autres dans l'espace. On remarque ensuite, entre 100 et 200 fm/c, une forte augmentation du nombre de particules libres et de particules composites. Au-delà l'évolution est plus douce.

Cette approche, la plus simple, n'est pas parfaite. Nous reviendrons plus tard sur des méthodes plus sophistiquées qui nécessitent des développements plus importants. Tout en gardant cette approche simple, nous avons utilisé différents critères :

- les nucléons sont proches dans l'espace des positions :
- le critère précédent :  $|\vec{r}_i - \vec{r}_j| < 5$  fm,
- une condition plus drastique :  $|\vec{r}_i - \vec{r}_j| < 3$  fm,

3. Ce système ne possède pas certaines propriétés essentielles d'un noyau composé : par exemple un temps de vie suffisamment long avant sa décroissance.

– les nucléons sont proches dans l'espace des phases : en position et en impulsion

$$- |\vec{r}_i - \vec{r}_j| < 5 \text{ fm} \text{ et } |\vec{p}_i - \vec{p}_j| < p_F$$

$$- |\vec{r}_i - \vec{r}_j| < 3 \text{ fm} \text{ et } |\vec{p}_i - \vec{p}_j| < p_F$$

où  $p_F$  est l'impulsion de Fermi. L'évolution en temps des observables précédentes, pour les quatre conditions, est montrée sur la figure 3.4. Pour un même critère dans l'espace des po-

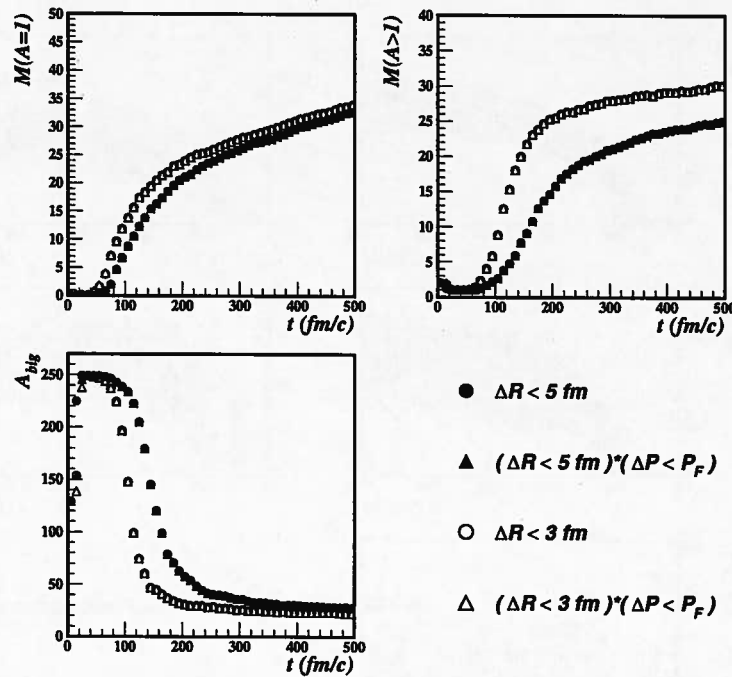


FIG. 3.4 –  $Xe+Sn$ , à  $50 \text{ MeV}/n$ , calculs AMD avec  $b < 4 \text{ fm}$  : Evolutions temporelles de la répartition des nucléons (voir fig. 3.3). Nous avons représenté ici l'évolution moyenne des différentes variables. Les différents critères de reconnaissance sont décrits dans le texte.

sitions, les résultats ne dépendent pas de la condition prise dans l'espace des impulsions. En revanche, on observe une dépendance avec la distance utilisée dans l'espace des positions : le critère le plus sévère (symboles vides) accélère la convergence par rapport au premier utilisé (symboles pleins). Pour les temps les plus grands, la multiplicité de particules libres et la taille du plus gros cluster semblent converger vers la même valeur. Les multiplicités de particules composites présentent quant à elles une différence. Un examen plus détaillé montre qu'elle est principalement due aux petits clusters (moins de 4 protons).

Pour une étude plus approfondie, les résultats de la figure 3.4 suggèrent d'utiliser le critère dans l'espace des positions le plus sévère ( $\Delta R < 3 \text{ fm}$ ), puisque la convergence est plus rapide. Nous avons également conservé la condition sur l'espace des impulsions, même si elle ne semble pas jouer un grand rôle.

### 3.4.2 Fragments et temps caractéristiques

Un des apports importants des calculs dynamiques, par rapport à d'autres approches, est de connaître les propriétés du système à chaque instant. Nous allons nous intéresser dans cette section à l'évolution en fonction du temps de quelques variables globales (multiplicité, ...) et des propriétés des fragments.

La figure 3.4 nous a donné une première idée de l'évolution en fonction du temps : après le recouvrement des deux noyaux incidents, dû à la proximité des nucléons, des clusters commencent à sortir. Ce scénario correspond à un processus de fragmentation.

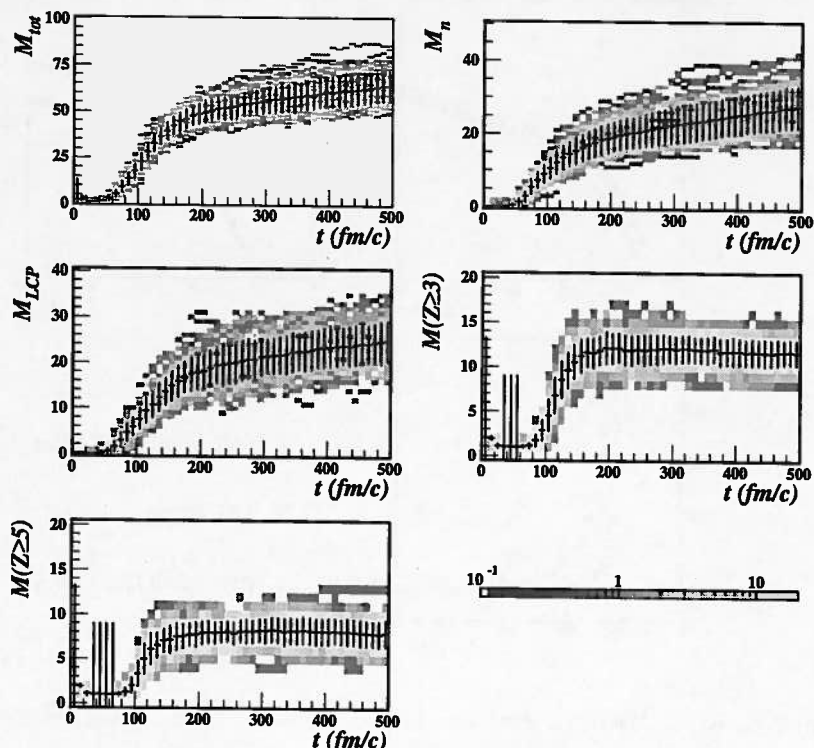


FIG. 3.5 -  $Xe+Sn$ , à 50 MeV/n, calculs AMD avec  $b < 4$  fm : Evolution en fonction du temps des différentes multiplicités, de haut en bas et de gauche à droite : totale ( $M_{tot}$ ), de neutrons ( $M_n$ ), de particules légères chargées ( $M_{LCP}$ ), de fragments ( $M(Z \geq 3)$  et  $M(Z \geq 5)$ ).

Pour étudier la multifragmentation expérimentalement, on sépare généralement les particules (clusters) en trois classes : les neutrons, les particules légères chargées ( $Z=1$  et  $2$ ) et les fragments ( $Z>2$ ,  $Z>4$ ). Sur la figure 3.5 nous avons représenté l'évolution de ces variables en fonction du temps, ainsi que celle de la multiplicité totale. Comme nous l'avons vu auparavant, trois étapes ressortent :

1. Pour des temps inférieurs à 100 fm/c, on voit émerger quelques particules à partir d'environ 50 fm/c, principalement des neutrons et des protons.

2. Entre 100 et 200 fm/c, de plus en plus de nucléons libres (protons et neutrons) voient le jour. On voit aussi apparaître la formation de particules composites. L'augmentation des différentes multiplicités est très importante. Par exemple le nombre de neutrons et de particules légères chargées passe de zéro à une vingtaine.
3. Au delà de 200 fm/c, le nombre de fragments se stabilise, alors que les multiplicités de particules légères, chargées ou neutres, continuent d'augmenter légèrement. On est rentré dans un régime où les fragments sont formés avec une certaine énergie d'excitation. En émettant des particules ils contribuent donc à l'augmentation des différentes multiplicités.

Pour mieux cerner l'évolution des propriétés des fragments, nous avons représenté sur la figure 3.6 les multiplicités et les énergies d'excitation pour différentes gammes de charge en fonction du temps. En oubliant pour le moment les gros fragments ( $Z > 15$ ), on observe

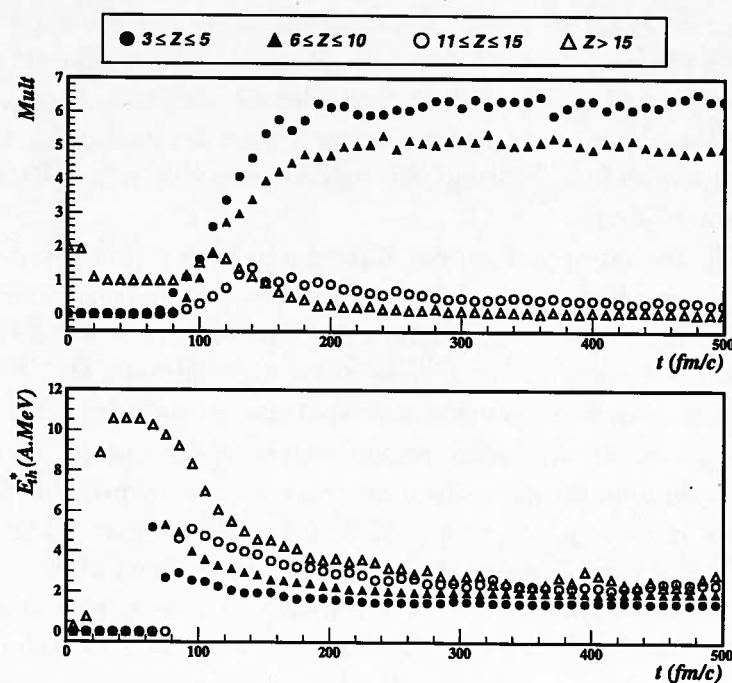


FIG. 3.6 -  $Xe+Sn$ , à  $50 \text{ MeV}/n$ , calculs AMD avec  $b < 4 \text{ fm}$ : Evolution des multiplicités et des énergies d'excitation thermiques des fragments en fonction du temps. Nous avons distingué quatre gammes de charge (voir figure).

sur la case du haut que le maximum (ou le plateau) est atteint d'autant plus tard que le fragment est léger. Le système, initialement composé de quelques gros clusters, est en train de se casser en morceaux de plus en plus petits<sup>4</sup>. La composante pour les premiers temps

4. Cette vision du système est peut-être donnée simplement par le critère de reconnaissance et ne correspond peut-être pas à la vraie description physique de la fragmentation.



de la réaction est très dépendante du critère de reconnaissance. Nous reviendrons sur ce point dans la section suivante. A partir de 200 fm/c le nombre de fragments, quelle que soit la charge, devient quasi-constant. En parallèle les énergies d'excitation, case du bas de la figure 3.6, atteignent leur maximum au moment de la formation des fragments (autour de 80-100 fm/c) puis diminuent doucement vers leur valeur asymptotique, 0 dans l'absolu mais entre 1.5 et 2.5 MeV/n à 500 fm/c. Les valeurs représentées correspondent à la valeur moyenne, des fluctuations importantes peuvent exister.

### 3.4.3 Quelques critiques sur les méthodes de reconnaissance

La méthode de reconnaissance que nous avons utilisée, qui repose sur la distance dans l'espace des phases, indique des temps de formation relativement longs. La convergence vers l'état final est atteinte pour des grands temps. Un des problèmes majeurs des calculs de dynamique moléculaire est le temps de calcul. Pour, entre autres, pallier à ce problème des algorithmes de reconnaissance rapide des clusters, basés sur des critères énergétiques, ont été développés. Le premier est dû à Dorso et Randrup [DOR93]: un groupe de particules forme un cluster si (et seulement si) chacune d'elles est liée par rapport aux autres. L'énergie de particule individuelle est donc négative pour toutes les particules du cluster. Les autres méthodes développées depuis utilisent des algorithmes différents [PUR96], mais elles sont basées sur le même principe.

Dans [DOR93] une comparaison est faite entre la reconnaissance rapide des clusters (ECRA) et l'algorithme basé sur la distance dans l'espace des positions. Nous avons reporté sur la figure 3.7, la figure 2 de cet article. Ces simulations ont été faites avec un calcul de dynamique moléculaire classique pour le système Ca+Ca à 40 MeV/n d'énergie incidente. Le paramètre utilisé pour la reconnaissance spatiale est de 6 fm ( $\Delta R < 6$  fm).

On constate qu'avec un critère de reconnaissance équivalent ( $\Delta R$ ), l'évolution temporelle pour le calcul de dynamique moléculaire classique est semblable à celle donnée par les calculs AMD pour le système Xe+Sn à 50 MeV/n d'énergie incidente. Le comportement général de la collision semble gouverné en partie par la dynamique moléculaire, le traitement quantique n'étant peut-être pas très important dans le processus de fragmentation. Mais cet effet est peut-être le simple reflet du critère de reconnaissance.

La figure 3.7 montre que les deux méthodes convergent vers le même résultat pour des grands temps (autour de 600 fm/c). Pour les temps courts, le comportement est très différent: les fragments sont reconnus beaucoup plus tôt avec la méthode ECRA. La méthode standard donne moins de clusters à cause du recouvrement partiel des différents clusters. Avec la méthode rapide, on ne voit plus la phase où tous les nucléons semblent former un seul et même cluster ("fusion" ou formation d'une "source" excitée intermédiaire).

Nous avons vu qu'à partir d'environ 200 fm/c la multiplicité de fragments, donnée par AMD, devient constante. Cette observation, parmi d'autres, nous a conduits par la suite à mener les calculs dynamiques jusqu'à 300 fm/c. Nous avons ensuite, selon les cas, branché un code de désexcitation statistique pour refroidir les fragments et effectuer la propagation coulombienne sur une grande échelle de temps [MAR92, PÜL77].



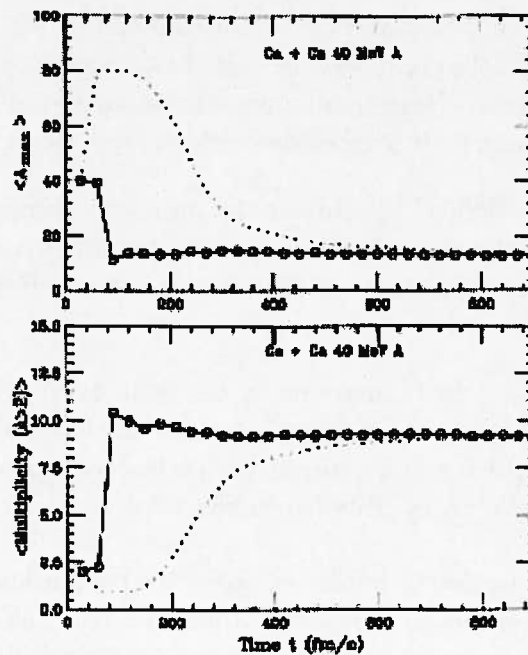


FIG. 3.7 – Comparaison des méthodes de reconnaissance des clusters sur : la taille du plus gros fragment (en haut), et la multiplicité de clusters avec plus de deux particules. La courbe en trait plein relie les résultats de la méthode ECRA, et les points indiquent les résultats de la méthode basée sur la distance. D'après [DOR93].

### 3.5 Etude du mélange de nucléons

Les modèles dynamiques, à travers l'évolution temporelle du système, permettent de connaître la répartition des nucléons en fin de réaction : que sont devenus les nucléons du projectile, et ceux de la cible. On peut alors étudier un effet de transparence dans les collisions (interaction plus ou moins grande entre les nucléons de la cible et du projectile).

Dans un premier temps nous montrerons les résultats pour les collisions centrales à 50 MeV/n d'énergie incidente. Les résultats obtenus à 100 MeV/n d'énergie incidente nous permettront ensuite de voir s'il existe une évolution avec l'énergie incidente. Dans tous les cas, nous montrerons dans cette section les résultats du calcul à  $t=300$  fm/c avant désexcitation statistique et propagation coulombienne sur un grand temps (elle est prise en compte pendant les 300 fm/c). La méthode de reconnaissance des clusters utilise la distance dans l'espace des phases.

#### 3.5.1 Etude à 50 MeV/n d'énergie incidente

Lors de la collision, les nucléons de la cible et du projectile rentrent en interaction. Trois cas peuvent apparaître :

- Les nucléons du projectile "voient" peu ceux de la cible. L'interaction est faible, ils

interagissent peu. On parle alors de transparence : c'est comme si les nucléons du projectile traversaient la cible sans la voir. Les nucléons provenant du projectile (de la cible) ont alors majoritairement une vitesse autour de celle du projectile (de la cible), et les fragments sont formés de nucléons soit de la cible soit du projectile.

- On a mélange de nucléons : les clusters formés sont composés d'autant de nucléons de la cible que du projectile dans le cas d'un système symétrique. La répartition des nucléons (de la cible et du projectile) doit alors être uniforme sur toute la gamme en vitesse.
- De manière opposée à la transparence, on peut avoir un rebond : les nucléons du projectile (de la cible) "rebondissent" sur les nucléons de la cible (du projectile). Dans le cas d'une collision symétrique, les nucléons du projectile (de la cible) ont une vitesse proche de celle de la cible (du projectile).

En étudiant l'origine des nucléons (cible ou projectile) selon leur vitesse, on pourra déterminer dans quelle situation on se trouve, et ainsi mesurer l'effet de la transparence dans le calcul AMD. Pour les neutrons et les protons nous avons directement accès à cette information. Pour les particules composites, il faut s'intéresser à la proportion de nucléons provenant soit du projectile soit de la cible.

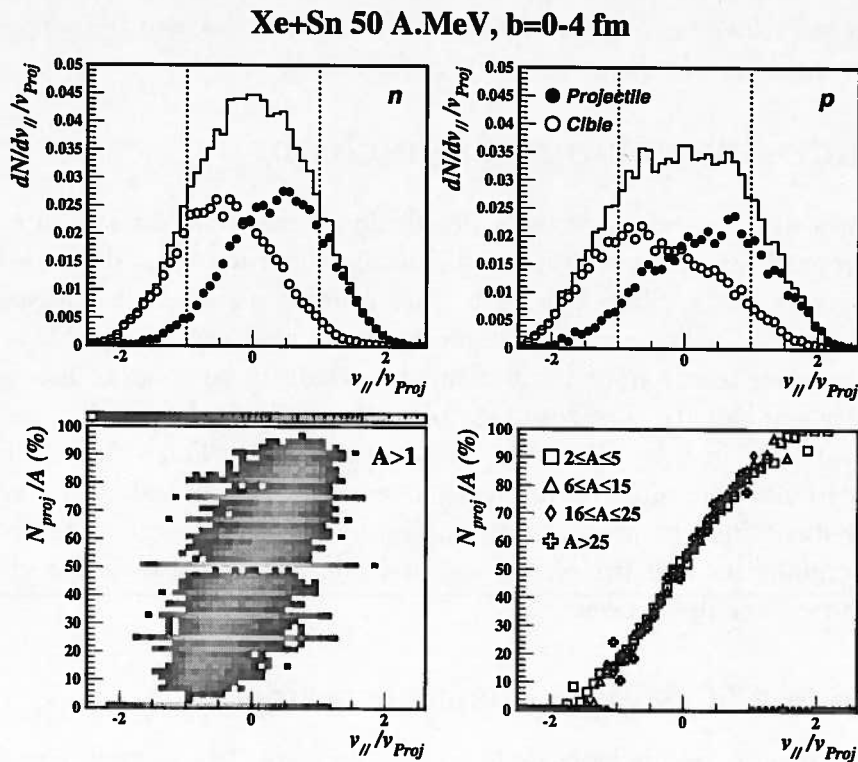


FIG. 3.8 – Xe+Sn, à 50 MeV/n, calculs AMD avec  $b < 4$  fm : Etude de l'effet de transparence. Pour plus de détails voir le texte.

Nous avons représenté sur la figure 3.8, la projection de la vitesse sur l'axe du faisceau des nucléons libres (neutrons et protons) en les distinguant selon leur provenance. Nous avons aussi montré la corrélation entre cette vitesse parallèle et le taux de nucléons du projectile pour les particules composites. Pour les nucléons (les deux cases du haut), nous avons superposé à la distribution totale en vitesse parallèle (trait plein) les contributions du projectile (ronds pleins) et de la cible (ronds vides). Afin de pouvoir comparer différentes énergies incidentes, nous avons utilisé les vitesses ramenées à la vitesse du projectile. Les traits verticaux (trait pointillé) indiquent la vitesse de la cible et du projectile. Pour les neutrons (à gauche) comme pour les protons (à droite), on constate que le mélange est assez important : la zone de recouvrement entre les deux contributions (cible et projectile) est très large. Les nucléons de la cible (du projectile) sont tout de même émis préférentiellement dans l'hémisphère arrière (avant). Ils n'ont pas perdu toute la mémoire de la voie d'entrée. Pour les particules composites ( $A > 1$ ), nous avons représenté la corrélation entre la proportion de nucléons qui proviennent du projectile et leur vitesse parallèle (en bas à gauche). Deux résultats ressortent de cette figure. Tout d'abord on constate que toutes les proportions de particules du projectile sont atteintes : tous les mélanges de nucléons sont possibles. Si on avait eu beaucoup de transparence (ou de rebond), on aurait obtenu deux zones autour de 0% et 100% de mélange. En même temps, les particules composées majoritairement de nucléons du projectile (de la cible) sont émis préférentiellement à l'avant (l'arrière) du centre de masse. Pour mesurer si ces effets sont dépendants de la taille des particules composites, nous avons, pour différentes gammes de masse, représenté le taux moyen de nucléons du projectile en fonction de la vitesse parallèle (en bas à droite). On observe que toutes les distributions se superposent : le comportement précédent est indépendant de la taille du cluster.

Le degré de mélange dépend fortement de la région en rapidité qu'on regarde, le taux de mélange le plus élevé (50%) étant atteint pour les clusters produits autour de la vitesse du centre de masse. Si on suppose que chaque cluster est formé de nucléons du projectile (cible) ayant la vitesse du projectile (cible) (on néglige le mouvement de Fermi des nucléons dans le noyau), en calculant la vitesse de leur centre de masse commun, on retrouve la dépendance moyenne en vitesse observée. Toute la question est de savoir comment les nucléons se trouvent dans un cluster. Cet arrangement est donné par le calcul, et notamment par l'interaction entre les nucléons.

### 3.5.2 Etude à 100 MeV/n d'énergie incidente

Nous allons maintenant étendre l'étude de la transparence à plus haute énergie incidente : 100 MeV/n. Nous avons effectué des calculs sur pratiquement toute la gamme en paramètre d'impact ( $b=0-10$  fm), tirés selon une distribution triangulaire. Dans un premier temps nous montrerons les résultats pour les collisions centrales ( $b=0-4$  fm), nous pourrons alors faire une comparaison avec le cas à 50 MeV/n. Nous aborderons ensuite deux autres classes de centralités ( $b=4-7$  fm et  $b=7-10$  fm), et verrons si l'effet de transparence évolue avec la violence de la collision.

## Les collisions centrales

Sur la figure 3.9, les résultats pour les collisions centrales sont reportés. La représen-

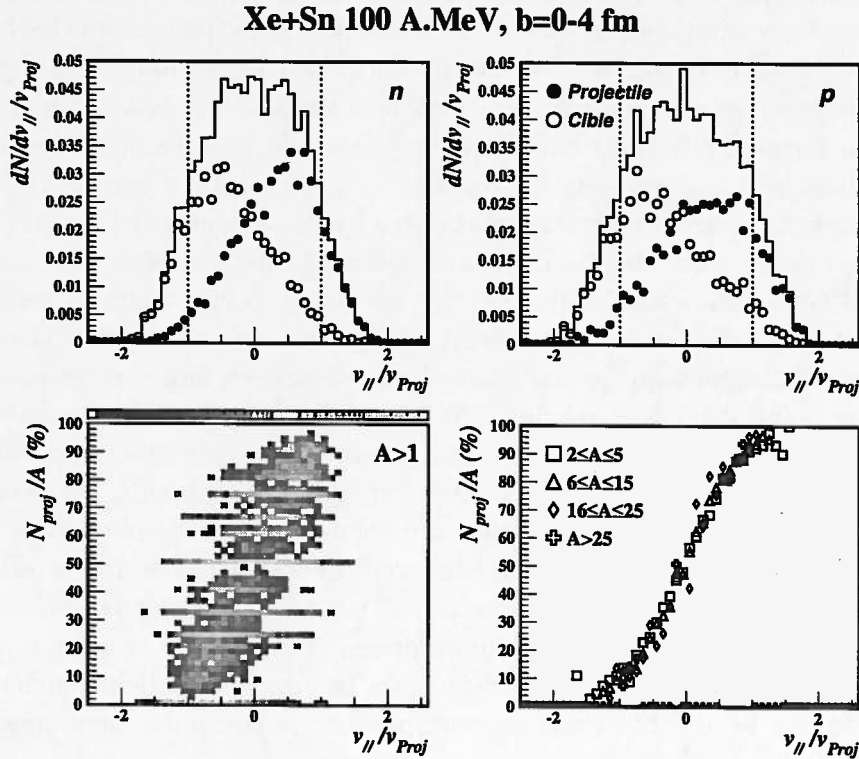


FIG. 3.9 – Xe+Sn, à 100 MeV/n, calculs AMD avec  $b < 4$  fm : Etude de l'effet de transparence.

tation est similaire à celle utilisée à 50 MeV/n d'énergie incidente. Pour les nucléons tous les mélanges entre les nucléons de la cible et du projectile sont toujours possibles. Pour les clusters (cases du bas), on couvre toute la gamme de mélange. L'évolution du taux de particules du projectile avec la vitesse parallèle est similaire à celle observée à 50 MeV/n, et reste indépendante de la masse. Pour les collisions centrales, l'effet de transparence dans AMD ne semble pas évoluer entre 50 et 100 MeV/n d'énergie incidente.

## Les collisions mi-centrales/mi-périphériques

Nous allons maintenant regarder quelle est l'évolution du mélange de nucléons avec la violence de la collision.

La figure 3.10 montre les résultats obtenus pour des paramètres d'impact compris entre 4 et 7 fm et une énergie incidente de 100 MeV/n. Pour les nucléons (cases du haut), les contributions de la cible et du projectile sont très asymétriques. Par exemple pour ceux du projectile, on observe une traîne depuis le maximum, proche de la vitesse du projectile, vers la vitesse de la cible, à comparer à une évolution rapide pour les grandes vitesses

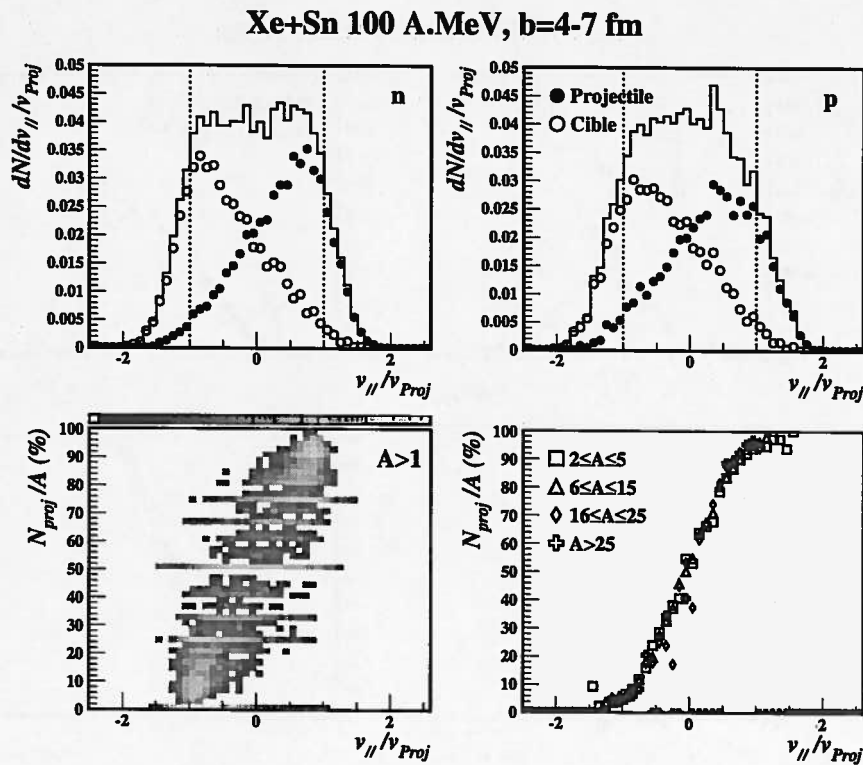


FIG. 3.10 – Xe+Sn, à 100 MeV/n, calculs AMD avec  $4 < b < 7$  fm : Etude de l'effet de transparence.

(au-delà de la vitesse du projectile). Pour les particules composites (cases du bas), toute la gamme de mélange est couverte. La zone avec de grands mélanges, autour de la mi-rapidité, est un peu dépeuplée. Les distributions moyennes (case en bas à droite) indiquent que la zone intermédiaire est principalement peuplée de particules avec moins de 25 nucléons. Les fragments les plus lourds ont quant à eux gardés la mémoire de la voie d'entrée. A cause du faible recouvrement, les chances de faire un cluster lourd sont plus grandes en cassant la cible ou le projectile qu'en combinant les nucléons de la cible et du projectile.

### Les collisions périphériques

Entre les collisions centrales et les collisions mi-centrales, le mélange de nucléons n'évoque pas beaucoup. L'évolution doit être plus marquée si on regarde les collisions périphériques : on s'attend à voir les rémanents de la cible et du projectile, c'est à dire des clusters composés de nucléons soit de la cible soit du projectile.

La figure 3.11 montre les résultats obtenus pour des paramètres d'impact compris entre 7 et 10 fm et une énergie incidente de 100 MeV/n. La tendance observée pour les collisions mi-centrales s'accroît pour cette gamme en paramètre d'impact. Pour les neutrons (en haut à gauche) deux contributions apparaissent clairement autour de la vitesse de la cible et du projectile. Pour les protons, cette différenciation est moins importante (rappelons que

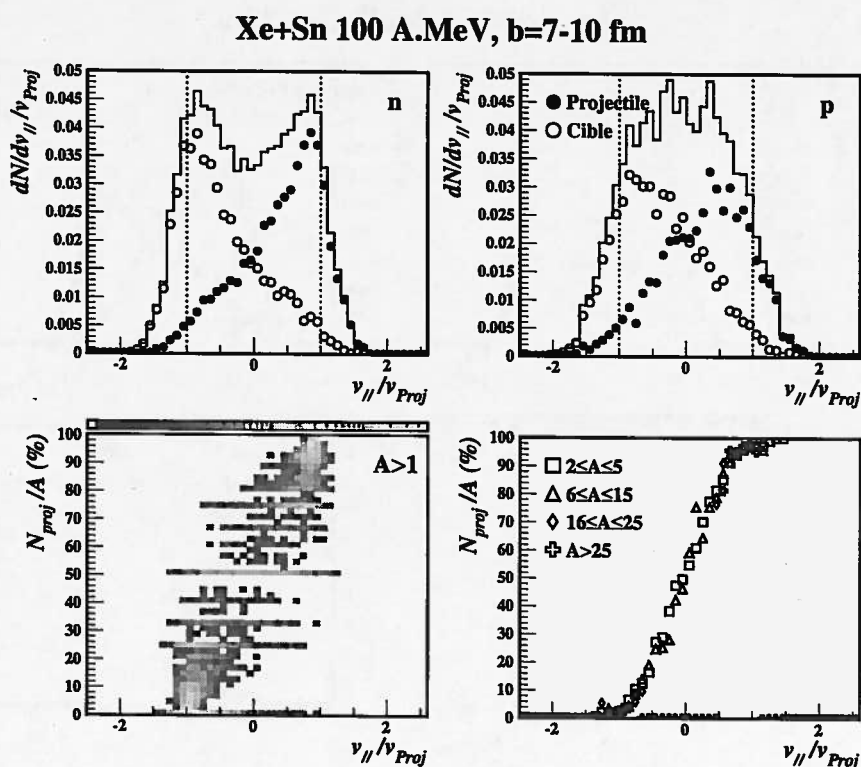


FIG. 3.11 – *Xe+Sn*, à 100 MeV/n, calculs AMD avec  $7 < b < 10$  fm : Etude de l'effet de transparence.

la propagation coulombienne sur une grande échelle de temps n'est pas prise en compte). Les particules composites (cases du bas) présentent peu de mélange : on remarque une forte déplétion de la zone avec un grand taux de mélange de nucléons. On retrouve les plus gros clusters ( $A > 15$ ) autour de la vitesse du projectile et de la cible, composés majoritairement d'une seule contribution de nucléons. Cet effet peut tout simplement s'expliquer par de simples considérations géométriques : le recouvrement entre le projectile et la cible est faible (moins de 20% à partir de 7 fm).

### 3.5.3 Bilan

Les calculs AMD nous ont permis d'étudier l'effet de transparence dans les collisions Xe+Sn. Nous avons tout d'abord observé que dans les collisions centrales, même si tous les mélanges de nucléons sont possibles, le degré de mélange dépend de la rapidité du cluster. Pour ces collisions le mélange est indépendant de la taille de la particule composite. Nous avons ensuite noté que la transparence semble être identique à 50 et 100 MeV/n d'énergie incidente.

L'évolution du mélange de nucléons avec la centralité de la collision semble plus importante : d'un mélange important pour les petits paramètres d'impact, on obtient beaucoup de transparence pour les événements les plus périphériques. Cet effet est simplement géo-

métrique.

D'un point de vue expérimental, les choses sont beaucoup moins simples. Nous ne sommes pas capables de mettre une étiquette ("projectile" ou "cible") sur les nucléons. Récemment la collaboration FOPI a développé une méthode pour mesurer cet effet de transparence [RAM00], basée sur la mesure des isotopes de différents noyaux. En étudiant les collisions  $^{96}\text{Ru}+^{96}\text{Zr}$ ,  $^{96}\text{Ru}+^{96}\text{Ru}$ ,  $^{96}\text{Zr}+^{96}\text{Ru}$ ,  $^{96}\text{Zr}+^{96}\text{Zr}$  à 400 MeV/n d'énergie incidente, ils montrent un effet de transparence pour les différents paramètres d'impact. Les calculs AMD montrent que cette transparence existe déjà dans les collisions Xe+Sn à 50 MeV/n d'énergie incidente.

## 3.6 AMD pour les énergies intermédiaires

Nous venons de voir à travers l'évolution en temps de la collision et les effets de transparence quelques aspects des simulations. La comparaison aux données expérimentales nous a incités à faire de nouveaux développements du modèle. Après les avoir décrits, nous verrons quelle est leur influence sur quelques observables.

Les différents résultats présentés dans cette section correspondent au système Xe+Sn à 50 MeV/n d'énergie incidente pour des paramètres d'impact compris entre 0 et 4 fm<sup>5</sup>.

### 3.6.1 Introduction du rétrécissement des paquets d'onde

Les calculs AMD ont d'abord été utilisés pour décrire des petits systèmes. L'introduction de la diffusion des paquets d'onde a ensuite été nécessaire pour traiter les collisions de systèmes lourds, où les effets de milieu sont importants. Chaque paquet est alors décrit par une superposition de paquets. Les paquets d'onde diffusent dans trois directions (de l'espace des phases). Pour un traitement correct, les paquets doivent se "rétrécir" dans les trois autres directions pour respecter l'équation de Liouville-von Neumann. En collaboration avec A. Ono, nous avons développé ce nouveau terme et l'avons introduit dans le calcul [ONO01]. Il a alors fallu modifier différents traitements. Nous ne parlerons pas ici de tous les aspects théoriques de cette approche, mais nous allons plutôt étudier quel est son impact sur les réactions de multifragmentation.

### 3.6.2 Effet sur les réactions de multifragmentation

Nous allons comparer les résultats des nouvelles simulations (AMD/DS: "diffusion" et "shrinking") à ceux donnés par la version standard de AMD-V (AMD/D: "diffusion"). Les résultats présentés dans cette section correspondent aux calculs dynamiques suivis d'une désexcitation statistique.

Une des variables pertinentes pour étudier la multifragmentation est la distribution en taille (en charge) des produits de réaction. Nous avons reporté sur la figure 3.12 la

---

5. La distribution en paramètres d'impact est triangulaire dans tous les cas étudiés.



comparaison des deux calculs. Un des effets les plus importants du rétrécissement des

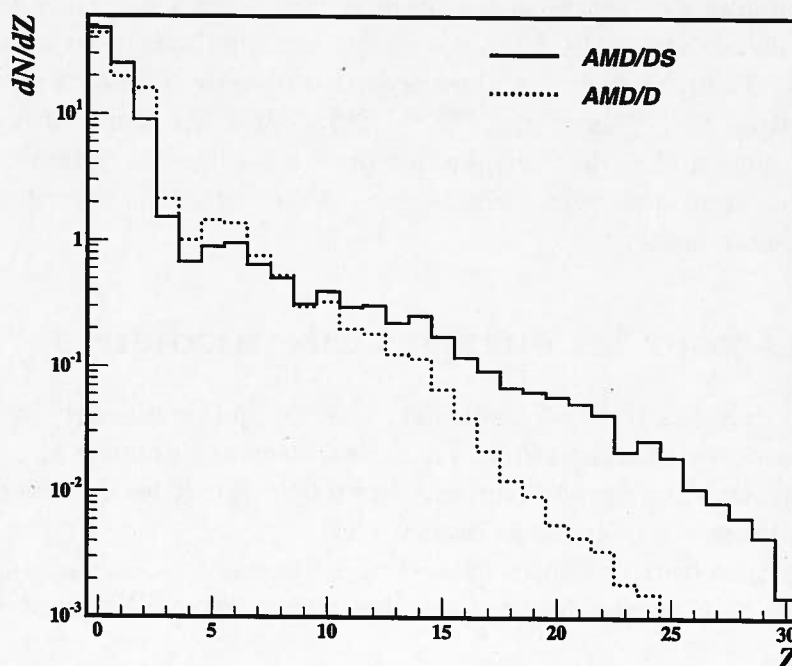


FIG. 3.12 -  $Xe+Sn$ , à  $50 \text{ MeV}/n$ , calculs AMD avec  $b < 4 \text{ fm}$ : Distribution en charge calculées, après désexcitation statistique, avec (trait pointillé) ou sans (trait plein) le rétrécissement des paquets d'onde.

paquets d'onde est montré par cette figure: la probabilité d'avoir des gros fragments est beaucoup plus grande. Avec un nombre de nucléons égal, on produit plus de fragments avec des charges plus grandes que 10. Cette population se fait au détriment des fragments légers (avec une charge comprise entre 2 et 6).

Ces différences viennent du fait que le traitement du rétrécissement des paquets d'onde modifie nettement la vitesse d'expansion du système [ONO01], défini comme étant l'ensemble des nucléons simulés dans aucune configuration particulière. L'effet de rétrécissement des paquets d'onde a tendance à diminuer les fluctuations apportées sur la centroïde des paquets d'onde, et est relié à la diffusion des nucléons dans la matière nucléaire.

Nous pouvons également mesurer cet effet sur des variables cinématiques comme le montre la figure 3.13. Les spectres des nucléons, protons et neutrons, sont peu influencés par l'effet de rétrécissement des paquets d'onde, à part une légère augmentation du nombre de nucléons de haute énergie. Pour les fragments, les énergies cinétiques moyennes diminuent légèrement si l'effet de rétrécissement est considéré (AMD/DS, ronds pleins). La vitesse d'expansion étant plus petite, quand les fragments se forment, leurs énergies cinétiques vont être plus faibles.

L'effet majeur du traitement du rétrécissement des paquets d'onde, à travers les propriétés de diffusion des nucléons dans la matière nucléaire, est de diminuer la vitesse d'ex-



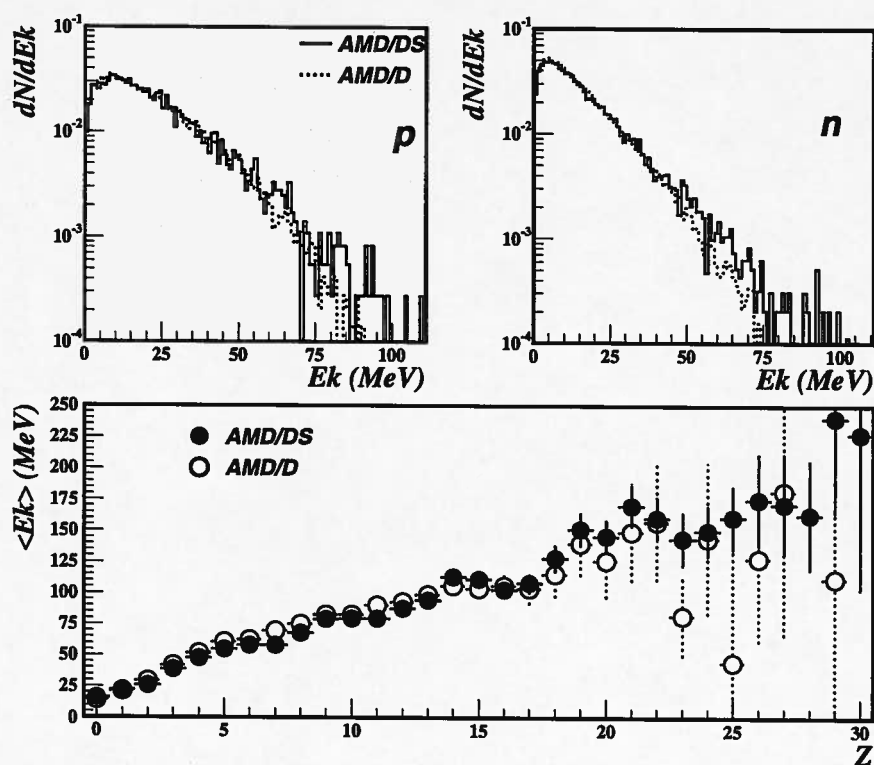


FIG. 3.13 –  $Xe+Sn$ , à  $50 \text{ MeV}/n$ , calculs AMD avec  $b < 4 \text{ fm}$  : Spectres calculés des protons et des neutrons (en haut) et énergie cinétique moyenne en fonction de la charge (en bas).

pansion. Il en résulte des fragments plus lourds et moins énergétiques.

Nous avons vu dans ce chapitre quelles sont les particularités d'AMD. Le traitement des collisions aux énergies intermédiaires (pour un système lourd) nous a incités à apporter des développements théoriques au modèle. Les calculs nous ont permis d'étudier l'évolution en temps de la collision. Avec le critère de reconnaissance des clusters que nous avons employé il faut environ  $200 \text{ fm}/c$  pour que la multiplicité asymptotique soit atteinte. Avec un autre critère, tel que ECRA, nous avons vu qu'il est fort probable que ce temps serait moins important, et donc on le considérera comme une limite supérieure pour le temps de formation des fragments. Néanmoins, le mélange entre nucléons du projectile et de la cible dans les fragments nous indique qu'une limite inférieure pour le temps de leur formation serait le temps caractéristique des collisions, qui est environ  $100 \text{ fm}/c$  à  $50 \text{ MeV}/n$  d'énergie incidente.



# Chapitre 4

## Les aspects expérimentaux

L'outil indispensable à toute étude expérimentale en physique nucléaire est bien sûr un détecteur. Nous brosserons tout d'abord les grandes lignes concernant les caractéristiques ainsi que le fonctionnement du détecteur INDRA. L'objectif dans ce chapitre n'est pas de donner une description complète et détaillée du détecteur, mais de rappeler ce qui permet d'entrevoir et de comprendre les biais expérimentaux. Pour une description plus exhaustive, le lecteur pourra consulter [POU95, POU96, COP90, BEN95, PAR01].

Nous aborderons ensuite dans ce chapitre les méthodes d'identification et de calibration utilisées. Dans ce cadre nous insisterons particulièrement sur la partie qui concerne l'identification des fragments pour les angles arrière, ainsi que la calibration d'un des étages de détection. Nous verrons le cas des mesures réalisées auprès de SIS à GSI (Darmstadt), pour lesquelles nous avons réalisé ce travail.

Nous terminerons par résumer quelles sont les différentes informations disponibles sur les particules qui permettent ensuite de faire des analyses physiques.

### 4.1 Le détecteur INDRA : ses principales caractéristiques

#### 4.1.1 Le cahier des charges

L'étude de la multifragmentation requiert l'utilisation de systèmes de détection les plus complets possibles. C'est dans cette optique qu'a été conçu puis réalisé le multidétecteur INDRA [POU95, POU96]. Le cahier des charges a été guidé par les contraintes physiques suivantes :

1. tout l'espace autour de la cible est couvert lors des réactions,
2. les multiplicités atteintes sont élevées,
3. la gamme en taille des produits de réaction est étendue,
4. les énergies cinétiques de ces noyaux varient entre 1 MeV et 4 GeV.

### Efficacité géométrique

La première contrainte nous conduit tout naturellement vers la construction d'appareillages qui couvrent le plus d'espace possible : les multidétecteurs  $4\pi$ .

INDRA est composé de 17 couronnes distinctes, elles-mêmes composées de différents modules. La figure 4.1 est une représentation en coupe du détecteur, qui possède une symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau. D'un point de vue pratique tout l'espace

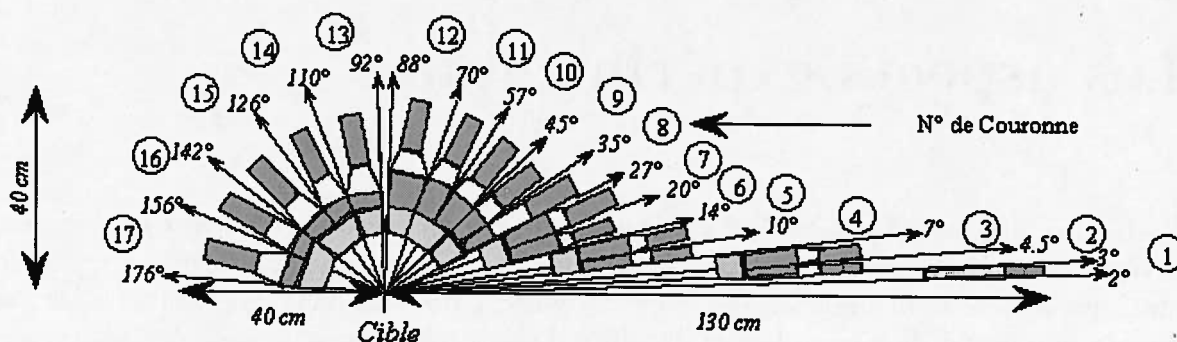


FIG. 4.1 – Vue en coupe du détecteur INDRA. Pour chaque couronne les angles par rapport à l'axe du faisceau sont indiqués.

ne peut pas être couvert. Dans INDRA les zones "perdus" ont trois origines. Le faisceau doit pouvoir entrer et sortir de la chambre à vide. Ainsi les angles polaires entre  $0$  et  $2^\circ$ , et entre  $176$  et  $180^\circ$  ne sont pas couverts. Il faut également prendre en compte l'emplacement de la cible. Celle-ci est disposée perpendiculairement à l'axe du faisceau, et repose sur un porte-cible qui peut translater verticalement. Les angles autour de  $90^\circ$  constituent donc une zone d'ombre. En pratique les angles entre  $88$  et  $92^\circ$  ne sont pas couverts sur une partie des angles azimutaux. Ces deux régions sont bien visibles sur la figure 4.1. Enfin il existe toujours une zone morte entre deux détecteurs, ne serait-ce que pour l'ossature mécanique. Il en résulte que la zone de l'espace couverte par INDRA est d'environ  $90\%$  de  $4\pi$ .

### Granularité

La deuxième contrainte quant à elle implique l'utilisation d'un grand nombre de cellules de détection. En effet si deux particules (ou plus) atteignent le même détecteur, on ne peut pas les distinguer. Il faut donc minimiser le nombre de comptages multiples (plus d'une particule dans le même détecteur), et pour cela il faut augmenter le nombre de cellules. En augmentant la granularité, on diminue ces doubles détections, et on obtient de plus une meilleure résolution angulaire.

Pour déterminer le nombre optimal de cellules dans INDRA, on a imposé que pour des événements libérant 40 particules légères le taux de détections multiples soit inférieur à  $5\%$ . Cette multiplicité de particules est typique pour les collisions les plus violentes aux énergies GANIL ( de  $20$  à  $100$  MeV/nucléon d'énergie incidente). On obtient alors un nombre de cellules de l'ordre de 320. Dans INDRA 336 cellules permettent la détection de ces particules

légères. En ce qui concerne les produits lourds on requiert un taux de comptage multiple inférieur à 5% pour des multiplicités de 10. On a ainsi fixé à 96 le nombre de cellules différentes dédiées à l'identification des fragments lourds. Cette optimisation a été obtenue à l'aide de simulations détaillées dans la référence [COP90].

### Détection : charge, masse et énergie

Lors des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires les produits de réaction sont très variés. Pour INDRA on s'est restreint aux particules chargées. En effet la détection des neutrons n'est pas aisée. Les efficacités de détection sont beaucoup plus faibles que pour les particules chargées. Si on se restreint aux particules ayant une charge non nulle, on doit pouvoir détecter les noyaux du proton jusqu'à l'uranium. On va donc utiliser des télescopes qui autorisent l'identification sur une grande gamme en taille. Le choix des différents étages de détection est non seulement guidé par l'identification des particules, mais aussi par l'énergie de ces produits de réaction.

La contrainte énergétique est double : il faut non seulement arrêter des particules très énergétiques, mais aussi pouvoir détecter des fragments lourds et lents. Il faut donc des seuils d'identification faibles, de l'ordre de 1 MeV/n. C'est la raison pour laquelle le premier étage de détection est composé de détecteurs gazeux. Les chambres d'ionisation permettent d'avoir des seuils de détection bas, mais aussi des seuils d'identification bas. En effet les fragments lourds peu énergétiques vont traverser le gaz et atteindre le deuxième étage de détection. On pourra alors les identifier par une méthode  $\Delta E - E$ .

Si on s'intéresse aux particules les plus énergétiques, des détecteurs dotés d'un bon pouvoir d'arrêt sont nécessaires. Dans le cas d'INDRA le choix s'est porté sur des scintillateurs de Iodure de Césium (CsI(Tl)). Ces détecteurs présentent d'autres avantages que nous verrons par la suite (cf. §4.2.2).

Pour les angles compris entre 3° et 45° les produits de réaction peuvent provenir soit de la désexcitation de la cible soit de celle du projectile. Dans le premier cas leurs énergies sont faibles dans le deuxième elles sont élevées. Comme nous l'avons vu précédemment le dernier étage de détection est constitué de scintillateurs CsI. Afin de couvrir une grande gamme en taille et en énergie des détecteurs silicium de 300  $\mu\text{m}$  d'épaisseur ont été intercalés entre les chambres d'ionisation et les scintillateurs. Ces détecteurs permettent en outre d'avoir une résolution accrue.

Pour les angles au-delà de 45° la dynamique en taille et en énergie étant plus restreinte, l'ajout de détecteurs supplémentaires est inutile. Dans ce domaine angulaire, les télescopes sont donc constitués de deux étages (chambre d'ionisation et scintillateur).

Nous allons maintenant traiter les cas des angles très à l'avant. Nous expliciterons ensuite sommairement les méthodes d'identification et de calibration qui varient selon les détecteurs considérés. Enfin nous apporterons une attention particulière aux identifications des fragments pour les angles arrière, ainsi qu'à la calibration des chambres d'ionisation pour les angles supérieurs à 45°.

### 4.1.2 Le cas particulier de la couronne 1 ( $2^\circ - 3^\circ$ )

Dans ce mémoire deux prises de données différentes vont être exploitées pour un même système, Xe+Sn. La première expérience a été réalisée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (G.A.N.I.L.) situé à Caen en France au cours de l'année 1993. La deuxième s'est déroulée auprès de l'accélérateur SIS de GSI à Darmstadt en Allemagne. Une campagne de mesures y a été effectuée avec INDRA en 1998/1999. Les caractéristiques des différents faisceaux et cibles seront décrites plus en détails au paragraphe 4.4.4.

#### INDRA au GANIL

Aux énergies mises en jeu au GANIL, on attend un taux de particules entre  $2^\circ$  et  $3^\circ$  très important. En effet le projectile qui a subi une diffusion élastique va tomber dans cette gamme angulaire. Il faut donc des détecteurs avec des temps de réponse courts. Les détecteurs phoswichs sont de bons candidats, le taux de comptage admis pouvant aller jusqu'à 15000 particules par seconde. Ce sont des détecteurs constitués de deux scintillateurs plastiques avec des constantes de temps très différentes. Le protocole d'identification est le même que pour les scintillateurs CsI (cf section suivante). Avec ces détecteurs on obtient une identification en charge, mais pas d'identification isotopique.

Au cours des premières mesures ce choix s'est avéré mauvais. En fait le taux de comptage important aux angles avant est contrebalancé par un faible angle solide. En pratique le taux de comptage s'est révélé du même ordre de grandeur que pour les autres angles (de l'ordre de 500 particules par seconde).

#### INDRA à GSI

La campagne de mesures effectuée à GSI a permis de couvrir des énergies incidentes plus grandes que celles du GANIL. Pour le système que nous avons étudié, Xe+Sn, l'énergie disponible maximale au GANIL est de l'ordre de 50 MeV/n. Dans les événements de multifragmentation, on attend un maximum de production de fragments entre 50 et 100 MeV/n (cf section 5.5). Cette gamme en énergie n'avait jusqu'alors jamais été explorée avec un détecteur aussi performant qu'INDRA. Tout le système de détection (détecteur, électronique, informatique, physiciens) a donc "déménagé" à GSI pour effectuer des expériences à des énergies de l'ordre d'une centaine de MeV/n.

Nous avons vu précédemment que le taux de comptage n'est pas un paramètre critique pour les angles entre  $2^\circ$  et  $3^\circ$ . Pour les données récoltées à GSI cette couronne de phoswichs a été remplacée par des télescopes Si-CsI, qui donnent une meilleure résolution que les scintillateurs plastiques ainsi que l'identification isotopique pour les particules légères.

## 4.2 Les différentes méthodes d'identification

Nous avons vu précédemment que les télescopes d'INDRA sont composés de deux ou trois étages. Pour les angles inférieurs à  $45^\circ$ , mis à part pour la première couronne, ils sont

constitués d'une chambre d'ionisation, d'un détecteur silicium et d'un scintillateur CsI(Tl). Au-delà un premier étage de chambres d'ionisation est suivi de scintillateurs.

Quels sont les signaux disponibles? Pour les détecteurs à gaz et les siliciums les particules interagissent par ionisation dans le milieu. La charge collectée nous permet alors de connaître l'énergie déposée par la particule dans le milieu. Pour les scintillateurs le processus est différent. Quand une particule pénètre dans un scintillateur, plastique ou cristal, elle génère un signal lumineux converti en signal électrique (via un photo-multiplicateur). Le scintillateur répond selon deux constantes de temps très différentes. La première partie du signal, rapide, est intégrée pendant 400ns; alors que la deuxième, lente, l'est durant 1.5 $\mu$ s avec un retard de 1,2 $\mu$ s. Nous verrons par la suite quel est l'intérêt de ces deux signaux.

A partir de ces signaux, charge collectée ou lumière déposée, on peut identifier les particules selon deux techniques différentes.

### 4.2.1 La formule de Bethe

Dans le cas où une particule interagit par ionisation avec le milieu, on peut paramétriser sa perte d'énergie par unité de longueur parcourue en utilisant la formule de Bethe au premier ordre [BET30]:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{E} A \quad (4.1)$$

où  $Z$ ,  $A$  et  $E$  représentent respectivement la charge, la masse et l'énergie cinétique de la particule. A partir de l'énergie et de la perte d'énergie dans un matériau d'une particule, on peut donc déterminer sa charge et sa masse. On peut remarquer que la sensibilité en  $Z$  est plus grande que celle en  $A$ . Selon la résolution des détecteurs on a accès ou non à la masse. Deux étages de détection permettent donc d'identifier les particules: le premier donne sa perte d'énergie  $\Delta E$ , le deuxième son énergie résiduelle. Si on représente  $\Delta E$  en fonction de  $E$ , chaque espèce ( $Z$ ,  $A$ ) sera sur une hyperbole. Pour une charge donnée, on parle de ligne de charge.

On identifie ainsi les particules à l'aide de plusieurs combinaisons de signaux:

1. Les cartes *Chambre d'ionisation-Silicium* permettent d'identifier les fragments lourds et lents émis à l'avant. Les chambres d'ionisation ne permettent pas de distinguer les masses. On peut distinguer les différentes lignes de charge de  $Z=2$  à  $Z=25-30$ . Pour les plus grandes une extrapolation analytique est utilisée.
2. Les cartes *Silicium-Scintillateur* servent pour l'identification des fragments plus énergétiques émis à l'avant. Elles permettent également de distinguer les particules légères peu énergétiques. La sensibilité des siliciums combinée à celle des CsI permet d'avoir la résolution isotopique pour les particules jusqu'au beryllium.
3. Pour les angles supérieurs à 45° on dispose des signaux en sortie des chambres d'ionisation et des CsI. On identifie ainsi les fragments ( $Z \geq 3$ ). Cette partie de l'identification fera l'objet d'une attention particulière dans la section 4.4.1.

Par cette méthode de perte d'énergie nous sommes donc en mesure d'identifier les fragments. Pour les particules légères la résolution n'est pas suffisante. On utilise alors les signaux générés par les scintillateurs.

### 4.2.2 Discrimination en forme

Lorsqu'une particule pénètre dans un scintillateur, l'interaction fondamentale est l'excitation des niveaux moléculaires. Lorsqu'ils se désexcitent un signal lumineux est émis. Sa forme dépend de la nature (charge, masse) et de l'énergie de la particule.

Certains milieux scintillants répondent selon deux constantes de temps différentes, l'une courte (réponse rapide) et l'autre longue (réponse lente). C'est le cas par exemple des scintillateurs utilisés sur INDRA (CsI(Tl)). En représentant une réponse en fonction de l'autre, carte *Rapide-Lente*, on peut distinguer non seulement les charges mais aussi les différents isotopes. On peut ainsi différencier les masses jusqu'au carbone ( $Z=6$ ).

Une fois la particule identifiée, il faut également déterminer quelle est son énergie. Il est pour cela nécessaire de calibrer (associer un numéro de canal à une énergie) les différents détecteurs.

## 4.3 La calibration des détecteurs

On peut distinguer deux méthodes différentes pour la calibration : l'une pour les chambres d'ionisation et les détecteurs siliciums, l'autre pour les scintillateurs.

### 4.3.1 Détecteurs à ionisation : gaz et silicium

Pour ces deux types de détecteurs, on dispose de la charge déposée par chaque particule dans le milieu. En première approximation leur réponse est linéaire. Il faut donc déterminer la correspondance Amplitude (Volt) - Energie (MeV). Mais l'information dont on dispose n'est pas directement l'amplitude du signal. En effet il faut tenir compte de toute la chaîne électronique [POU95].

La première étape consiste donc à calculer la correspondance Canal-Volt. Pour cela on utilise un générateur. On envoie une rampe d'impulsions dont les amplitudes sont connues, et on détermine ainsi la fonction de conversion Canal-Volt.

Ensuite on utilise des particules bien connues en taille ( $Z$  et  $A$ ) et en énergie pour convertir les amplitudes (MeV) en énergie. Pour tous les angles des sources alpha sont utilisées, pour les angles avant on dispose en plus du pic élastique.

Nous reviendrons par la suite sur ces calibrations en étudiant celle des chambres d'ionisation pour les grands angles dans le cadre des expériences à GSI.



### 4.3.2 Les détecteurs scintillants: CsI (Tl) et phoswich

Nous nous limiterons ici au cas des CsI, mais la méthode est identique pour les phoswichs. La calibration des scintillateurs présente une difficulté majeure: leur réponse n'est pas linéaire, ni en énergie ni en nature de la particule.

Ce dont on dispose n'est plus une charge déposée, mais une intensité lumineuse. Nous avons en fait accès à deux parties du signal (l'une rapide et l'autre lente). A partir de ces deux signaux nous reconstituons la lumière totale, comme nous le verrons dans la section 4.4.1. Il faut ensuite déterminer l'énergie de la particule qui correspond à cette lumière. Dans [PAR01] on pourra trouver une description détaillée de la méthode permettant de paramétrer la lumière. On peut retenir que la formule décrivant la lumière dépend:

- de la particule à travers sa charge, masse et énergie,
- du détecteur par l'intermédiaire de différents coefficients reliés notamment au temps de montée du photo-multiplicateur.

Une fois qu'on connaît la lumière déposée, la nature de la particule et les coefficients du détecteur on détermine son énergie. A ce stade seules les constantes reliées au détecteur sont inconnues. Pour les calculer, il faut utiliser des points de référence:

1. Les points de  $B\rho$  permettent de bien connaître la charge, la masse et l'énergie des particules. Un ensemble de particules est produit par collision d'un faisceau intense de  $^{12}\text{C}$  à 95 MeV/nucléon sur différentes cibles<sup>1</sup>. Les produits sont alors sélectionnés par le  $B\rho$  du spectromètre  $\alpha$  du GANIL. Le faisceau résultant, composé de plusieurs particules ayant des énergies bien définies, est envoyé sur une cible de diffusion. On regarde ensuite les pics élastiques et inélastiques. On accède ainsi aux calibrations des particules légères ( $Z < 4-5$ ).
2. Pour les particules légères, on utilise aussi des sources alpha.
3. Au-delà de  $Z=4-5$  il faut utiliser une autre méthode. Elle est basée sur un calcul de perte d'énergie. Connaissant l'énergie déposée dans l'étage précédent et l'épaisseur du cristal, on calcule l'énergie que la particule laisse dans le milieu scintillant. Il faut pour cela une bonne précision sur l'énergie déposée. Aux angles avant ( $\theta < 45^\circ$ ), on dispose des détecteurs silicium. Pour les angles au-delà de cette valeur, l'ajout de télescopes supplémentaires est nécessaire. Ces étalons, au nombre de un par couronne, sont constitués de deux étages: un silicium de 75  $\mu\text{m}$  suivi d'un silicium-lithium de 2 mm.
4. Enfin, on utilise des pics élastiques qui apparaissent pour les angles à l'avant.

Nous venons de décrire les diverses méthodes d'identification et calibration utilisées. Portons maintenant une attention plus particulière sur l'expérience réalisée à GSI.

---

1. On utilise différentes épaisseurs selon les produits désirés. Ces cibles sont disposées dans SISSI.

## 4.4 INDRA à GSI

Les données accumulées lors des expériences représentent une quantité d'informations relativement importante.

Pour l'identification le travail est partagé par type d'identification (cf section 4.2). Dans le cadre de la campagne de mesures réalisées à GSI ("4ème campagne"), nous avons été en charge de la partie arrière du détecteur qui concerne les chambres à gaz et les scintillateurs. Cette identification permet de déterminer la charge des fragments ( $Z > 2$ ).

Les mesures réalisées se sont déroulées en trois parties d'une durée d'environ un mois chacune :

1. étude du système Au+Au pour des énergies entre 40 et 150 MeV/nucléon (en juin/juillet 98),
2. exploration du système Xe+Sn pour des énergies au-delà de 50 MeV/nucléon (en septembre 98),
3. étude de systèmes très asymétriques, C+Au et C+Sn, entre 95 et 1800 MeV/nucléon d'énergie incidente (effectuée en février 99).

L'identification et la calibration ont été effectuées pour ces trois systèmes.

### 4.4.1 Identification des fragments à l'arrière

Afin de rendre l'identification des particules possible, une grande statistique est nécessaire. Dans le cas du système C+Au (et C+Sn) cela ne constitue pas une difficulté. En effet les produits de réaction issus de la cible sont émis aux angles arrière. Par contre pour les systèmes symétriques aux énergies mises en jeu le nombre de fragments à l'arrière du détecteur est faible.

Pour palier à cette difficulté, nous devons accumuler les données sur une longue période. Nous sommes alors confrontés à d'éventuels problèmes d'instabilité au cours du temps, qui nécessitent des corrections.

#### Cartes brutes

Pour procéder à l'identification, il faut représenter le signal de la chambre d'ionisation (ChIo) en fonction de celui du scintillateur. Pour le premier nous avons dans un premier temps utilisé le numéro de canal brut, et pour le deuxième la lumière reconstituée à partir des deux signaux intégrés (composantes rapide et lente).

La lumière totale  $h$  représente l'intégrale de l'intensité lumineuse  $I$  :

$$h = \int_0^{\infty} I(t) dt = \int_0^{\infty} (I_f e^{-\frac{t}{\tau_f}} + I_s e^{-\frac{t}{\tau_s}}) dt$$

où  $\tau_f$  et  $\tau_s$  représentent respectivement les constantes de temps rapide et lente du scintillateur. En pratique on n'a pas accès directement à la lumière déposée dans le scintillateur :

on convertit les photons en électrons. Pour ce faire on utilise des photomultiplicateurs ou des photodiodes. Dans notre cas ce sont des photomultiplicateurs (PM). Le signal dont on dispose est la convolution entre la lumière déposée et la réponse du PM :

$$\frac{dq(t)}{dt} = \frac{h}{\tau_0 - \tau} \left( e^{-\frac{t}{\tau_0}} - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (4.2)$$

où  $h$  est la lumière totale déposée,  $\tau$  correspond au temps de montée rapide du PM, et  $\tau_0$  est une constante de temps beaucoup plus grande qui dépend de la particule détectée. La constante de temps courte,  $\tau$ , dépend uniquement du PM. Sa valeur a été mesurée, et vaut 60 ou 20ns en ce qui nous concerne. C'est le signal défini par (4.2) que nous intégrons selon deux portes : la première entre 0 et 400ns -composante rapide (R), et la deuxième entre 1600 et 3100ns-composante lente (L). A partir des deux signaux, R et L, on peut déterminer dans un premier temps la valeur de  $\tau_0$ , et ensuite celle de la lumière déposée.

En utilisant directement ces cartes h-ChIo, on ne distingue que très mal les lignes de Z. Une telle résolution ne nous permet pas de pouvoir les tracer correctement. Nous avons donc procédé à quelques corrections.

### Les corrections nécessaires

Tout d'abord afin de distinguer les différentes charges, il faut une statistique suffisante. Pour cela il est nécessaire de traiter plusieurs runs<sup>2</sup> en même temps. Mais au cours du temps les détecteurs et l'électronique associée ne sont pas toujours stables.

C'est le cas en particulier du fonctionnement des scintillateurs. Afin d'en connaître l'évolution un signal connu (laser<sup>3</sup>) est envoyé régulièrement sur le cristal; en étudiant la réponse on peut corriger cette instabilité. Ces corrections sont implicites lors du calcul de la lumière totale que nous avons utilisé.

Pour les chambres d'ionisation l'évolution au cours du temps vient principalement de la chaîne électronique et notamment du "zéro". Lorsqu'en sortie du détecteur le signal est nul (pas d'ionisation), il ne l'est pas en sortie du codeur; il existe un décalage appelé *piédestal*. Lors de chaque série d'expériences nous déterminons périodiquement quel est ce point en utilisant un générateur d'impulsions, qui est déclenché indépendamment du codeur. Il s'avère en réalité que le fonctionnement de la chambre d'ionisation est influencé par les scintillateurs (voir fig. 4.2). Le mode de déclenchement nous permet d'y avoir accès. En effet la voie électronique de chaque chambre peut être ouverte par deux modes différents :

- lorsque la chambre est touchée elle déclenche elle-même sa voie,
- si un des scintillateurs qui se trouvent derrière est touché la voie est ouverte.

Ainsi lorsqu'une impulsion laser arrive sur un scintillateur, la voie de la chambre qui est devant est ouverte. Le signal en sortie du gaz étant nul, on obtient le piédestal de la chambre

2. Un run représente une taille fixe de données. Dans notre cas chaque run correspond à environ 10Mo de données.

3. La stabilité de ce laser est étudiée à l'aide d'un pin diode.

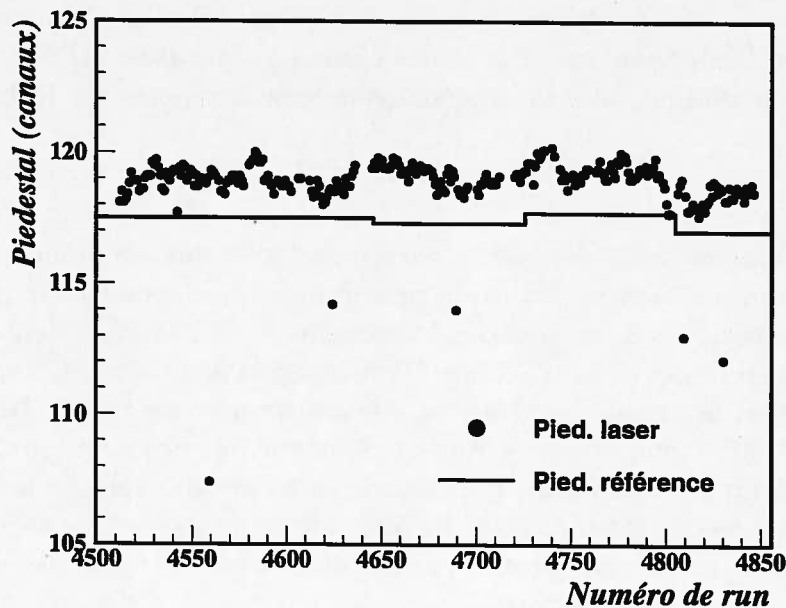


FIG. 4.2 – Evolution des pedestaux d'une chambre d'ionisation pour la série de mesures avec le faisceau de Xe. Le trait plein correspond au piedestal déterminé à partir du générateur, et les points au piedestal calculé run par run à l'aide du laser des scintillateurs. L'échelle en run représente 18 jours d'expérience.

d'ionisation, en tenant compte du scintillateur. Pour chaque run on peut déterminer quel est ce décalage. L'évolution en fonction du temps (à travers le numéro de run) de ces pedestaux est représentée sur la figure 4.2 pour les mesures du système Xe+Sn. Comme on pouvait s'y attendre le piedestal correspondant au laser est plus grand. En effet la lumière produit un bruit supplémentaire et donc augmente le décalage. Nous avons ensuite retranché ce piedestal :

$$C_2 = C_1 + 100 - \text{Pied}(\text{laser})$$

où  $C_2$  et  $C_1$ , sont respectivement les canaux corrigés et bruts.  $\text{Pied}(\text{laser})$  est le piedestal obtenu par le laser. On peut alors superposer différents runs pour un même détecteur. Les fluctuations pour un système donné (prise de données sur 24 heures environ) ne sont pas si importantes. Mais en corrigeant ce décalage on peut non seulement identifier pour un système (cible, projectile et énergie incidente fixés), mais aussi avoir un seul "jeu" de cartes d'identifications pour tout un mois de mesures.

Pour avoir une bonne discrimination entre les différentes lignes il faut faire une correction supplémentaire. Il a été mentionné à la section 4.1.1 que le nombre de modules de détection a été optimisé pour une multiplicité de 40 et 10 respectivement pour les particules légères et les fragments. Or les multiplicités atteintes pour les énergies de faisceau utilisées à GSI, entre 50 et 250 MeV/n, sont supérieures à ces valeurs et peuvent atteindre 120 particules détectées par événement. On est donc confronté à un problème de double comptage important. En ce qui concerne la partie d'INDRA dont nous avons la charge,

chaque chambre d'ionisation est suivie de 2, 3 ou 4 scintillateurs selon la couronne concernée. Pour diminuer l'influence des comptages multiples nous avons considéré les cas où au plus un scintillateur est touché derrière une chambre. En faisant cela il reste bien sûr des comptages multiples, par exemple lorsque deux particules arrivent dans le même scintillateur, mais la majorité est retranchée. Une fois les identifications faites un algorithme est appliqué afin de traiter autant que possible les cas de comptages multiples mais aussi de vérifier la cohérence entre les différentes identifications.

### Les cartes corrigées

En faisant ces deux corrections, piédestal et comptage multiple, on obtient des cartes d'identification exploitables. Sur la figure 4.3 est représenté un exemple pour chacun des systèmes de ces cartes d'identification.

On peut distinguer les lignes des différents éléments. Pour les charges inférieures à 2 la discrimination est mauvaise. Mais ces particules sont bien identifiées à l'aide des scintillateurs (cartes Rapide-Lente). Entre  $Z=3$  et  $Z=10-12$  les lignes sont suffisamment claires pour pouvoir être tracées. On peut remarquer que ces lignes sont tracées "à la main" (trait plein).

Nous pouvons constater que pour les deux figures du haut, Au+Au et Xe+Sn, que les lignes sont moins bien séparées que pour le système C+Au. Pour ces séries de mesures le bruit sur les chambres était très important (3-4 fois sa valeur standard) à cause d'un problème de contact (de la masse). Nous avons corrigé ce défaut avant de faire les expériences avec le faisceau de carbone. Cette correction nous a permis d'avoir une bien meilleure résolution.

La statistique ne nous limite pas seulement pour les grandes charges mais aussi pour les hautes énergies. Une paramétrisation des lignes de  $Z$  est alors nécessaire.

### La paramétrisation

On utilise une fonctionnelle pour paramétriser les lignes à partir des lignes tracées manuellement. Sur la figure 4.3, en bas à droite, nous avons superposé à la carte précédente (fig. 4.3, en bas à gauche) les deux séries de ligne : les lignes de  $Z$  tracées en trait plein et la paramétrisation en trait discontinu.

On peut faire plusieurs remarques sur cette paramétrisation. Tout d'abord nous n'avons pas précisé quelle était sa forme analytique. La dépendance en  $Z$  se fait à travers des polynômes de degré 2 ou 3. Ils sont définis à l'aide de 29 paramètres fixes pour tous les détecteurs. Ensuite pour chaque carte on définit 4 variables d'ajustement qui sont calculées de manière à reproduire au mieux les lignes tracées.

Dans le cas des particules peu énergétiques l'approximation au premier ordre de la formule de Bethe, expression (4.1), n'est plus valable. Il faut tenir compte des ordres supérieurs. En fait la perte d'énergie chute très vite avec l'énergie. Les lignes de  $Z$  doivent donc présenter une "descente". On parle de zone de Bragg. L'identification par la méthode  $\Delta E-E$  n'est plus possible pour ces particules; le  $Z$  déterminé est alors un  $Z$  minimum. Ces

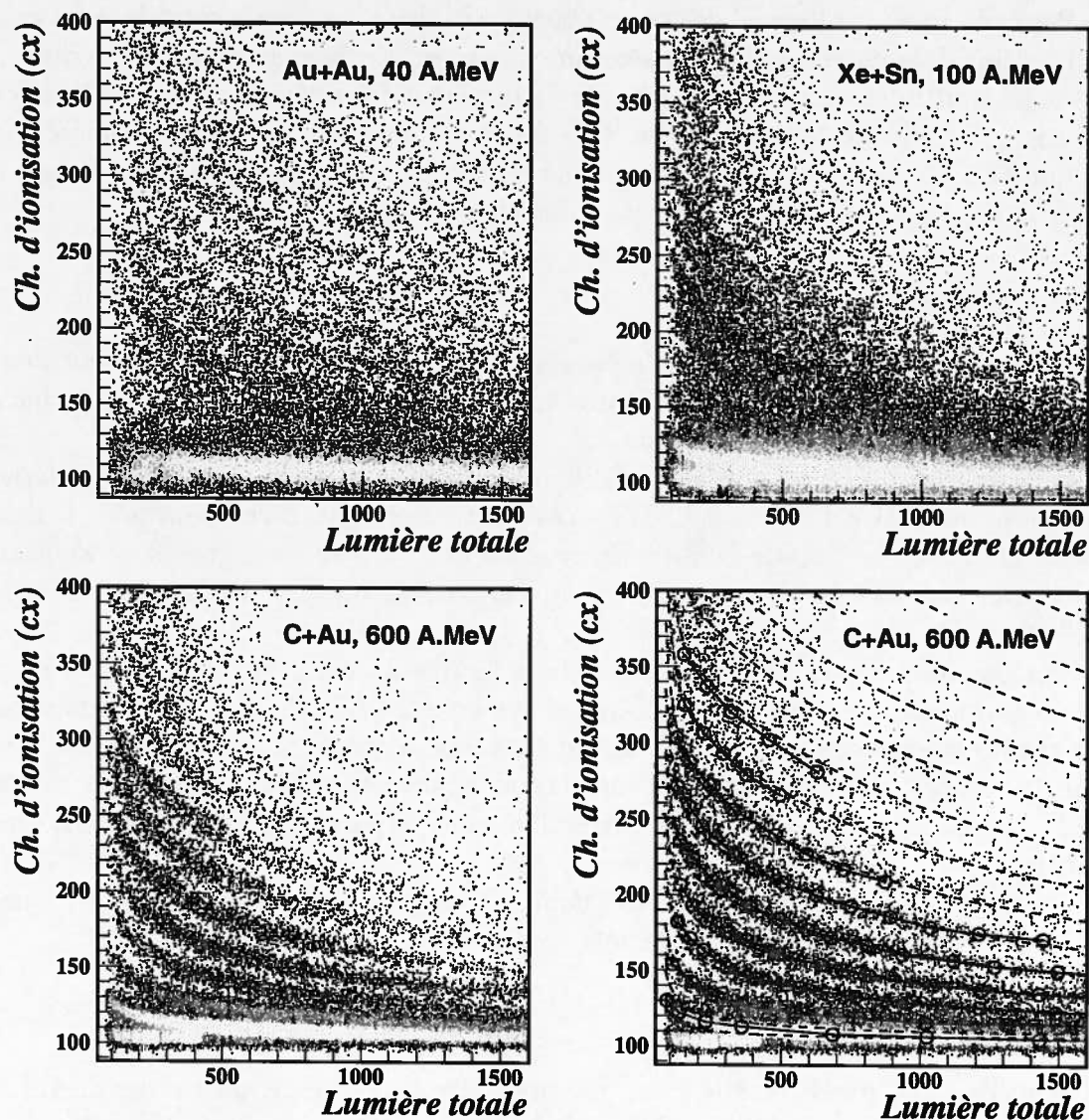


FIG. 4.3 – Cartes d'identification avec corrections. Le signal provenant de la chambre d'ionisation est tracé en fonction de la lumière collectée dans le scintillateur. L'exemple montré ici correspond à un angle de  $50^\circ$  par rapport au faisceau. La case en haut à gauche correspond au système Au+Au pour une énergie incidente de 40 MeV/nucléon, celle en haut à droite à Xe+Sn pour une énergie de 100 MeV/nucléon. Enfin les deux cases du bas se rapportent au système asymétrique C+Au mesuré à 600 MeV/nucléon d'énergie incidente. Pour ce système nous avons représenté la carte d'identification seule (à gauche), puis avec les lignes de Z manuelles (trait plein) et extrapolées (trait discontinu). Nous avons utilisé pour cette figure un facteur de compression 5 pour l'axe des abscisses et 1 pour celui des ordonnées.

particules ne sont que peu utilisées dans les analyses physiques. Pour les délimiter nous déterminons pour chaque carte cette zone graphiquement (elle n'est pas représentée ici).

### Le résultat : charge des particules

Une fois que les lignes de  $Z$  sont déterminées, on peut déduire la charge de chaque particule. Pour cela dans les cartes utilisées précédemment, on fait une projection sur l'axe vertical (axe  $\Delta E$ ). Ensuite par dichotomie, on détermine les deux lignes de  $Z$  qui entourent ce point. Nous procédons enfin à une linéarisation qui nous permet d'attribuer une valeur réelle à la charge de la particule considérée. Nous avons représenté sur la figure 4.4 les identifications que nous obtenons. Nous avons intégré tous les angles arrière, entre

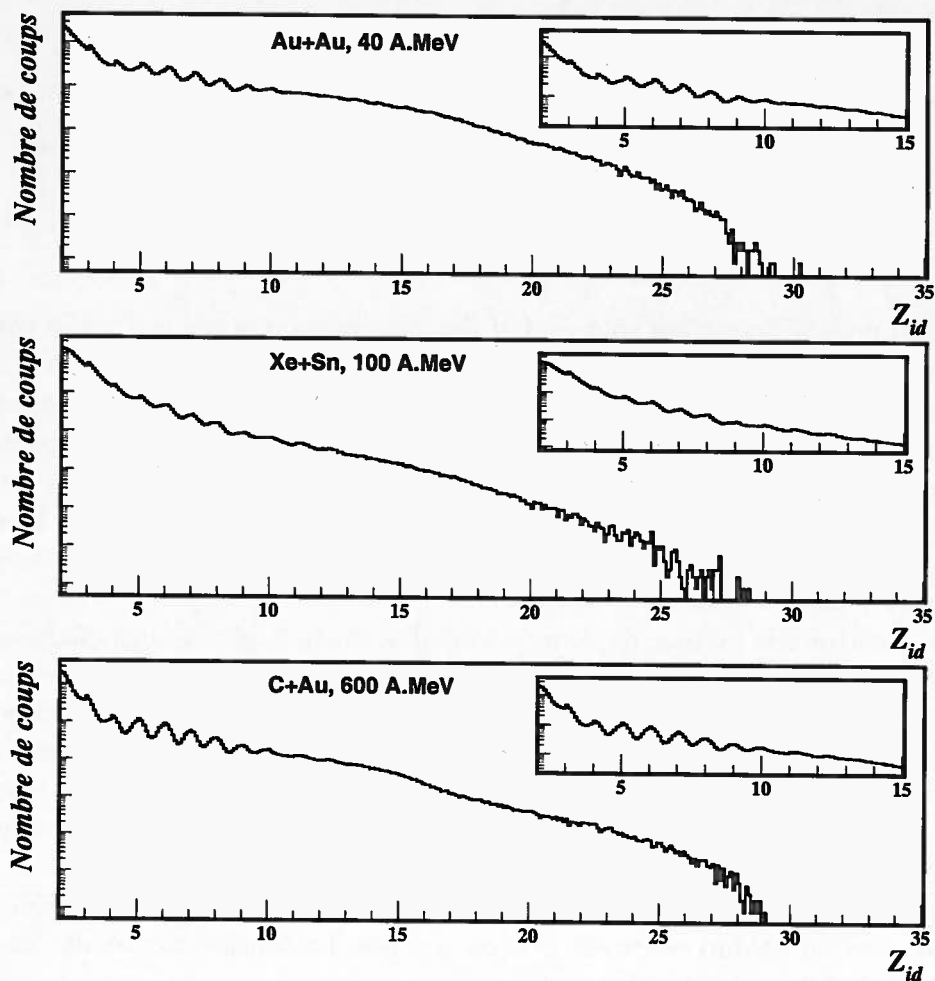


FIG. 4.4 – Distribution en charge réelle obtenue pour les angles entre  $45$  et  $176^\circ$ . De haut en bas nous avons représenté le résultat pour les systèmes Au+Au à  $40$  MeV/nucléon, Xe+Sn à  $100$  MeV/nucléon et C+Au à  $600$  MeV/nucléon. Pour chacun de ces systèmes, un agrandissement pour les charges inférieures à  $15$  figure en encart.



45 et 176°. On distingue les différentes charges jusqu'à  $Z=12$ , au-delà la discrimination est presque nulle. Nous avons remarqué sur la figure 4.3 que la résolution était meilleure pour le système C+Au. On le constate également ici : on distingue mieux les pics pour chaque charge pour ce système C+Au que pour les autres systèmes. Pour tous les systèmes étudiés lors de cette expérience, peu de fragments ont une charge au-delà de  $Z=30$ .

En pratique on utilise la valeur entière de la charge, qui correspond à l'entier le plus proche de la valeur réelle.

Nous avons donc à ce stade déterminé quelle est la charge des particules qui sont émises à des angles entre 45 et 176° dans le référentiel du laboratoire. Nous avons ensuite procédé à la calibration des chambres d'ionisation afin de connaître l'énergie perdue par chaque particule dans le gaz.

#### 4.4.2 Calibrations des chambres d'ionisation

A partir du numéro de canal touché, il faut déterminer quelle est l'énergie déposée dans le détecteur gazeux. Il faut dans un premier temps remonter à la charge collectée et ensuite déterminer son équivalent en énergie.

##### Charge collectée : calibration de la chaîne électronique

Les chambres d'ionisation sont en fait des condensateurs plans dont le volume entre les deux plaques est occupé par un gaz. Quand une particule pénètre dans une chambre le gaz est ionisé, c'est à dire que des paires électrons-ions sont créées. Les électrons migrent vers l'anode et les ions vers la cathode. En fait le signal utile, car plus rapide, est celui des électrons. Le signal déposé est directement proportionnel à l'énergie laissée par la particule. La charge ainsi collectée est envoyée vers un pré-amplificateur de charge. Ensuite ce signal est amplifié puis codé. En sortie de codeur, l'information est disponible sous forme de numéro de canal.

Avant d'estimer le facteur de proportionnalité entre la charge et l'énergie, il faut déterminer quelle est la fonction de transfert de la chaîne électronique. Pour cela on utilise un générateur d'impulsions. Une suite d'impulsions de tensions, largeurs et intensités connues est envoyée sur une des entrées du pré-amplificateur. Cette tension est convertie en charge à l'aide d'une capacité. Ensuite ce signal suit exactement le même chemin que celui qui sort de la chambre d'ionisation. En sortie on a donc le numéro de canal qui correspond à chaque signal généré. On peut alors établir la correspondance entre un numéro de canal et une tension. Au premier ordre la réponse de la chaîne électronique est linéaire, cependant un terme correctif du second ordre est pris en compte. La tension s'exprime alors en fonction du canal de la manière suivante :

$$V = a_0 + a_1C + a_2C^2 \quad (4.3)$$

où  $V$  est la tension (équivalente à la charge) et  $C$  le numéro de canal. Les coefficients  $a_i$  sont calculés à partir du générateur. L'ordre de grandeur de ces paramètres est res-



pectivement de  $10^{-1}$ ,  $10^{-3}$ ,  $10^{-9}$ . A travers ces valeurs on vérifie que la non-linéarité est faible.

### Coefficient charge-énergie

Pour chaque particule on connaît maintenant la tension équivalente à la charge qu'elle a laissée dans la chambre. Il faut maintenant calculer son équivalent en énergie. Pour cela il faut des points de référence. Le premier point à disposition est le 0 MeV. En effet la charge collectée étant proportionnelle à l'énergie déposée, si cette dernière est nulle alors le signal en sortie de chambre l'est aussi. Pour les angles qui nous concernent, supérieurs à  $45^\circ$ , les seuls points de calibration supplémentaires disponibles pour les chambres d'ionisation sont ceux de sources  $\alpha$ . Nous avons utilisé une source de thoron qui présente deux pics  $\alpha$  à 8.75 et 6.05 MeV. Par un calcul de pertes d'énergie on détermine quelle est la contribution de ces particules  $\alpha$  dans la chambre d'ionisation. On caractérise ensuite ces deux pics par leurs valeurs moyennes et leurs largeurs, comme représenté sur la figure 4.5. Nous avons extrait

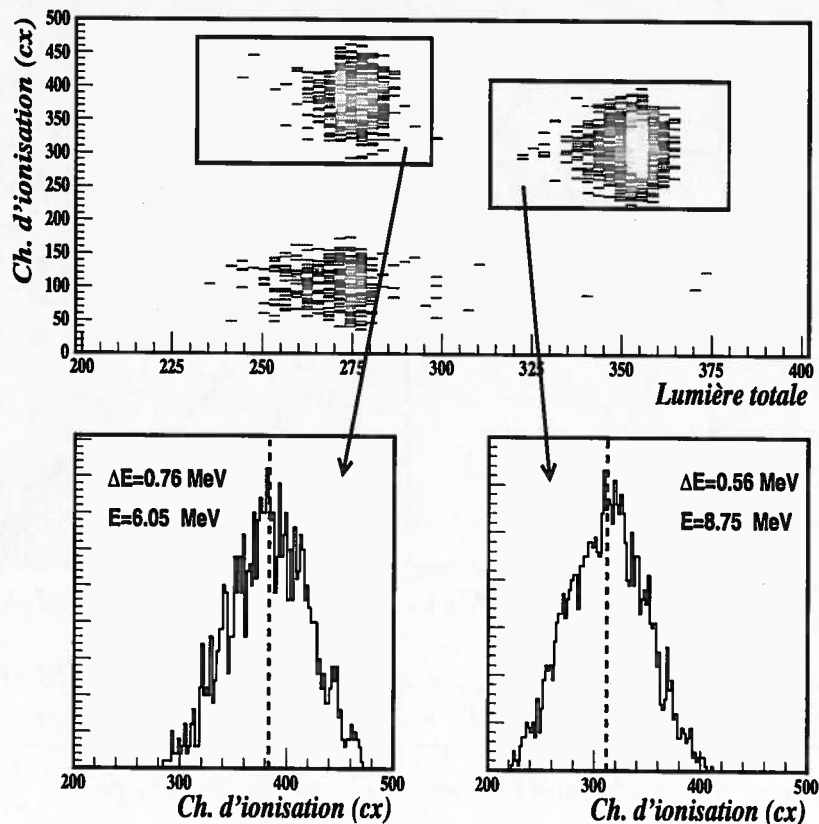


FIG. 4.5 – Caractérisation des pics alpha. La case du haut correspond à la caractérisation graphique des deux pics dans une carte lumière-chambre d'ionisation. Les deux cases du bas représentent la projection des deux contributions, le trait vertical pointillé correspond à la valeur moyenne extraite.

ces paramètres pour chaque détecteur, qui nous permettent ensuite de calculer le facteur de proportionnalité  $\beta$ :  $E_{chio} = \beta V$ . Nous avons utilisé une méthode des moindres carrés en prenant en compte la largeur de ces pics. On obtient la valeur de  $\beta$  moyenne ainsi que l'erreur qui lui est associée. Typiquement les valeurs que l'on obtient sont de l'ordre de 30 MeV/Volt avec une erreur de 3%.

Pour chaque particule, à partir du numéro de canal on détermine la tension correspondante et enfin l'énergie. Nous connaissons donc maintenant pour chacune des particules l'énergie qu'elle dépose dans le détecteur gazeux. Cette contribution est seulement une partie de l'énergie de la particule représentée sur la figure 4.6. Une erreur sur la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation sera faible comparée à l'énergie totale de la particule. Elle

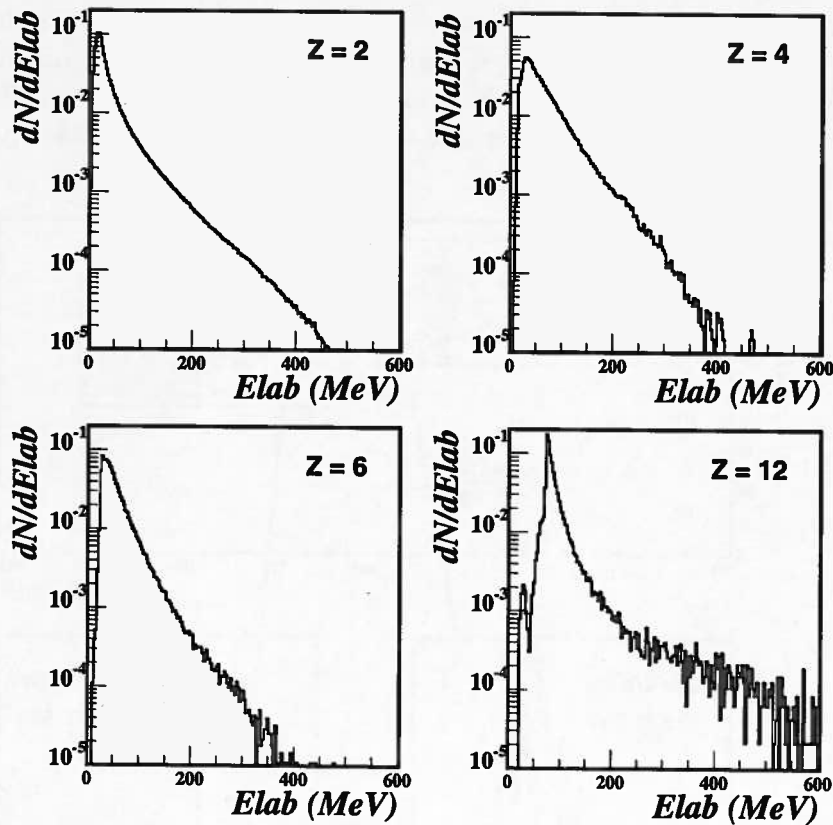


FIG. 4.6 – Spectres en énergie des noyaux de charge  $Z = 2, 4, 6$  et  $12$  détectés aux angles arriére ( $\theta \geq 45^\circ$ ) pour le système  $C+Au$  à  $600$  MeV/nucléon d'énergie incidente.

sera d'autant plus importante que l'énergie de la particule sera petite.

#### 4.4.3 Vue d'ensemble sur le détecteur

Nous venons d'explicitier les méthodes qui nous ont permis d'identifier les fragments et de déduire l'énergie déposée par les particules dans les angles arriére du détecteur. Les autres parties d'INDRA ont été exploitées en parallèle de ce travail. Nous avons maintenant

à notre disposition les propriétés des différents produits de réaction. Pour l'ensemble de cette section les résultats présentés sont ceux obtenus pour le système  $^{124}\text{Xe} + ^{112}\text{Sn}$  à 100 MeV/nucléon.

### Couverture angulaire

Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre la couverture angulaire d'INDRA est de 90% de  $4\pi$ . Mais sur tous les détecteurs qui composent INDRA un certain nombre ne fonctionnent pas du tout ou alors ne permettent pas d'identifier correctement les particules. L'efficacité géométrique s'en trouve alors diminuée. Une illustration telle que celle de la figure 4.7 permet de voir le détecteur dans sa globalité. On représente la projection dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau, que l'on pondère par l'angle polaire. Les couronnes qui constituent le détecteur apparaissent ainsi naturellement sous la forme de couronnes dans ce schéma.

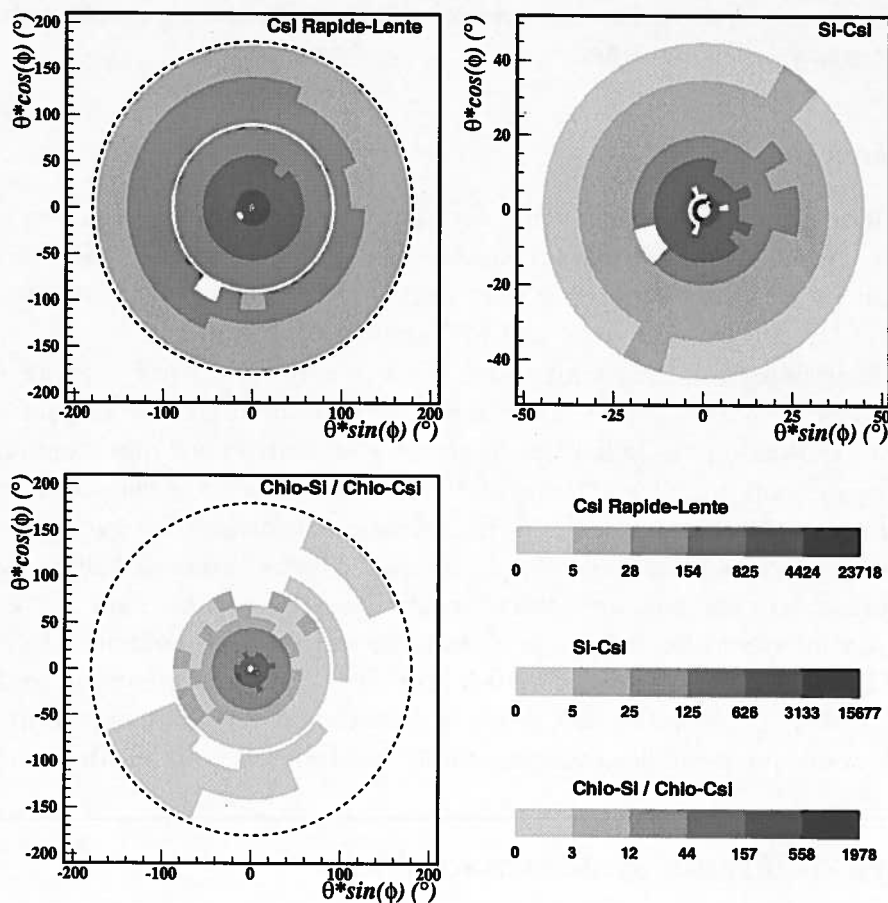


FIG. 4.7 – Distribution angulaire dans le laboratoire des particules identifiées. On représente l'angle polaire  $\theta$  pondéré par le sinus (cosinus) de l'angle azimutal  $\phi$  sur l'axe des abscisses (ordonnées). Le cercle en trait discontinu correspond à  $4\pi$ . Voir le texte pour les différentes cases.

Nous avons distingué les particules selon les étages qui ont permis de les identifier. Nous avons comptabilisé le nombre de particules identifiées pour chaque détecteur sur environ 1.2 million d'événements. Nous avons ensuite normalisé cette grandeur à l'angle solide du détecteur. Pour les particules légères et les fragments énergétiques, les deux cases du haut, l'identification est quasi-complète. Par contre pour les fragments peu énergétiques, case du bas, un certain nombre de détecteurs n'ont pas permis l'identification, notamment pour les angles à l'arrière. En fait certaines chambres d'ionisation avaient un fonctionnement très bruyé qui a conduit à une résolution insuffisante pour les exploiter.

Il faut tout de même remarquer que pour le système regardé dans ce cas,  $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$ , peu de fragments sont émis aux angles arrière. En effet la vitesse d'entraînement du centre de masse est très importante. L'information fournie par les détecteurs au-delà de  $45^\circ$  représente seulement une petite partie de l'information.

Bien sûr ces identifications sont dépendantes de l'énergie des particules. Si elles sont trop énergétiques elles "traversent" le détecteur. Par contre si elles ont trop peu d'énergie soit elles ne passeront pas les seuils du premier étage soit elles s'y arrêteront, dans les deux cas on ne pourra pas les identifier.

### Seuils en énergie

En pratique le problème des seuils est plus important que celui des particules trop énergétiques. Nous avons toutefois constaté que pour ce même système Xe+Sn à 250 MeV/nucléon un certain nombre de particules légères dépassent l'énergie maximale admise par INDRA, qui est d'environ 250 MeV pour un proton.

Les seuils de détection sont relativement bas et sont déterminés par les chambres d'ionisation. Ils sont de 5 MeV, et ce indépendamment de la charge de la particule, comme le mentionnent Frankland et al. [FRA01a, figure 1]. Par contre pour que les particules puissent être identifiées il faut qu'elles atteignent le deuxième étage du télescope, qui varie selon les angles. Pour quantifier ces seuils d'identification regardons les énergies en fonction de la charge des particules identifiées. Sur la figure 4.8 nous avons distingué les angles où les télescopes présentent ou non un détecteur silicium. On constate sur cette figure que les seuils sont pratiquement les mêmes pour tous les angles. Les particules légères présentent des seuils d'identification de l'ordre de 0.5 MeV/nucléon alors que pour les fragments cela va de 1 à 1.5 MeV/nucléon. En fait pour ce système on est beaucoup moins sensible à ce problème de seuil que pour des énergies incidentes telles que 30-50 MeV/n.

#### 4.4.4 Les différents systèmes explorés

Nous ne parlerons dans ce paragraphe que du système Xe+Sn, pour lequel nous avons réalisé des analyses. Les mesures effectuées pour les systèmes Au+Au et C+Au/Sn font l'objet de différentes thèses [LAV01, TUR01].

Pour les différentes énergies nous avons répertorié dans le tableau 4.1 les divers couples projectile-cible utilisés ainsi que la statistique accumulée. Pour le cas du 100 MeV/n nous

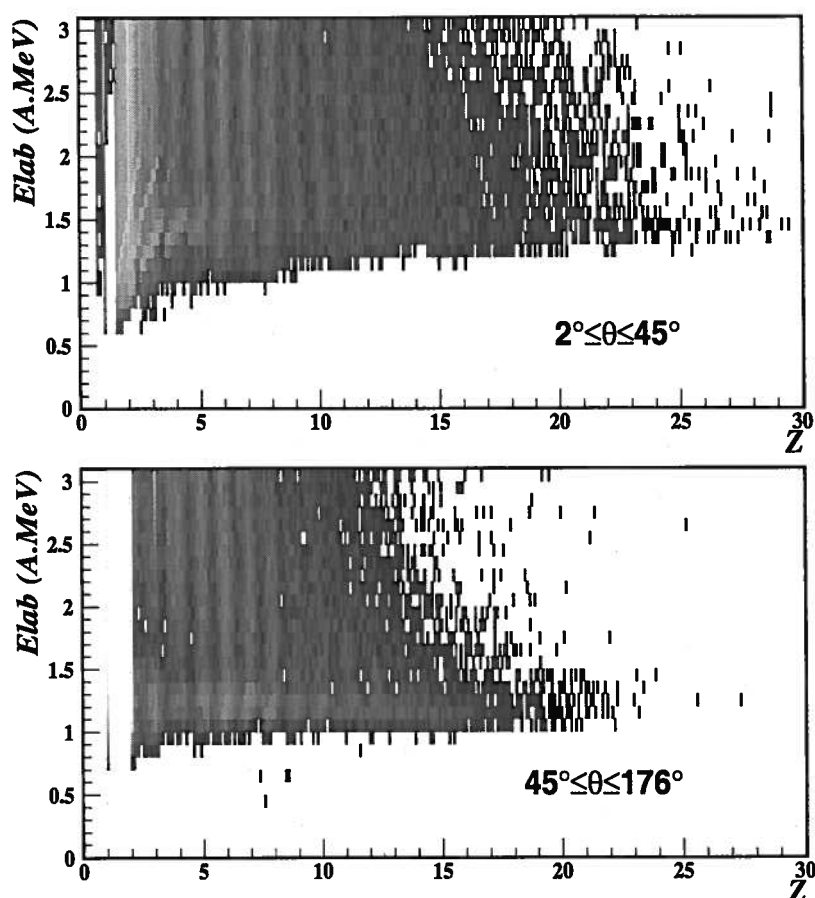


FIG. 4.8 – Illustration des seuils d'identification. L'énergie mesurée par nucléon est représentée en fonction de la charge de la particule. La case du haut correspond aux angles avant (avec silicium) et celle du bas aux angles arrière (pas de silicium).

avons utilisé 4 couples projectile-cible afin de faire varier le rapport  $N/Z$  du système composé. Pour les autres énergies nous avons principalement étudié une seule combinaison.

Le point à 50 MeV/n, qui présente une faible statistique, a été fait afin d'avoir un point commun avec la campagne de mesures effectuées au GANIL en 1993. Il permet en outre de calibrer les scintillateurs. En effet à GSI on ne dispose pas de tous les points de calibration (ceux du  $B\rho$ ), un recalage sur ceux du GANIL est donc nécessaire.

La grande différence entre les deux expériences, en dehors des énergies, vient de la structure du faisceau. Le GANIL est composé de deux cyclotrons principaux, le faisceau est pulsé. A GSI par contre la machine est un synchrotron, le faisceau est continu. Chaque extraction fournit un "spill" d'une durée de l'ordre de la seconde. Pour le faisceau de Xe, le cycle machine est d'environ 3 secondes. Pendant la première moitié de ce temps le faisceau est disponible, la deuxième partie est dédiée à l'accélération. Selon les énergies et les isotopes fournis, la durée du cycle et de l'accélération peuvent varier légèrement. L'intensité est d'environ  $1.5 \cdot 10^7$  particules par spill. En parallèle de ce cycle machine, nous

Energie (MeV/n)	Projectile	Cible	Epaisseur cible	Nombre d'événements
50	$^{129}\text{Xe}$	$^{nat}\text{Sn}$	1.05	$6.2 \cdot 10^6$
65	$^{129}\text{Xe}$	$^{124}\text{Sn}$	1.2	$12 \cdot 10^6$
80	$^{129}\text{Xe}$	$^{124}\text{Sn}$	1.2	$12 \cdot 10^6$
100	$^{124}\text{Xe}$	$^{112}\text{Sn}$	1.2	$17.8 \cdot 10^6$
100	$^{124}\text{Xe}$	$^{124}\text{Sn}$	1.2	$21.3 \cdot 10^6$
100	$^{129}\text{Xe}$	$^{112}\text{Sn}$	1.2	$19.4 \cdot 10^6$
100	$^{129}\text{Xe}$	$^{124}\text{Sn}$	1.2	$23 \cdot 10^6$
150	$^{124}\text{Xe}$	$^{124}\text{Sn}$	1.2	$9.2 \cdot 10^6$
150	$^{129}\text{Xe}$	$^{124}\text{Sn}$	1.2	$9 \cdot 10^6$
250	$^{124}\text{Xe}$	$^{124}\text{Sn}$	1.2	$7.4 \cdot 10^6$

TAB. 4.1 – Pour le système  $\text{Xe}+\text{Sn}$ , récapitulatif des données mesurées avec INDRA auprès de SIS. Nous avons répertorié : l'énergie incidente en MeV/nucléon, le projectile (isotope du Xe), la cible (isotope du Sn), l'épaisseur de la cible en  $\text{mg}/\text{cm}^2$ , la statistique accumulée.

avons utilisé un deuxième cycle dédié à la stabilité des détecteurs. Le laser et le générateur d'impulsions (pulser) ont été envoyés périodiquement. Ils ont chacun une fréquence propre de 10Hz. Un schéma illustrant ce mode de fonctionnement est donné sur la figure 4.9. Nous

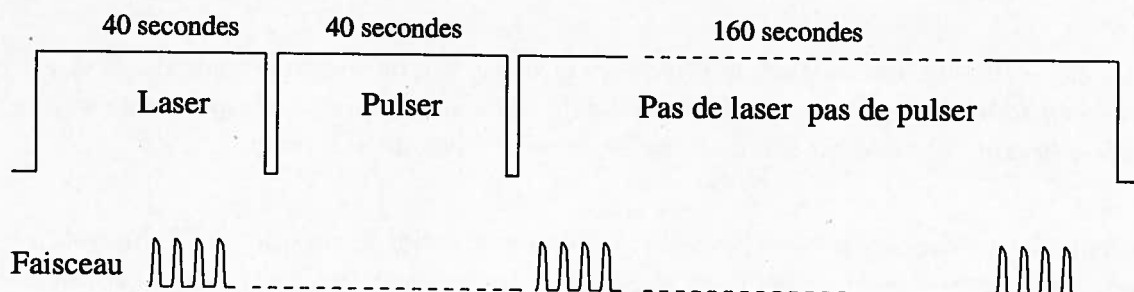


FIG. 4.9 – Cycles utilisés lors des expériences à GSI. Le premier est celui du faisceau (en bas), le second est généré pour étudier la stabilité des détecteurs (en haut).

constatons sur ce schéma que la physique (présence du faisceau) peut être superposée aux impulsions (laser ou courant). On peut donc avoir une idée de la stabilité des détecteurs avec ou sans faisceau. Une influence a été observée, les valeurs utilisées ont donc été celles où le faisceau était présent.

Dans ce mémoire les données accumulées en 1993 ont également été utilisées. Dans [MET95, page 50] on pourra trouver les caractéristiques des systèmes alors étudiés.

## 4.5 Quelle information sur les particules?

Indépendamment du système étudié les informations sur les particules sont les mêmes, et sont au nombre de quatre :

1. *La charge.* Pour les fragments les plus lourds (autour de  $Z=90$ ), l'erreur commise est de 2 à 5 charges.
2. *La masse.* On la détermine expérimentalement pour les particules légères, jusqu'à  $Z=5$ . Si on ne peut pas la déterminer expérimentalement, on la calcule à partir de la charge en utilisant une formule de masse décrivant la vallée de stabilité.
3. *L'énergie cinétique.* Après avoir déterminé les énergies perdues dans les différents étages ainsi que les corrections (cible, mylar à l'entrée et la sortie des chambres d'ionisation), on obtient l'énergie cinétique totale de la particule (dans le laboratoire). La précision sur l'énergie reste meilleure que 5%.
4. *La position angulaire.* A partir du détecteur touché on peut déterminer les angles caractéristiques de la particule. Chaque détecteur couvrant une portion de l'espace, il existe deux façons d'obtenir les angles : soit on utilise l'angle moyen correspondant au détecteur, soit on fait un tirage uniforme sur toute la couverture du détecteur.

Une fois ces informations obtenues, on peut entamer la prochaine étape : l'analyse des données.





## Chapitre 5

# Les collisions centrales de 25 à 150 MeV/n

Pour le système Xe+Sn nous disposons de données sur une large gamme d'énergie incidente. Entre les régimes de basse énergie où un processus de fusion-évaporation est important et les hautes énergies où la production de particules prédomine, se déroule la production multiple de fragments. Les variables reliées aux fragments sont alors d'un grand intérêt pour étudier les collisions. Dans ce chapitre nous allons faire une étude globale des collisions les plus centrales du système Xe+Sn pour des énergies incidentes allant de 25 à 150 MeV/n.

Après avoir explicité les sélections utilisées pour isoler les événements, nous montrerons l'évolution de différentes observables avec l'énergie de bombardement.

### 5.1 Sélection des événements

Parmi toutes les collisions, nous sommes intéressés ici par celles qui correspondent aux plus petits paramètres d'impact. La section efficace associée est par définition très faible devant la section efficace totale. Il faut donc isoler un lot relativement petit d'événements. Les méthodes disponibles pour le faire sont variées et sont plus ou moins sophistiquées. Les plus simples consistent à utiliser une observable reliée à la violence de la collision : les événements sont choisis par une coupure dans la distribution de cette observable. On parle alors de sélection monodimensionnelle. Des approches plus sophistiquées consistent à utiliser une combinaison de variables, linéaire ou non [LLO84, KSH72, DES95, DES00, BOU01]. Même si ces méthodes apportent de gros avantages, les biais induits sur les différentes observables sont plus difficiles à déterminer.

Nous avons choisi dans ce travail d'utiliser une approche la plus simple possible. C'est pourquoi nous avons utilisé une coupure en énergie transverse des particules légères. Notre choix a été guidé par le fait que le détecteur INDRA présente une très bonne efficacité de détection des particules légères (autour de 90%). Cette observable offre de plus l'avantage que les distributions se superposent pour les différentes énergies incidentes, le facteur

homotétique nécessaire étant l'énergie disponible [PLA99]. Nous avons sélectionné les énergies transverses les plus grandes que l'on espère faire correspondre aux collisions les plus centrales. Nous avons ainsi gardé dans chaque cas une section efficace qui correspondrait (dans une hypothèse géométrique) aux paramètres d'impact plus petits que 4 fm environ (un tiers du paramètre d'impact maximal, soit environ 10% de la section efficace). Pour les deux plus faibles énergies incidentes, 25 et 32 MeV/n, une coupure supplémentaire a été nécessaire afin de s'assurer de la bonne détection des événements. Nous avons demandé pour ces deux énergies que plus de 80% de l'impulsion initiale soit détectée.

Nous allons maintenant étudier quelle est l'évolution des collisions ainsi sélectionnées.

## 5.2 Distribution en taille des produits de réaction

Selon le degré de dissipation d'une collision, la taille des fragments varie. Le résidu de fusion à basse énergie va laisser sa place à plusieurs fragments et puis aux particules légères lorsque l'énergie de bombardement augmente. La taille des produits de réaction signe cette évolution comme le montre la figure 5.1. Les énergies représentées ont été choisies afin

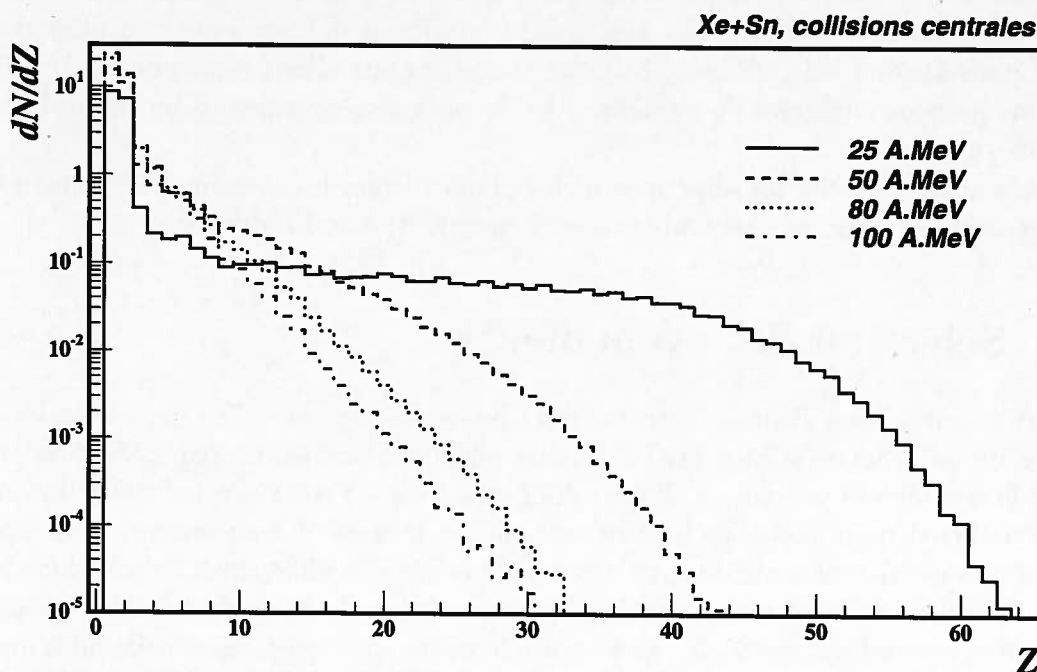


FIG. 5.1 - Xe+Sn, collisions centrales : Distributions de charge pour différentes énergies incidentes : 25, 50, 80 et 150 MeV/n.

d'avoir des pas en énergie incidente quasi-constants. Alors qu'à basse énergie incidente on a de gros fragments associés à de relativement faibles multiplicités de particules légères ( $Z=1$  et 2), au plus hautes énergies seuls des fragments avec des charges plus petites que 30 subsistent. L'évolution la plus forte de cette distribution de charge se produit entre 25

et 50 MeV/n. Ensuite quand l'énergie incidente augmente, la forme de cette distribution s'approche d'une exponentielle, forme typique d'un régime de très haute fragmentation.

### 5.3 Taille du plus gros fragment

La distribution en taille a montré que les fragments formés sont de plus en plus petits quand on augmente l'énergie incidente. Le fragment le plus gros produit dans les collisions doit alors être de plus en plus petit. L'évolution de sa taille avec l'énergie incidente est montrée sur la figure 5.2. Pour 50 MeV/n d'énergie incidente nous avons superposé les deux

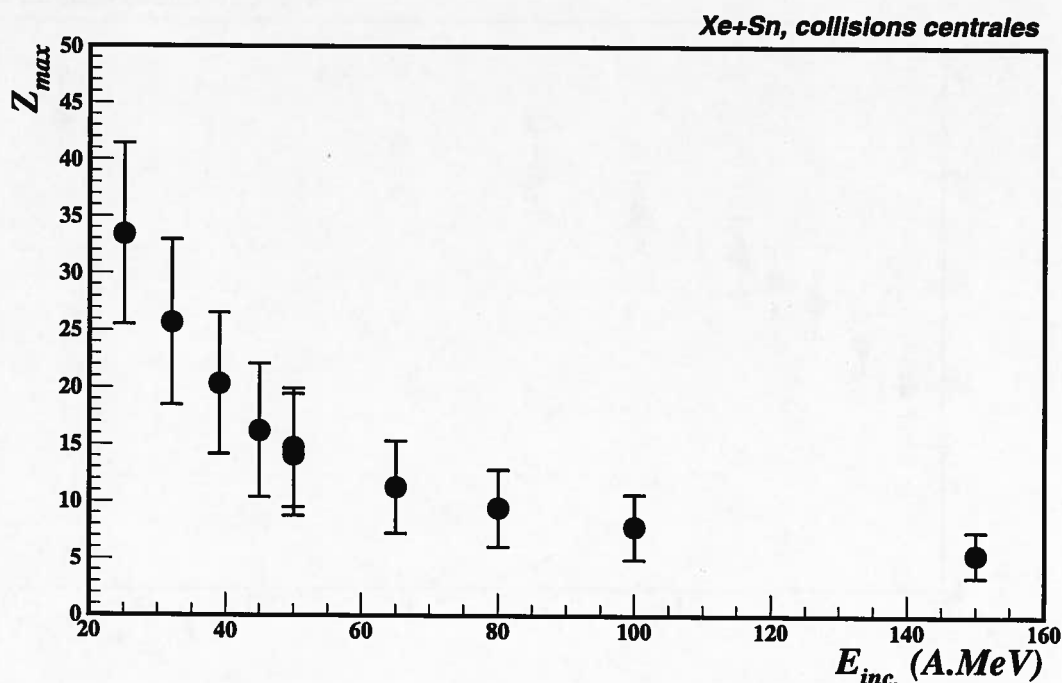


FIG. 5.2 - Xe+Sn, collisions centrales : Evolution de la taille du plus gros fragment avec l'énergie incidente. Les erreurs correspondent à la largeur des distributions.

points expérimentaux correspondants aux données recueillies au GANIL et à GSI. Comme nous le verrons dans ce chapitre les caractéristiques de ces deux lots sont très proches. Nous avons donc une bonne continuité dans la prise de données et leurs calibrations. Sur la grande gamme d'énergies incidentes disponibles on observe une forte évolution de la taille du plus gros fragment détecté : non seulement la taille moyenne du plus gros diminue, mais la largeur de la distribution, indiquée par les barres verticales sur la figure 5.2, est aussi de plus en plus faible. La taille moyenne atteinte à 25 MeV/n d'énergie incidente est autour de 35 charges. Pour l'énergie incidente la plus grande étudiée, 150 MeV/n, le plus gros fragment se situe en moyenne autour du carbone. On observe donc une diminution d'un facteur 6 de la charge du plus gros fragment, pour une énergie incidente 6 fois plus grande.

Toutefois le comportement n'est pas linéaire: après une forte diminution entre 25 et 80 MeV/n, on observe ensuite une évolution plus faible.

## 5.4 Multiplicité totale

En même temps que les fragments produits sont de plus en plus petits, les particules chargées (fragments et particules légères) sont de plus en plus nombreuses comme le montre la figure 5.3. Alors que la valeur moyenne et les fluctuations sur la taille du plus gros

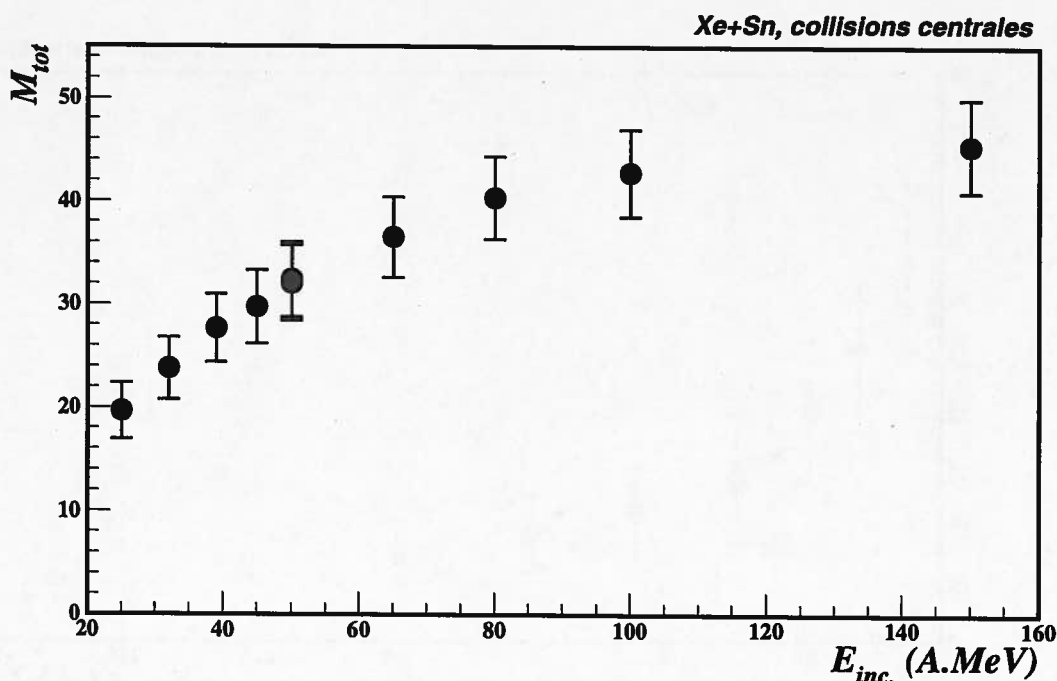


FIG. 5.3 - Xe+Sn, collisions centrales: Evolution de la multiplicité totale de particules chargées avec l'énergie incidente. Les erreurs correspondent à la largeur des distributions.

fragment diminuent avec l'énergie incidente, la multiplicité moyenne de particules chargées (fragments et particules légères) et les largeurs associées augmentent lorsqu'on passe de 25 à 150 MeV/n d'énergie incidente. L'évolution de ces multiplicités est importante entre 25 et 80 MeV/n alors qu'ensuite le nombre de produits détectés sature. On peut se demander si cette saturation est physique, ou plutôt liée au détecteur. En effet INDRA a été optimisé pour avoir un taux de doubles comptages<sup>1</sup> négligeable jusqu'à des multiplicités de 40 particules légères et de 10 fragments par événement. Le nombre de doubles comptages devient ensuite important. Quoiqu'il en soit le nombre moyen de particules détectées est 2 fois plus grand à 80 MeV/n, et au-delà, qu'à 25 MeV/n d'énergie incidente.

1. Deux particules dans le même détecteur.

La grande majorité des produits détectés sont des particules légères, c'est pourquoi la tendance relevée pour la multiplicité totale (figure 5.3) reflète celle de la multiplicité de particules légères.

## 5.5 Production de fragments : recherche du maximum

Un des objectifs des expériences menées à la fois au GANIL et à GSI sur le système Xe+Sn était de déterminer le maximum de production de fragments attendu dans cette gamme d'énergie incidente. La multiplicité moyenne de fragments ( $Z \geq 3$ ) est représentée sur la figure 5.4 en fonction de l'énergie du faisceau. On observe une augmentation du

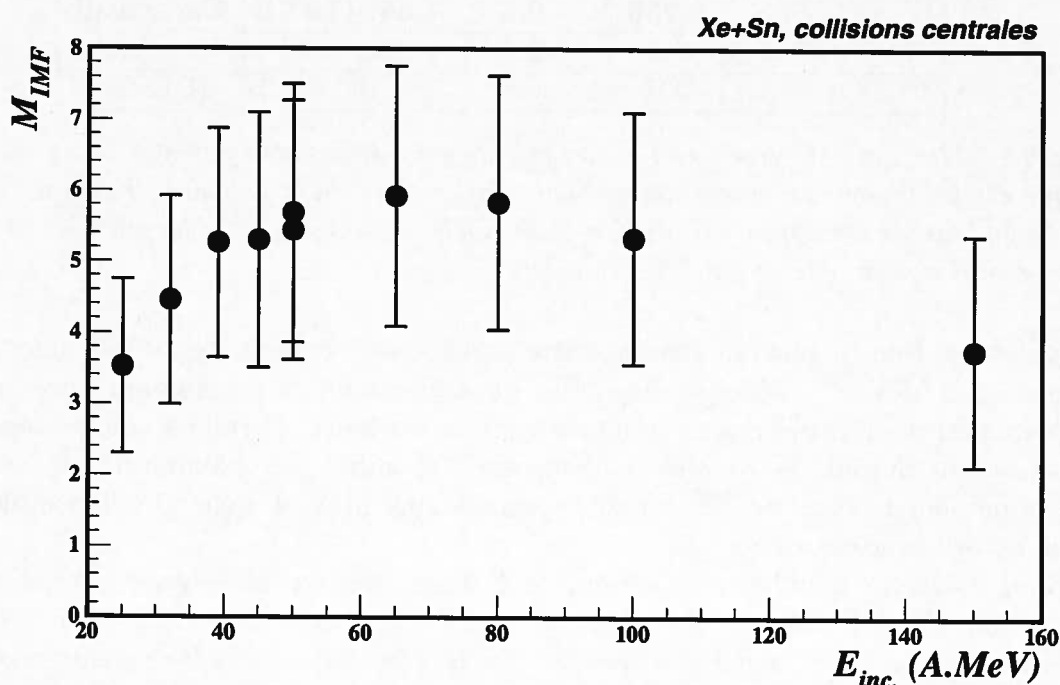


FIG. 5.4 - Xe+Sn, collisions centrales: Evolution de la multiplicité de fragments avec l'énergie incidente. Les erreurs correspondent à la largeur des distributions.

nombre de fragments entre 25 et 65 MeV/n d'énergie incidente suivie d'une décroissance. On parle de "rise and fall" de l'émission de fragments, le maximum se situant à 65 MeV/n d'énergie incidente. Une telle évolution a été observée pour le quasi-projectile produit dans des collisions Au+Au à 600 MeV/n [OGI91] par la collaboration ALADIN<sup>2</sup>. De plus des études menées, sur le quasi-projectile, pour une large gamme de systèmes et d'énergies incidentes (entre 400 et 1000 MeV/n) ont mis en évidence le caractère universel de cette évolution [SCH96].

2. L'observable utilisée pour trier les événements est la somme des charges des fragments détectés:  $Z_{bound}$ .

Pour les collisions centrales, étudiées ici avec le système Xe+Sn, un certain nombre de travaux ont déjà fait l'objet de la détermination de cette fonction d'excitation de la production de fragments. Nous avons reporté dans le tableau 5.1 les différentes énergies incidentes correspondant au maximum de production trouvées pour différents systèmes. Ces études couvrent une multitude de masses de système, mais aussi une grande variété

Système	$A_{sys.}$	$A_{proj}/A_{sys.}$	$E_{lab}^{max}$	Référence
$^{40}Ar + ^{27}Al$	67	0.6	65 (15.6)	*[MA95]
$^{40}Ar + ^{45}Sc$	85	0.47	35 (8.7)	*[MA95]
$^{84}Kr + ^{nat}Sc$	177	0.47	55 (13.7)	[?]
$^{36}Ar + ^{197}Au$	233	0.15	<100 (13.)	[DES91]
$Xe + Sn$	$\approx 250$	<b>0.5</b>	<b>65. (16.2)</b>	<b>Ce travail</b>
$^{84}Kr + ^{197}Au$	281	0.3	100 (21.)	[PEA94]
$^{197}Au + ^{197}Au$	394	0.5	$\approx 100$ (25.)	[DES99]

TAB. 5.1 – *Maximum de production de fragments pour différents systèmes. Nous avons, pour chaque étude, reporté la masse du système, l'asymétrie de la collision, l'énergie incidente correspondant au maximum en MeV/n et la référence associée, qui lorsqu'elle est précédée d'une étoile signifie que ce sont des calculs.*

d'asymétries. Nous avons fait figurer, entre parenthèse, l'énergie disponible dans le centre de masse (en MeV/n). L'énergie disponible qui correspond au maximum de production de fragments est d'autant plus grande que le système est lourd. Parmi les valeurs répertoriées ici, trois sont autour de 15 MeV/n d'énergie disponible. Le maximum que nous avons déterminé pour le système Xe+Sn correspond à 16.2 MeV/n d'énergie disponible, ce qui est en accord avec ces valeurs.

Nous n'avons pas indiqué ici le nombre de fragments qui correspond au maximum de production. Cette valeur est très dépendante de l'efficacité de détection. Selon le dispositif expérimental, on peut facilement "perdre" un fragment. De plus les valeurs absolues de multiplicités dépendent fortement de la sélection des données effectuées. Ces deux facteurs entrent beaucoup moins en ligne de compte pour la position du maximum de production, puisque les biais sont identiques pour les différentes énergies incidentes.

## 5.6 Spectres en énergie des protons

Nous venons d'étudier quelques variables statiques liées à la multifragmentation. Ces grandeurs ne nous donnent pas d'indication du mécanisme qui a conduit au système final. Pour cela il faut regarder des variables directement liées à la dynamique de la collision. Nous avons reporté sur la figure 5.4 les spectres en énergie des protons dans le centre de masse pour quelques énergies incidentes. Tout d'abord on peut noter que le domaine en énergie couvert par les protons est d'autant plus grand que l'énergie incidente est élevée. Ensuite on observe que la forme des spectres évolue nettement entre 25 et 100 MeV/n

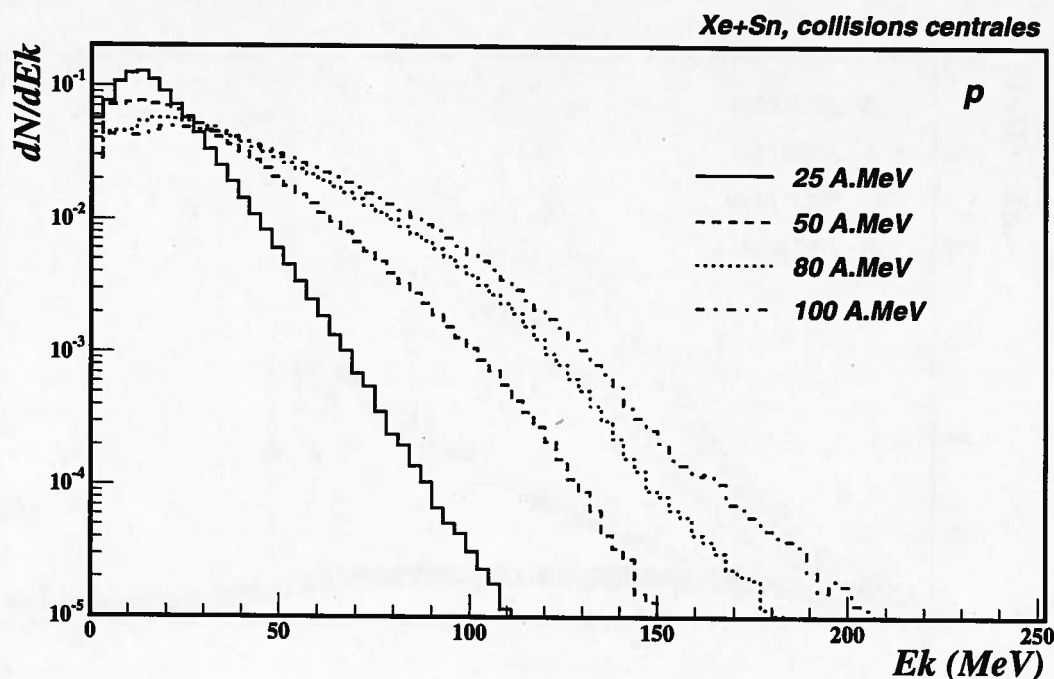


FIG. 5.5 - Xe+Sn, collisions centrales : Spectres en énergie des protons dans le centre de masse pour différentes énergies incidentes : 25, 50, 80 et 100 MeV/n.

d'énergie incidente. A basse énergie de bombardement le spectre a une forme maxwellienne, caractéristique d'une émission par évaporation. Quand on augmente l'énergie incidente, le spectre présente des formes différentes. Par exemple à 50 MeV/n on voit l'apparition d'une rupture de pente. Pour les plus grandes énergies incidentes, le spectre des protons caractérise de moins en moins une émission par évaporation et semble indiquer une forte composante dynamique.

Les énergies moyennes des protons, mais aussi des fragments doivent refléter cette évolution. Nous allons les comparer dans la section suivante.

## 5.7 Energies cinétiques moyennes

Nous avons représenté sur la figure 5.6 les énergies cinétiques moyennes dans le centre de masse en fonction de la charge des produits de réaction. Les fragments sont d'autant plus énergétiques que l'énergie de bombardement est importante. A 25 MeV/n d'énergie incidente, l'évolution des énergies cinétiques moyennes avec la charge des fragments est faible. Pour les fragments les plus lourds, ces énergies ont tendance à diminuer : la distribution présente une forme en cloche, qui peut signer la présence de résidus lourds dans ces collisions. Si maintenant on considère un projectile avec 50 MeV/n d'énergie, les énergies cinétiques moyennes augmentent continûment avec la charge des produits de réaction, indiquant la disparition des résidus de fusion et l'apparition d'une certaine transparence

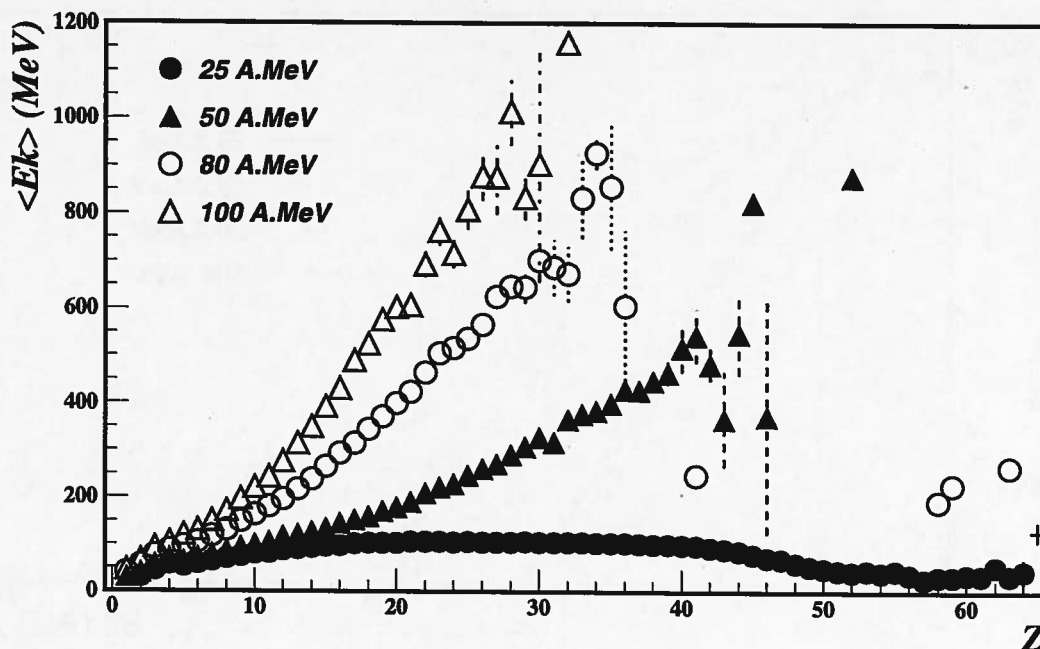


FIG. 5.6 - Xe+Sn, collisions centrales: Energies cinétiques moyennes dans le centre de masse en fonction de la charge des produits de réaction pour différentes énergies incidentes: 25, 50, 80 et 150 MeV/n.

dans les collisions les plus centrales. Cette même évolution apparaît également à 80 et 100 MeV/n d'énergie incidente. On peut tout de même noter que pour les fragments avec moins de 10 charges, les énergies semblent peu dépendantes de l'énergie incidente: les différentes distributions se confondent. Ensuite, pour une même charge donnée, l'évolution des énergies cinétiques moyennes est plus importante entre 50 et 80 MeV/n.

En utilisant une approche très simple, nous avons sélectionné les collisions centrales pour le système Xe+Sn entre 25 et 150 MeV/n d'énergie incidente. Nous avons tout d'abord vu que lorsque l'énergie de bombardement augmente, les fragments produits sont de plus en plus petits et que la production de particules est de plus en plus importante. Nous avons déterminé, pour le système symétrique étudié, le maximum de production de fragments autour de 65 MeV/n d'énergie incidente. Cette valeur est en accord avec des études menées sur d'autres systèmes. Les spectres en énergie des protons semblent indiquer un changement du mécanisme de production des particules légères entre 25 et 150 MeV/n d'énergie de bombardement: d'un processus évaporatif, on semble passer à une émission principalement dynamique de particules. Dans le même temps, les énergies cinétiques moyennes des petits fragments semblent ne dépendre que peu de l'énergie incidente.

Dans le prochain chapitre nous allons étudier plus en détails l'évolution des propriétés des fragments produits dans les collisions centrales. Nous nous intéresserons plus particu-



lièrement aux énergies incidentes entre 32 et 50 MeV/n, domaine pour lequel nous avons vu une forte évolution.



## Chapitre 6

# Caractéristiques des fragments primaires

L'objectif de l'étude présentée dans ce chapitre est d'aller un pas plus loin dans la compréhension du processus de multifragmentation. Pour cela nous allons remonter dans le temps.

### 6.1 Problématique et système étudié

Nous venons de voir au chapitre précédent les caractéristiques des événements de multifragmentation pour les collisions les plus centrales. Nous allons approfondir l'étude de ces collisions.

L'information à laquelle nous avons directement accès correspond à des temps infinis devant les temps caractéristiques de la collision. Le signal présent lors de la formation des produits de réaction est brouillé notamment par la propagation coulombienne et l'évaporation secondaire. Pour apporter des contraintes plus fortes sur les modèles, la connaissance des propriétés des particules lors de leur formation est un bon outil. En effet la même situation finale peut être décrite par différents scénarii. Par exemple une incertitude plane toujours quant à savoir si les fragments sont produits chauds ou froids. Pour le moment cette information n'est disponible qu'à travers les modèles. Le degré d'excitation des produits de réaction semble donc être une bonne observable pour contraindre les différentes prédictions. Sa connaissance expérimentale serait également intéressante pour différentes études, elle rendrait certains résultats beaucoup moins dépendants des modèles, tels que le taux de particules émises de manière statistique et dynamique, ou encore la détermination de la capacité calorifique [DAG01, LEN00].

Une étude expérimentale a déjà permis de déterminer l'énergie d'excitation interne des fragments primaires produits dans les collisions les plus dissipatives [MAR98]. Elle concernait le système Xe+Sn pour une énergie de 50 MeV/n d'énergie incidente. Nous avons étendu cette étude à d'autres énergies incidentes : 32, 39 et 45 MeV/n [HUD00]. Pour étudier les collisions les plus centrales nous avons prolongé les sélections de [MAR98] aux

différentes énergies de bombardement. Tout d'abord on demande que l'information détectée soit la plus complète possible. On applique un critère de **complétude** qui consiste à exiger qu'au moins 80% de la charge totale et 80% de l'impulsion (projetée selon la direction du faisceau) soient mesurés. A ce stade nous avons toujours un mélange d'événements. Pour ne garder que les collisions les plus dissipatives nous utilisons une variable de forme : l'angle de flot<sup>1</sup>. Dans [MAR97], et de manière plus détaillée dans [SAL97], il a été montré que les collisions centrales sont caractérisées par un **grand angle de flot**. Nous avons sélectionné les événements avec un angle de flot supérieur à 60° entre 32 et 45 MeV/n d'énergie incidente et 45° pour 50 MeV/n. Cette sélection est différente de celle opérée dans le chapitre précédent. Les deux lots obtenus sont compatibles en ce qui concerne les variables statiques, mais peuvent différer pour les variables cinématiques [?].

Dans ce chapitre nous expliciterons la méthode décrite dans [MAR98], ainsi que les quelques améliorations que nous avons apportées. Nous montrerons ensuite les résultats que nous avons obtenus concernant les propriétés des fragments primaires. Nous verrons également quelles informations cette étude nous apporte sur l'histoire de la collision. Nous ferons une comparaison avec un modèle statistique de multifragmentation. Enfin nous exposerons l'extension que nous avons faite, qui permet de connaître, entre autres, l'origine de chacune des particules.

## 6.2 Extraction des particules évaporées

Comment déterminer si les fragments produits lors de la réaction sont chauds ou non? Si un fragment est chaud, il se désexcite en émettant principalement des particules légères. Les particules évaporées sont corrélées avec les fragments dont elles proviennent. Leurs énergies, par rapport au fragment, sont caractéristiques de l'évaporation. Les vitesses relatives entre les particules et les fragments détectés doivent nous renseigner sur la nature et l'origine des particules. Peut-on expérimentalement associer des particules à un fragment et déterminer ainsi le degré d'excitation de celui-ci? C'est ce que nous allons voir dans cette section.

### 6.2.1 Les fonctions de corrélation

Les études précédentes du système Xe+Sn de 32 à 50 MeV/n ont montré que les collisions centrales sont caractéristiques d'un régime de production multiple de fragments, avec des multiplicités de l'ordre de 5 à 7. Cependant, la production de particules légères reste majoritaire : leur nombre moyen est de 28 à 50 MeV/n d'énergie incidente (voir chap. 5). Les origines de ces particules sont multiples. Elles peuvent être produites tout au début de la collision (nous appellerons ces particules primaires), en même temps que les fragments, et enfin elles peuvent être évaporées par les fragments primaires préalablement excités (nous nommerons ces particules secondaires). Pour pouvoir isoler la contribution évaporative dans cet environnement de haute multiplicité, il est nécessaire que les échelles en temps soient très différentes. Il est raisonnable de penser que l'évaporation des particules légères

---

1. L'angle de flot caractérise la direction privilégiée d'émission de matière.

est beaucoup plus lente que l'émission directe de particules. Les énergies d'excitation alors attendues sont modérées, et l'évaporation représente dans ce cas seulement un signal très faible. Pour l'extraire nous disposons d'un outil puissant : les fonctions de corrélation.

Cet outil permet de mettre en évidence les interactions entre les particules, et doit son origine aux expériences d'interférométrie en optique. La première utilisation des fonctions de corrélation en physique nucléaire a permis de mettre en évidence les sources de pions dans les collisions  $p\bar{p}$  [GOL60].

La fonction de corrélation est définie de manière générale par :

$$1 + R(x) = \frac{N_c(x)}{N_{nc}(x)} \quad (6.1)$$

où :

- $1 + R(x)$  est la fonction de corrélation. La variable  $x$  peut prendre différentes formes, tout en restant une *grandeur relative entre deux particules*. En physique nucléaire, les fonctions de corrélations sont généralement utilisées pour extraire des informations spatio-temporelles. On utilise alors les impulsions relatives, les angles relatifs, les vitesses relatives...
- $N_c(x)$  est la distribution de la variable  $x$  pour les vrais événements, c'est-à-dire où les coïncidences sont présentes.
- $N_{nc}(x)$  est la distribution de la variable  $x$  en l'absence de corrélation, quand les deux particules n'appartiennent pas au même événement.

Pour cette étude nous avons utilisé les **vitesses relatives entre les particules légères et les fragments** ( $V_{rel}$ ). Nous avons déterminé les corrélations pour chaque fragment (une charge donnée) couplé avec les différentes particules. Nous avons utilisé les particules légères suivantes : proton, deuton, triton,  $^3\text{He}$  et alpha.

La difficulté majeure des fonctions de corrélation réside dans la détermination de la distribution non corrélée  $N_{nc}(x)$ . La méthode utilisée dans [MAR98] est basée sur les lithium pour la construire. Elle consiste à garder le module de la vitesse du fragment lourd à décorréler et de lui attribuer artificiellement la direction d'un lithium détecté dans un autre événement. L'hypothèse sous-jacente est que les lithiums ne peuvent pas être des résidus évaporés. Cette supposition n'est pas vérifiée, elle présente en réalité un biais : il existe une résonance du  $^7\text{Be}$  à 7.21 MeV d'énergie d'excitation qui décroît vers  $^6\text{Li} + p$  [MAR56, SPI67, NAY92]. Les décorrélations seront donc surestimées, le signal sera plus faible. Pour pallier à ce problème nous avons utilisé un mélange d'événements comme décrit dans [DRI84]. Pour chaque événement détecté nous constituons son équivalent en prenant au hasard les particules légères dans des événements différents. Nous construisons ainsi la vitesse relative décorrélée entre chaque fragment et les différentes particules légères. Cette procédure est réalisée 20 fois afin de s'assurer une statistique nettement meilleure que celle des vitesses corrélées.

Nous avons maintenant à notre disposition tous les outils nécessaires pour construire la fonction de corrélation.

Sur la figure 6.1 nous avons représenté pour le couple phosphore-alpha à 32 MeV/n d'énergie incidente les quatre spectres suivants : la distribution en vitesse relative des vrais événements  $N_c$ , la distribution des événements décorrélés  $N_{nc}$ , la fonction de corrélation  $1 + R(V_{rel})$ , et la fonction différence  $N_c - N_{nc}$ . Sur la fonction de corrélation, on observe

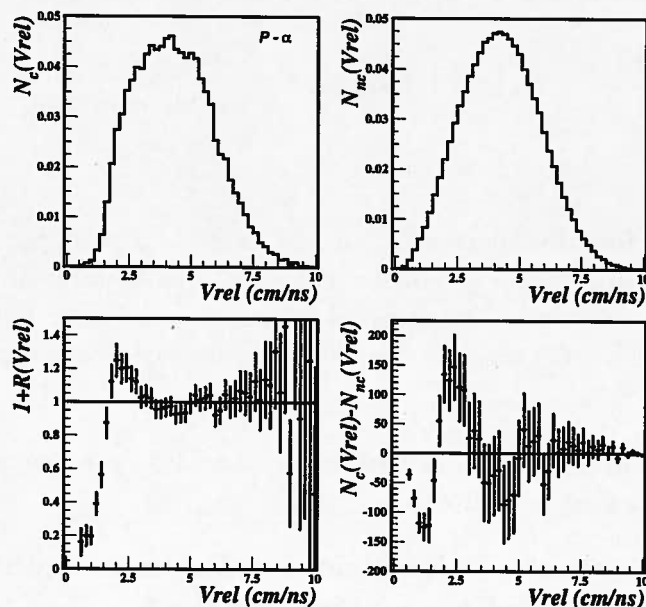


FIG. 6.1 –  $Xe+Sn$ , collisions centrales : Corrélations expérimentales pour le couple  $P - \alpha$  à 32 MeV/n. De gauche à droite et de haut en bas sont représentées : la distribution en vitesse relative des événements corrélés et décorrélés, la fonction de corrélation résultante, et la fonction différence.

tout d'abord que la zone des basses énergies relatives n'est pas peuplée, ce qui s'explique simplement par la répulsion coulombienne. Cette caractéristique du spectre a été utilisée pour déterminer les temps d'émission des particules [TRO87]. En effet le champ coulombien subi par une particule dépend du temps auquel elle est émise; le trou coulombien sera lui aussi fonction de ce temps. Ensuite pour les vitesses relatives autour de 2.5 cm/ns on voit apparaître une bosse qui correspond au signal que nous voulons extraire. Ce signal est aussi présent sur la fonction différence, qui nous servira par la suite.

Pour construire la distribution des corrélations  $N_c$  nous avons, pour chaque événement, calculé la vitesse relative entre chaque phosphore et toutes les particules alpha de l'événement (par exemple pour la figure 6.1). Cette distribution est la superposition de différentes contributions, que nous retrouvons dans la fonction de corrélation. Pour extraire les particules légères évaporées à partir d'un fragment primaire excité, nous devons simuler au mieux l'environnement complexe dans lequel il se trouve.

### 6.2.2 Détermination du fond

Rappelons les contributions présentes dans la distribution corrélée. Des particules sont émises tout au long de la réaction. Une partie de ces particules est produite tout au début de la réaction, une deuxième contribution est émise pendant la production de fragments, et une troisième provient de l'évaporation secondaire à partir des fragments. La résultante de la désexcitation d'un fragment est : le résidu (fragment) et les particules évaporées. A travers les fonctions de corrélation nous voulons associer ce résidu aux particules légères qui ont été évaporées. Quand on s'intéresse à un fragment en particulier, disons une charge  $Z$  fixée, trois contributions de particules se dessinent :

1. Les particules évaporées corrélées au fragment, c'est-à-dire qui proviennent de la désexcitation du même fragment initial.
2. Les particules évaporées mais qui ne viennent pas du même fragment père.
3. Les particules émises hors de la désexcitation des fragments. Nous parlerons par la suite de particules primaires.

La contribution que nous voulons extraire est la première. Les deux autres, les plus importantes, constituent donc un bruit que nous devons soustraire.

Pour déterminer leur contribution nous avons utilisé une version modifiée du modèle phénoménologique SIMON [DUR92]. Dans cette simulation aucun aspect dynamique de la collision n'a été considéré. Nous nous sommes plus basés sur le caractère temporel de l'émission de particules légères :

1. Une contribution primaire à partir d'un composite très chaud pour simuler l'émission au début de la réaction.
2. Une contribution évaporative secondaire qui se produit à une échelle de temps d'une centaine de fm/c plus tard.

Les paramètres d'entrée ont été adaptés de telle manière à reproduire raisonnablement les caractéristiques cinématiques mesurées des fragments et des particules légères. Le calcul des trajectoires de tous les produits de la réaction est réalisé en tenant compte des interactions coulombiennes à chaque étape. Les modifications apportées au générateur SIMON consistent à bien séparer les deux phases d'émission de particules. Nous avons également accès à l'origine des particules.

La figure 6.2 est le résultat que nous obtenons pour le couple magnésium-proton à 32 MeV/n d'énergie incidente. La distribution en vitesse relative vraie est représentée dans la case (a). La contribution totale, en trait plein, est la superposition des trois contributions décrites précédemment : celle des particules primaires en trait pointillé, celle des particules évaporées non corrélées au magnésium en trait discontinu; la zone hachurée correspond aux protons corrélés au magnésium (même noyau père). Le fond représenté sur la fonction de corrélation (c) est simplement le rapport entre la somme des deux contributions corrélées

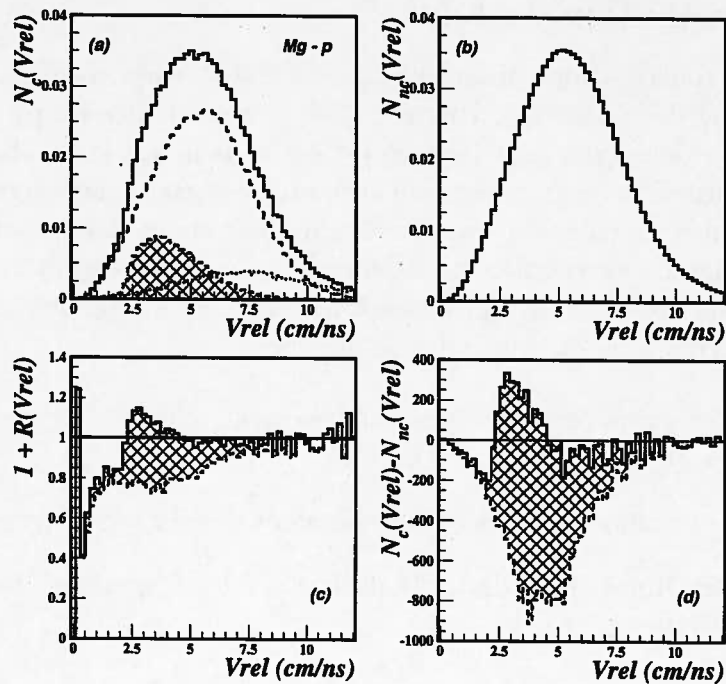


FIG. 6.2 -  $Xe+Sn$ , collisions centrales : Corrélations simulées pour le couple  $Mg - p$  à  $32 \text{ MeV/n}$ . (a) Distribution en vitesse relative des vrais événements pour la contribution totale (en trait plein) et les différentes contributions (voir le texte). (b) Distribution en vitesse relative pour les événements décorrélés. (c) Fonction de corrélation totale (en trait plein) et fond associé (en trait discontinu); la zone hachurée est la zone d'intérêt. (d) Fonction différence.

polluantes et la fonction non corrélée (b). La différence entre la fonction de corrélation totale et ce fond est la contribution des particules corrélées au fragment (même père), en hachuré sur la figure. Pour la fonction différence le protocole est identique.

Cette simulation nous permet de connaître la forme du fond de la fonction de corrélation. Pour paramétrer ce fond nous avons ensuite utilisé la fonctionnelle suivante :

$$\text{Fond}(V_{rel}) = A - \frac{1}{BV_{rel} + C} \quad (6.2)$$

où A, B et C sont trois paramètres spécifiques à chaque couple (fragment, particule) étudié. Dans la suite de l'analyse nous avons supposé que le fond expérimental a la même allure que le fond simulé. Par conséquent, nous avons essayé de définir les trois paramètres à partir des fonctions de corrélation et différence expérimentales. Ces paramètres peuvent être déterminés en résolvant l'équation (6.2) pour trois points différents où l'évaporation secondaire est négligeable. Dans la simulation nous avons constaté que l'évaporation secondaire disparaît au premier minimum de la fonction différence,  $X_1$ ; et disparaît de nouveau au second minimum,  $X_2$ . Le troisième point a un sens plus technique et correspond au point à partir duquel la fonction de corrélation n'est pas nulle,  $X_3$ .



Nous avons vérifié que cette paramétrisation donnait une représentation correcte du fond simulé. Il faut maintenant appliquer cette méthode aux données expérimentales.

### 6.2.3 Extraction expérimentale

Pour chacune des énergies incidentes nous avons déterminé les trois paramètres de la fonctionnelle (6.2). Pour construire les fonctions de corrélation une bonne statistique est nécessaire. Nous avons donc été limités à une certaine gamme en charge de fragments. Les valeurs maximales que nous avons utilisées sont données dans le tableau 6.1 en fonction de l'énergie incidente. Pour chacune des charges entre 3 et cette valeur maximale, ainsi que

Energie incidente (MeV/n)	32	39	45	50
Charge maximale	30	27	22	20

TAB. 6.1 - *Xe+Sn, collisions centrales: Valeur maximale des charges utilisées pour les corrélations fragment-particule, pour les différentes énergies incidentes étudiées. La charge est exprimée en numéro atomique.*

chacune des particules utilisées, nous avons déterminé les points  $X_i$  définis ci-dessus. En pratique seul le premier minimum de la fonction différence est très facilement extrait (point  $X_1$ ). Les deux autres,  $X_2$  et  $X_3$ , peuvent induire des erreurs sur la détermination du fond. Nous avons donc choisi de considérer un intervalle pour chacun de ces points, que nous découpons ensuite afin de pouvoir déterminer les paramètres A, B et C. Nous avons ainsi obtenu 50 valeurs pour chacun des couples (fragment, particule), qui nous permettront de calculer les erreurs dues à la méthode comme nous le verrons par la suite. Nous avons représenté sur la figure 6.3 un exemple d'application de cette méthode.

Il faut ensuite extraire la composante qui nous intéresse: les particules évaporées. La contribution de ces particules est simplement la différence entre la fonction différence totale et le fond. Ce dernier est directement déduit de celui de la fonction de corrélation. Nous obtenons alors le spectre des particules évaporées (par le même père) dans le référentiel du fragment comme représenté sur la case du bas de la figure 6.3.

Le spectre (c) est le spectre en vitesse relative des particules alpha corrélées au phosphore. Autrement dit, un fragment chaud s'est désexcité vers un phosphore par émission alpha, et éventuellement d'autres particules. L'intégrale de ce spectre nous donne donc, sur tout le lot d'événements, le nombre de particules alpha évaporées par un fragment qui s'est désexcité vers un phosphore. Connaissant le nombre de noyaux de phosphore dans notre lot, nous déterminons le nombre moyen de particules alpha corrélées aux noyaux de phosphore. L'autre variable accessible est la vitesse relative entre les particules et les fragments, en d'autres termes c'est la vitesse des particules alpha dans le référentiel des noyaux de phosphore. En prenant la valeur moyenne de ce spectre (c), on déduit la vitesse, donc l'énergie cinétique, moyenne des particules alpha dans le référentiel des noyaux de phosphore.

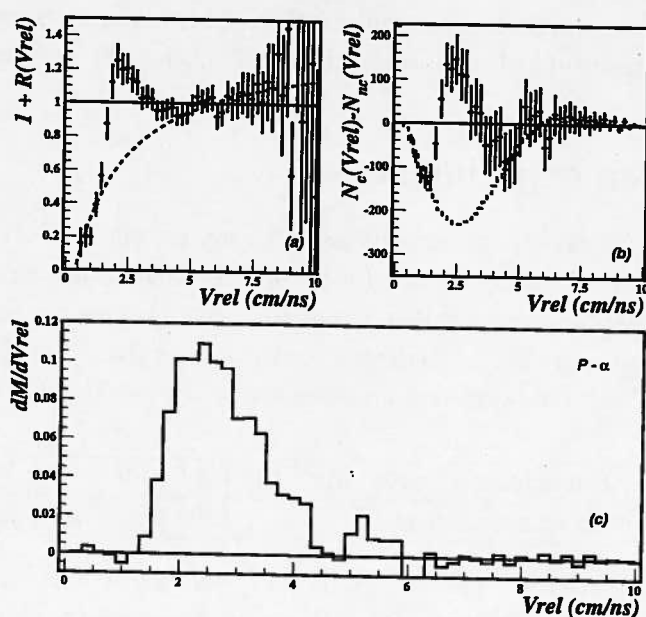


FIG. 6.3 -  $Xe+Sn$ , collisions centrales: Corrélation expérimentale  $P - \alpha$  à 32 MeV/n. Sont représentés: la fonction de corrélation (a) et la fonction différence (b) avec les fonds associés (traits discontinus); le spectre déduit des particules alpha corrélées au phosphore (c), dans le référentiel du phosphore.

#### 6.2.4 Particules évaporées: multiplicités et énergies

Les deux résultats expérimentaux directs de cette méthode sont donc :

- les multiplicités moyennes de particules évaporées,
- les énergies cinétiques moyennes de ces particules dans le référentiel des fragments.

#### Multiplicités

Nous connaissons pour un fragment donné (une charge) le nombre moyen de particules qui lui sont corrélées. Ces résultats sont présentés sur la figure 6.4. Pour chacune des énergies incidentes, les multiplicités moyennes de particules évaporées, ainsi que l'erreur associée, sont représentées en fonction de la charge du fragment détecté. Tout d'abord d'un point de vue qualitatif, on observe qu'indépendamment de la particule et de l'énergie incidente ces multiplicités augmentent de façon linéaire avec la charge des fragments. On s'attend donc à ce que l'énergie d'excitation augmente aussi avec la charge des fragments. Pour une particule donnée, les multiplicités ne semblent pas augmenter avec l'énergie incidente. On constate que les multiplicités de particules chargées évaporées ne dépassent pas 1.5 pour les protons et les particules alpha. Ceci indiquerait que les fragments primaires sont modérément excités. Nous reviendrons ultérieurement sur ce point.

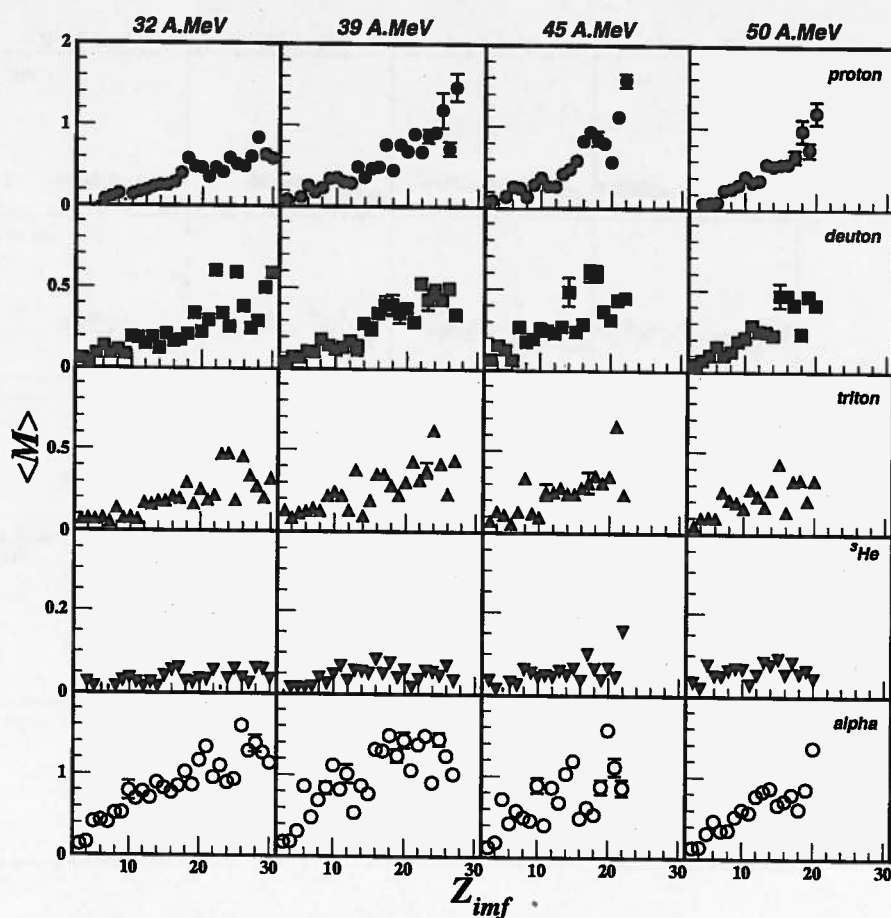


FIG. 6.4 -  $\text{Xe}+\text{Sn}$ , collisions centrales : Multiplicités moyennes de particules évaporées en fonction de la charge du fragment détecté associé pour : proton, deuteron, triton,  ${}^3\text{He}$  et alpha. Notons que l'échelle utilisée en ordonnée n'est pas constante, mais adaptée pour chaque particule.

### Energies

Les spectres des particules évaporées dans le centre de masse des fragments nous permettent de connaître l'énergie cinétique moyenne de ces particules, et ce dans le centre de masse des fragments. Les énergies obtenues sont représentées sur la figure 6.5. On observe que les énergies augmentent légèrement en fonction de la charge des fragments détectés, et ce pour les quatre énergies incidentes étudiées. On peut également remarquer que les valeurs trouvées pour les  ${}^3\text{He}$  sont grandes devant celles des autres particules. On voit peut-être ici une limitation de la méthode due à la faible statistique pour ces particules. Leurs faibles multiplicités minimisent l'incertitude sur les grandeurs déterminées par la suite.

Nous avons maintenant tous les ingrédients pour déterminer les propriétés des fragments primaires produits lors de la réaction.

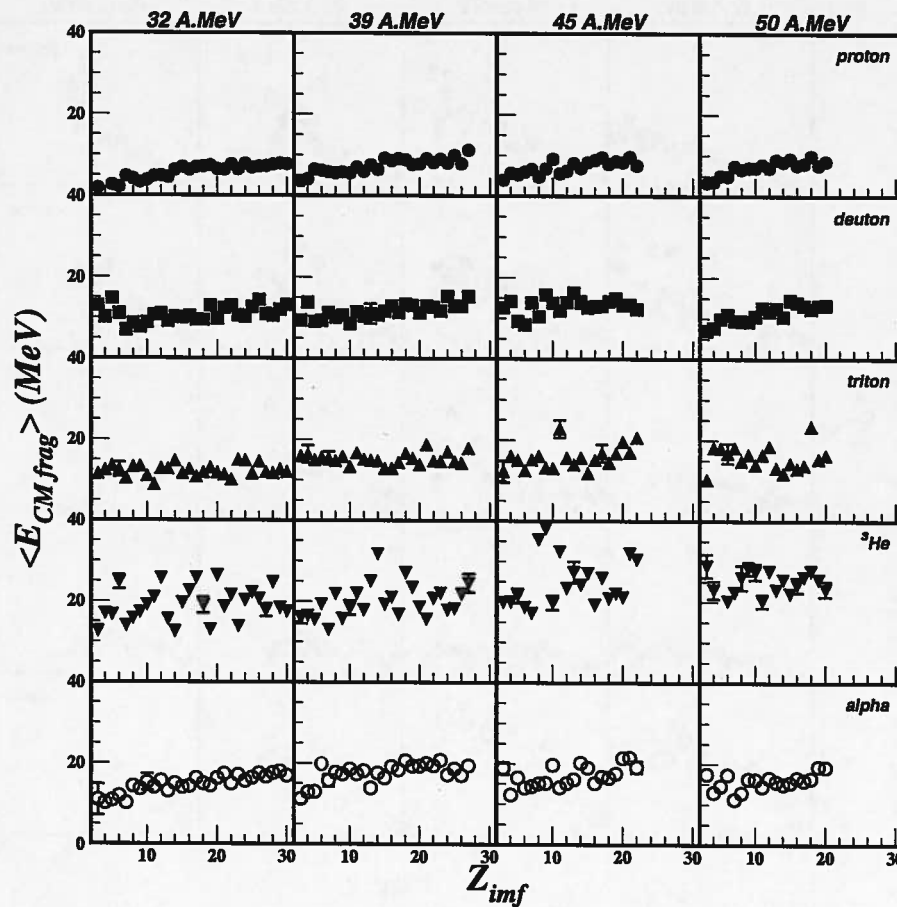


FIG. 6.5 –  $Xe+Sn$ , collisions centrales : Energies cinétiques moyennes des particules évaporées dans le référentiel des fragments en fonction de la charge du fragment détecté. La représentation est identique à celle de la figure 6.4.

### 6.3 Les fragments primaires

La reconstitution des fragments primaires se fait en deux étapes :

- tout d’abord on détermine leur taille (charge et masse),
- ensuite on calcule leur énergie d’excitation.

C’est ce que nous allons détailler dans cette section.

#### 6.3.1 Taille reconstituée

Pour chaque fragment détecté, nous avons déterminé expérimentalement les particules légères qui lui sont corrélées. Pour une charge de fragment détecté donnée, la charge

moyenne des fragments primaires est simplement la somme des deux contributions, celle du fragment et celle des particules :

$$\langle Z_{pr}(imf) \rangle = Z_{imf} + \sum_{lcp} Z_{lcp} \cdot \langle M_{lcp}(imf) \rangle \quad (6.3)$$

où les différents termes désignent :

- la charge moyenne du fragment primaire reconstitué :  $\langle Z_{pr}(imf) \rangle$ ,
- la charge du fragment détecté :  $Z_{imf}$ ,
- la charge des particules légères évaporées :  $Z_{lcp}$ ,
- la multiplicité moyenne de particules évaporées, corrélées au fragment de charge  $Z_{imf}$  :  $\langle M_{lcp}(imf) \rangle$ .

La détermination de la masse des fragments primaires est plus difficile pour deux raisons. La première est que INDRA ne mesure pas la masse des fragments détectés. La deuxième tient dans le fait que les neutrons ne sont pas mesurés. Si nous voulons avoir une idée sur l'énergie d'excitation des fragments il est nécessaire de connaître deux quantités : la masse des fragments primaires ou le nombre de neutrons évaporés par ces fragments, ainsi que la masse des fragments détectés. Nous avons fait une première hypothèse sur la masse de ces derniers fragments : nous avons supposé qu'ils sont stables. La deuxième hypothèse concerne la masse des fragments primaires. Nous avons considéré deux cas extrêmes :

1. les fragments sont produits stables, on utilise alors une formule de masse qui décrit la *vallée de stabilité*;
2. le rapport N/Z des fragments chauds est celui du système :  $N/Z=1.38$ , on parlera alors de "*N/Z conservation*".

Dans le deuxième cas les fragments seront plus gros car plus riches en neutrons. La figure 6.6 montre les charges et masses obtenues pour les différentes énergies incidentes. Pour une charge détectée fixe, les charges primaires déduites sont supérieures de quelques unités de charge lorsque l'énergie incidente augmente. En ce qui concerne les masses des fragments primaires, on observe que les deux hypothèses de masse donnent des résultats très proches. Mais ces faibles différences se manifesteront par une grande variation du nombre de neutrons évaporés et par conséquent de l'énergie d'excitation, comme nous le verrons par la suite.

Après avoir déterminé la taille des fragments primaires, nous pouvons maintenant calculer leur énergie d'excitation.

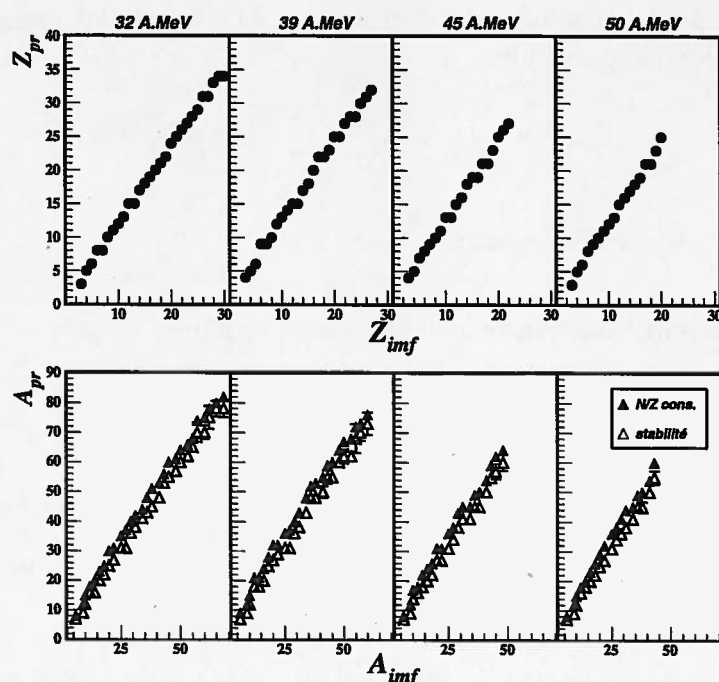


FIG. 6.6 -  $Xe+Sn$ , collisions centrales : Taille des fragments primaires : charge (masse) des fragments primaires en fonction de la charge (masse) des fragments détectés. Les deux hypothèses de masse sont présentées. Les erreurs dues à la méthode sont incluses.

### 6.3.2 Energie d'excitation

Pour déterminer l'énergie d'excitation des fragments primaires, nous avons utilisé la calorimétrie [CUS93]. L'idée de la méthode est de sommer les énergies cinétiques des particules émises par un noyau en prenant en compte les excès de masse. On définit l'énergie d'excitation par :

$$\langle E_{pr}^* \rangle = \sum_{lcp} \langle M_{lcp}(imf) \rangle \cdot \langle E_{lcp}(imf) \rangle + \langle M_n \rangle \cdot \langle E_n \rangle - \langle Q \rangle \quad (6.4)$$

où les différents termes sont :

- l'énergie d'excitation moyenne déduite, pour une charge de fragment primaire (détecté) :  $\langle E_{pr}^* \rangle$ ,
- les multiplicités moyennes de particules légères évaporées, pour le fragment détecté associé :  $\langle M_{lcp}(imf) \rangle$ ,
- les énergies cinétiques moyennes de ces particules, dans le référentiel du fragment :  $\langle E_{lcp}(imf) \rangle$ ,
- la multiplicité moyenne de neutrons évaporés :  $\langle M_n \rangle$ ,

- l'énergie cinétique moyenne de ces neutrons, dans le référentiel du fragment :  $\langle E_n \rangle$ ,
- le  $Q$  de la réaction (primaire  $\rightarrow$  détecté + particule(s) + neutron(s)).

Les fonctions de corrélation nous ont donné accès au premier terme, il reste à déterminer les deux autres. Le nombre de neutrons évaporés est simplement déduit de la conservation de la masse. Connaissant la masse du fragment primaire reconstituée, celle du secondaire et la contribution des particules légères on déduit la masse emmenée par les neutrons :

$$\langle M_n \rangle = \langle A_{pr} \rangle - \left( A_{imf} + \sum_{lcp} A_{lcp} \cdot \langle M_{lcp}(imf) \rangle \right)$$

Ces valeurs vont donc dépendre fortement de l'hypothèse sur la masse des fragments primaires comme le montre la figure 6.7. Selon l'hypothèse de masse la multiplicité des neu-

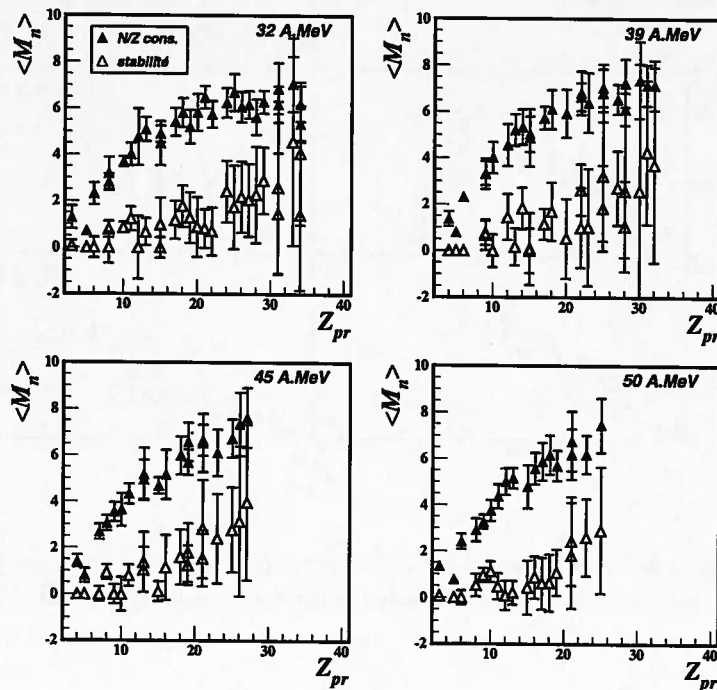


FIG. 6.7 - *Xe+Sn, collisions centrales : Multiplicités moyennes de neutrons évaporés déduites pour les différentes énergies incidentes. Pour chaque cas les triangles pleins correspondent à l'hypothèse de conservation du rapport N/Z, et les triangles vides à celle de vallée de stabilité.*

trons évaporés peut varier considérablement pour un fragment considéré. On notera ici que ces multiplicités de neutrons sont grandes devant celles de particules chargées, si on considère l'hypothèse de conservation du rapport N/Z.

Connaissant maintenant les masses des produits primaires et finaux, on peut calculer le  $Q$  de la réaction. Pour connaître l'énergie des neutrons, nous devons faire une nouvelle

hypothèse. On considère que les neutrons emportent la même énergie que les protons moins l'énergie de la barrière coulombienne calculée par la formule empirique :  $E_B = 0.106 * Z - 0.9$  [PAR91].

La figure 6.8 montre les énergies d'excitation déduites pour les différentes énergies incidentes et les deux hypothèses de masse. Tout d'abord pour une énergie et une hypothèse

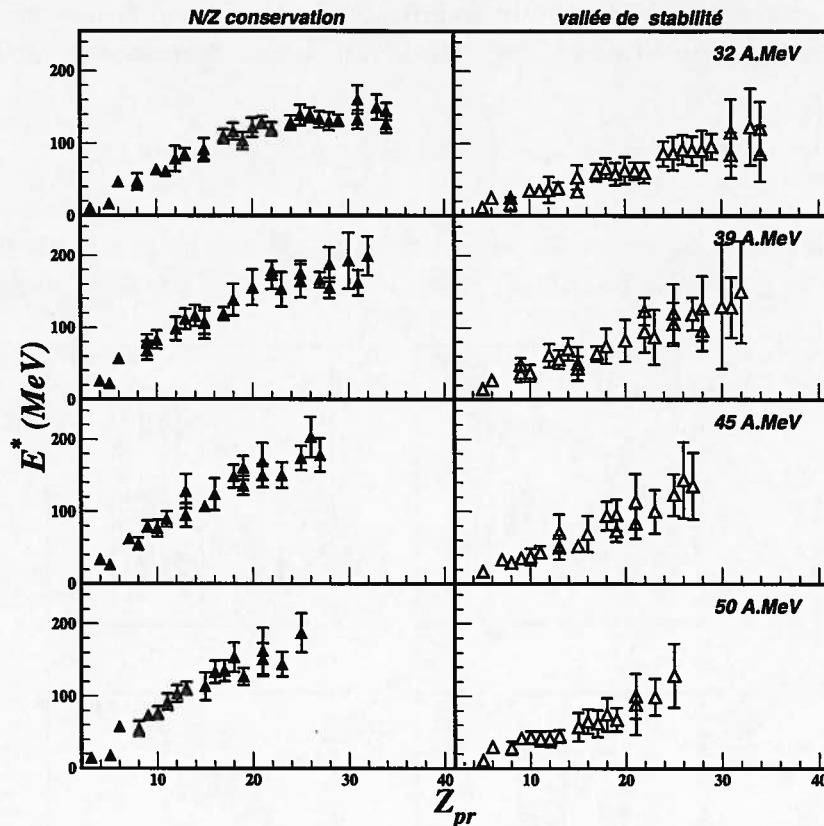


FIG. 6.8 -  $Xe+Sn$ , collisions centrales : Energie d'excitation des fragments primaires en fonction de leur charge. Les résultats sont montrés pour les deux hypothèses de masse : conservation du rapport  $N/Z$  (à gauche, triangles pleins) et vallée de stabilité (à droite, triangles vides).

de masse données, on observe une augmentation quasi-linéaire de l'énergie d'excitation avec la charge du fragment primaire. On note tout de même une saturation dans le cas de 32 MeV/n, qui est reliée à la saturation observée pour les neutrons (figure 6.7). Enfin pour une énergie incidente, on constate que même si les deux hypothèses de masse donnent des tailles très proches (voir figure 6.6), les énergies d'excitation sont très différentes. Ces variations reflètent les grands écarts observés sur les multiplicités de neutrons.

Pour pouvoir comparer les énergies d'excitation pour différentes tailles de fragments, il est plus aisé d'exprimer cette énergie en MeV/n. On ramène alors tous les fragments à la même échelle. La variation linéaire de l'énergie d'excitation avec la charge que nous observons correspond à une énergie d'excitation constante en MeV/n comme le montre la



figure 6.9. Quelles que soient l'énergie incidente et l'hypothèse de masse prise, les énergies

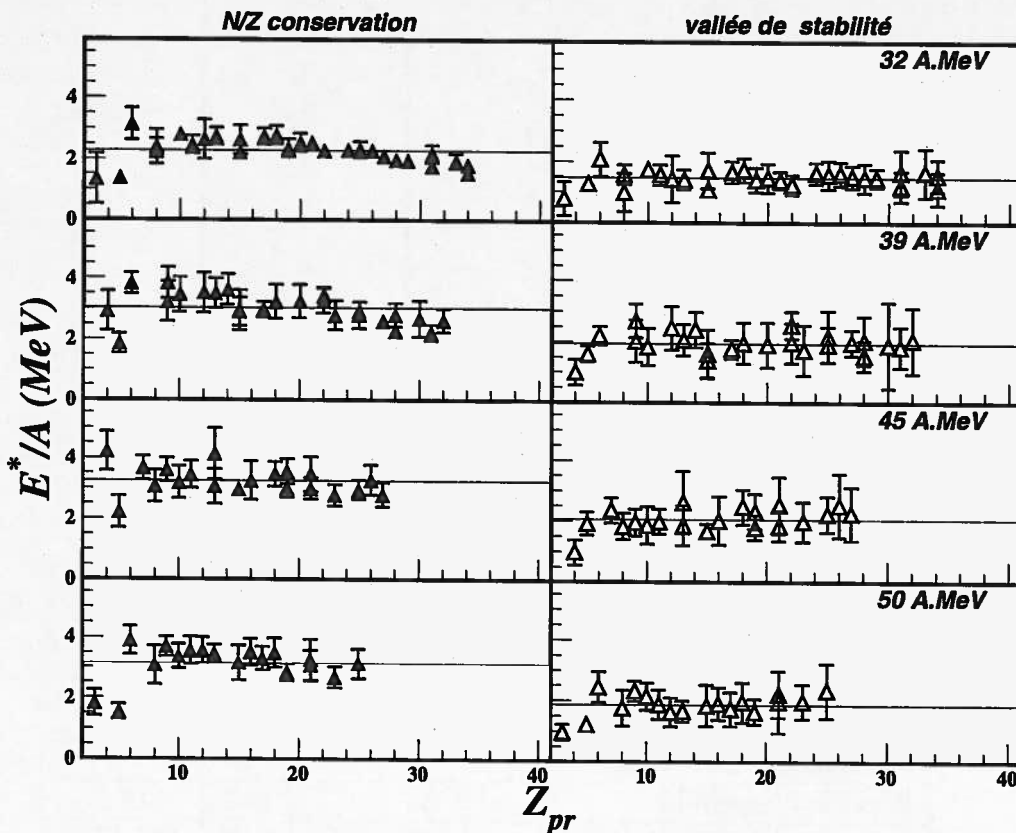


FIG. 6.9 -  $Xe+Sn$ , collisions centrales : Energie d'excitation exprimée en MeV/nucléon en fonction de la charge du fragment primaire pour les deux hypothèses de masse. Le trait plein correspond à la valeur moyenne sur toute la gamme en charge.

d'excitation par nucléon sont quasi-constantes. Autrement dit, si on peut parler en terme de température, tous les fragments ont la même température. Cette observation suggère que lors de la formation des fragments l'équilibre thermodynamique est atteint. Une autre interprétation pourrait être que les fragments ont atteint une énergie d'excitation limite, au-delà de laquelle il ne peuvent pas exister.

Pour étudier l'évolution de ces énergies d'excitation sur la gamme en énergie incidente, nous avons représenté sur la figure 6.10 les énergies d'excitation moyennes (traits pleins de la figure 6.9) par nucléon en fonction de l'énergie incidente. On observe tout d'abord que ces énergies moyennes augmentent entre 32 et 39 MeV/n d'énergie incidente, puis qu'elles saturent ensuite. Ce résultat va dans le sens d'une saturation des énergies d'excitation qu'on peut déposer dans les fragments lors d'une collision. On constate également que dans tous les cas, on ne dépasse pas 3.2 MeV/n d'énergie d'excitation. Pour une hypothèse de masse donnée, les énergies d'excitation augmentent d'environ 1 MeV/n quand on passe de 32 à 50 MeV/n d'énergie incidente. Nous avons comparé ces valeurs à l'énergie disponible dans le tableau 6.2. Une augmentation de l'énergie disponible de plus de 4 MeV/n correspond à

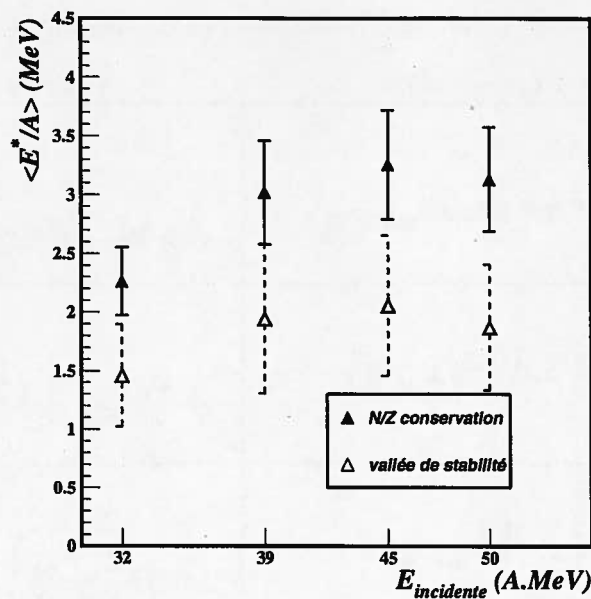


FIG. 6.10 – Xe+Sn, collisions centrales : Energies d'excitation moyennes en fonction de l'énergie incidente pour les deux hypothèses de masse. Les erreurs correspondent à l'erreur moyenne sur la détermination de l'énergie d'excitation.

Energie incidente	32	39	45	50
Energie disponible	8.	9.7	11.2	12.5
Energie d'excitation, N/Z cons.	2.26	3.02	3.26	3.13 (3.0)
Energie d'excitation, stabilité	1.46	1.94	2.05	1.87 (1.6)

TAB. 6.2 – Xe+Sn, collisions centrales : Comparaison des différentes grandeurs en énergie : énergie incidente, énergie disponible (dans le centre de masse) et énergie d'excitation des fragments. Toutes ces grandeurs sont exprimées en MeV/n. Dans le cas de 50 MeV/n, les valeurs indiquées entre parenthèses sont celles de [MAR98].

une élévation de l'énergie d'excitation des fragments de l'ordre de 1 MeV/n. L'échauffement des noyaux n'est donc pas la seule voie pour distribuer l'énergie supplémentaire apportée quand on augmente l'énergie incidente.

Une incertitude plane encore quant à savoir quelle hypothèse de masse est la plus raisonnable. Marie et al. [MAR98] trouvent que pour le cas à 50 MeV/n d'énergie incidente l'hypothèse de conservation du rapport N/Z est la plus raisonnable. Le protocole consiste à considérer les fragments primaires déduits ( $Z_{pr}$ ,  $A_{pr}$  et  $E^*$ ), de les désexciter par un code statistique (en l'occurrence GEMINI [CHA88]) et de comparer les multiplicités de particules évaporées obtenues aux valeurs expérimentales. Les caractéristiques que nous avons déterminées étant proches de celles déduites dans [MAR98], il semble correct de supposer que les fragments primaires ont gardé le rapport N/Z du système initial. De plus, comme nous le verrons par la suite, des calculs avec un modèle statistique (SMM) reproduisent bien les

produits primaires en considérant une source d'émission avec le rapport  $N/Z$  du système initial, et ce de 32 à 50 MeV/n d'énergie incidente. Ces deux calculs convergent vers le même résultat qui est que les fragments primaires ont la même proportion de neutrons et de protons que le système initial.

## 6.4 Caractéristiques des particules légères par événement

Nous allons maintenant voir l'apport de notre étude en ce qui concerne les caractéristiques des événements, plus particulièrement à travers les particules légères.

Nous avons déterminé les multiplicités moyennes de particules évaporées, et ce pour une charge de fragment donnée. Lors des différentes analyses, ce ne sont pas des fragments individuels que nous traitons, mais plutôt des événements. La multiplicité de particules évaporées par événement est alors une variable plus pertinente. Nous avons fait figurer dans le tableau A.1 de l'annexe A ces différentes valeurs.

La figure 6.11 montre la proportion de particules évaporées en fonction de l'énergie incidente. On constate d'abord que la proportion des héliums évaporés par les fragments

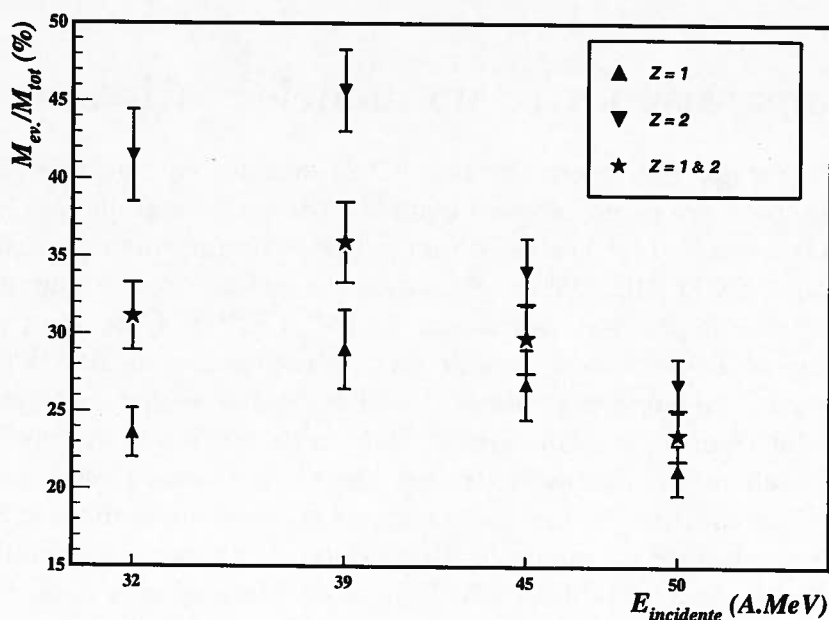


FIG. 6.11 -  $Xe+Sn$ , collisions centrales : Proportion de particules évaporées en fonction de l'énergie incidente :  $Z = 1$  (triangle droit),  $Z = 2$  (triangle inversé),  $Z = 1 \& 2$  (étoile).

est plus élevée que pour les hydrogènes surtout à plus faible énergie incidente. On remarque aussi que parmi toutes les particules légères chargées produites au cours de la collision, au maximum en moyenne 35% des particules sont évaporées. Pour les énergies incidentes entre 32 et 39 MeV/n, la proportion de particules évaporées augmente, reflétant l'augmentation

de l'énergie d'excitation des fragments observée sur la figure 6.10. Au delà de 39 MeV/n, la proportion de particules évaporées par les fragments diminue pour atteindre 23% à 50 MeV/n tandis que l'énergie d'excitation des fragments primaires reste constante. On peut avoir deux approches pour comprendre cette évolution avec l'énergie incidente. Tout d'abord on peut supposer qu'on part d'une source équilibrée chaude. Au fur et à mesure que l'énergie de bombardement augmente les fragments sont de plus en plus petits, et semblent garder la même énergie d'excitation. La phase gazeuse du système devient de plus en plus importante, l'évaporation qui reste constante devient alors de plus en plus faible devant le nombre de particules du "gaz". On peut ensuite avoir une approche plus axée sur la dynamique de la collision. Si on suppose que la collision est gouvernée par les collisions nucléon-nucléon, lorsqu'on tape plus fort les particules directes vont être plus importantes; et la proportion évaporative va donc diminuer. La première approche, statistique, fait l'objet de la section suivante. La deuxième quant à elle sera abordée au chapitre 7.

Nous insistons sur le fait que les résultats obtenus par cette méthode de corrélation représentent le caractère moyen. Elle nous permet de déterminer par exemple les multiplécités moyennes de particules évaporées, mais ne permet d'attribuer à chacune des particules une origine (évaporation ou non). Enfin, nous n'avons pas considéré dans cette étude les particules légères émises par des noyaux instables comme le  $^5\text{Li}$  (excité ou non), le  $^8\text{Be}$ , etc...

## 6.5 Comparaison avec un modèle statistique

Nous avons vu précédemment (section 6.3.2), que les énergies d'excitation que nous avons extraites peuvent suggérer que l'équilibre thermodynamique est atteint lors de la formation des fragments. L'utilisation d'un modèle statistique devient légitime dans ce cas. Nous avons utilisé SMM [BON95] en choisissant des paramètres de source proches de ceux qui ont été optimisés dans différents travaux [SAL97, LEN99]. Cependant pour simplifier et ne pas avoir une dépendance avec la taille du système nous avons fixé la taille de la source simulée pour toutes les énergies étudiées :  $Z=83$  et  $A=198$ , ce qui correspond à un rapport  $N/Z$  de 1.39, soit celui du système initial. Dans cette section nous comparerons donc les résultats de ces calculs aux données extraites avec l'hypothèse de masse de conservation du rapport  $N/Z$ . Pour chacune des énergies incidentes nous avons utilisé l'énergie d'excitation qui permet de reproduire au mieux la distribution de charge des produits détectés. Ces valeurs sont notées dans le tableau 6.3. Nous nous intéresserons dans cette section tout

Energie incidente	32	39	45	50
Energie d'excitation thermique	5.	6.	6.5	7.

TAB. 6.3 –  $Xe+Sn$ , collisions centrales : Energies d'excitation utilisées pour le calcul SMM. Ces grandeurs sont exprimées en MeV/n.

d'abord aux fragments primaires. Nous verrons ensuite ce que peut nous apprendre ce calcul sur les différentes contributions de particules légères.

### 6.5.1 Propriétés des fragments primaires

Le fil conducteur de notre comparaison avec les calculs SMM a été la méthode expérimentale. Tout naturellement nous avons comparé les résultats des différentes étapes aux calculs.

Nous avons donc dans un premier temps comparé les multiplicités moyennes de particules légères évaporées. Les valeurs données par le calcul reflètent celles que nous avons déterminées expérimentalement. Cependant des disparités apparaissent dans les multiplicités de particules évaporées. Nous reviendrons sur ce point par la suite. Nous avons vérifié que les distributions en charge des fragments primaires (chauds) et secondaires (froids) sont bien reproduites.

Les multiplicités de particules évaporées sont en fait une répercussion directe des énergies d'excitation des fragments primaires. Le bon accord obtenu reflète celui que l'on observe pour les énergies d'excitation présentées sur la figure 6.12. Rappelons que les données expé-

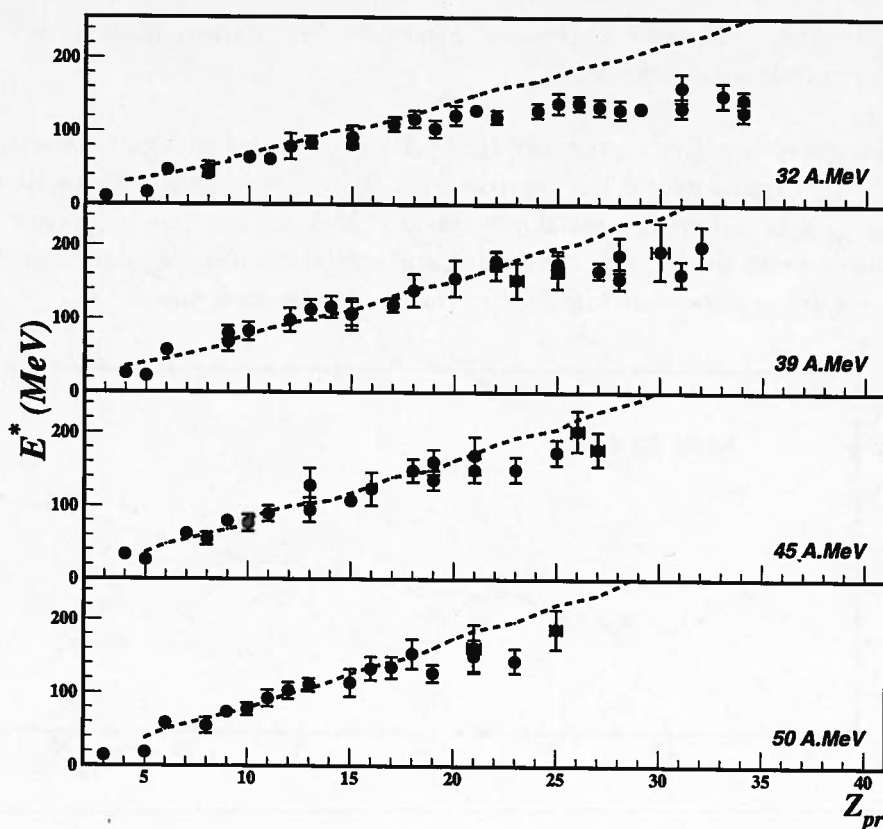


FIG. 6.12 - Xe+Sn, collisions centrales: Energies d'excitation des fragments primaires expérimentales (ronds pleins) et calculées (trait discontinu), pour les différentes énergies incidentes étudiées.

rimementales montrées ici correspondent à l'hypothèse de masse de conservation du rapport  $N/Z$ . Quelle que soit l'énergie incidente, les énergies d'excitation sont bien reproduites par

les calculs SMM. Les simulations nous permettent de lever l'interrogation sur la saturation qui apparaît pour les gros fragments à 32 MeV/n d'énergie incidente. En effet le calcul ne prédit pas de saturation, mais toujours une augmentation de l'énergie d'excitation avec la charge du fragment primaire. Ceci peut nous laisser penser que la saturation observée sur les données expérimentales est bien due à la méthode et non à un effet physique. Au vu des résultats de la figure 6.12, on pouvait s'attendre à ce que les énergies d'excitation moyenne soient bien reproduites.

On constate sur les valeurs reportées dans le tableau que selon la gamme de charge considérée dans les calculs, les valeurs moyennes simulées sont différentes. Ainsi lorsque

Energie incidente (MeV/n)	32	39	45	50
$\langle E^*/A \rangle_{exp.}$ (MeV)	2.26	3.02	3.26	3.13
$\langle E^*/A \rangle_{SMM,all}$ (MeV)	3.17	3.48	3.62	3.78
$\langle E^*/A \rangle_{SMM,int.}$ (MeV)	2.97	3.26	3.39	3.55

TAB. 6.4 – Xe+Sn, collisions centrales: Energies d'excitation moyennes, exprimées en MeV/n, expérimentales et simulées.

toutes les charges sont prises en compte ( $\langle E^*/A \rangle_{SMM,all}$ ), les énergies d'excitation moyenne sont plus grandes que lorsque l'on se restreint à la même gamme que dans les données ( $\langle E^*/A \rangle_{SMM,int.}$ ), la différence est d'environ 0.2 MeV/n. En fait cet écart pour les deux valeurs calculées vient du fait que les énergies d'excitation des fragments sont d'autant plus grandes que les fragments sont lourds, comme le montre la figure 6.13.

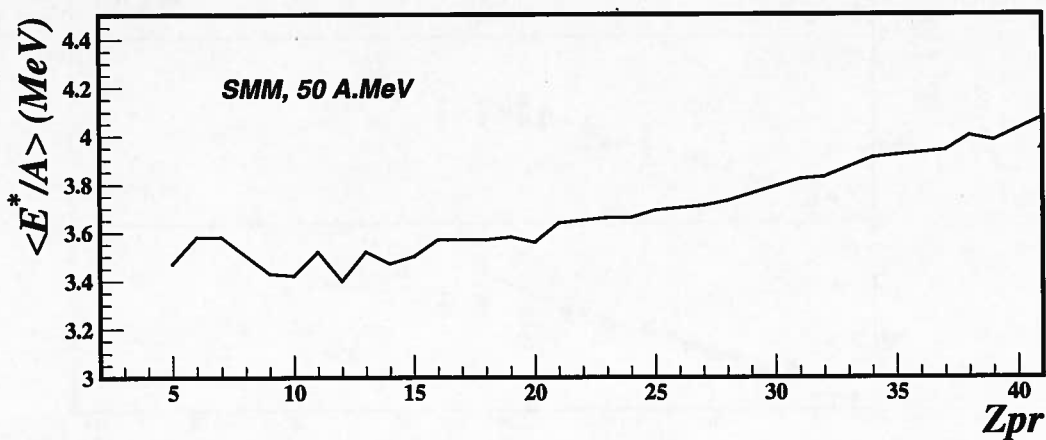


FIG. 6.13 – Xe+Sn, à 50 MeV/n, collisions centrales: Evolution de l'énergie d'excitation par nucléon en fonction de la charge des fragments donnée par SMM.

Les calculs que nous avons menés nous ont permis d'avoir une bonne image des données expérimentales, du moins en ce qui concerne les énergies d'excitation. Ce bon accord relatif semble signifier que l'équilibre thermodynamique serait atteint lors de la formation des fragments.

Parallèlement à l'étude expérimentale, nous avons comparé les résultats qui concernent les particules légères.

### 6.5.2 Les particules légères

Lors de la section précédente (6.4) nous avons évalué la quantité moyenne de particules évaporées, et nous l'avons comparée à la multiplicité totale de particules détectées.

Les calculs SMM ne nous donnent pas accès à toute l'information sur les particules légères. En effet, la situation de départ est celle du freeze-out : à partir d'une taille donnée le système se décompose en particules et fragments (section 2.1.2). L'émission de particules dans les premiers temps de la réaction n'est pas prise en compte. On peut d'ailleurs le voir directement en remarquant que la taille du système utilisée est  $Z=83$  et  $A=198$ , ce qui fait une différence de charge et de masse de 21 et 50 par rapport au système initial. En aucun cas on ne pourra reproduire les propriétés des particules légères de tout l'événement. Par contre nous avons accès aux particules légères évaporées. Nous avons comparé sur la figure 6.14, la charge que représente l'évaporation pour les données expérimentales d'une part et les calculs d'autre part<sup>2</sup>. Les valeurs que nous avons extraites du calcul sont du même

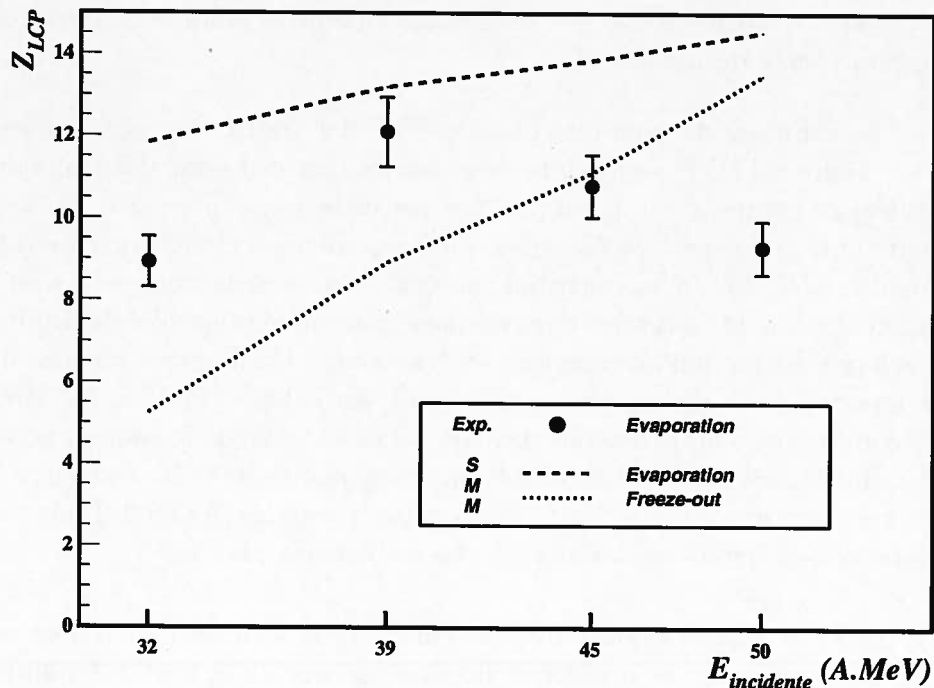


FIG. 6.14 - Xe+Sn, collisions centrales : Contributions de l'évaporation et du freeze-out dans l'émission de particules légères en fonction de l'énergie incidente. Sont représentées : les contributions évaporatives expérimentale (rond plein) et simulée (trait discontinu), ainsi que la contribution du freeze-out calculée (trait pointillé).

2.  $Z_{LCP}$  est la somme des charges des particules légères ( $Z = 1 \& 2$ ).

ordre de grandeur que celles déduites expérimentalement. L'allure n'est pas reproduite par le calcul SMM, qui montre une légère croissance de la partie évaporative.

A 32 MeV/n, la différence entre les calculs et les données expérimentales peut être expliquée par la saturation de la méthode pour les grandes charges, et par le fait que la gamme en charge est limitée. On ne tient pas compte de l'évaporation des très gros fragments, les plus excités dans le calcul, qui sont présents à cette énergie. Pour le vérifier, nous avons utilisé les fonctions de corrélation avec non plus les vitesses relatives mais les vitesses réduites. Cette variable permet en fait de superposer toutes les charges dans une seule et même fonction de corrélation, mais ne nous permet pas de déterminer les énergies d'excitation. Tous les fragments sont alors pris en compte, et l'on retrouve bien les valeurs données par le calcul.

Pour le cas à 50 MeV/n, nous sommes toujours limités en charge. D'un côté cet effet est d'autant plus grand que les énergies d'excitation sont grandes ( plus de 3 MeV/n), d'un autre côté le poids des fragments lourds est faible. En utilisant les vitesses réduites, la charge évaporée ne change que très peu. Pour expliquer cette différence, on peut avancer deux arguments :

1. Les énergies d'excitation sont grandes. La multiplicité de particules évaporées va donc être élevée. Or notre méthode a ses limites lorsque le nombre de particules évaporées est grand (perte de mémoire).
2. Il faut se rappeler de plus que plus de 75% des particules sont émises hors évaporation (figure 6.11), le signal que nous voulons extraire est alors encore un peu plus brouillé par l'émission dynamique. On constate par ailleurs sur la figure 6.14, que la contribution des particules émises au freeze-out augmente fortement avec l'énergie incidente : à 50 MeV/n les contributions évaporative et de freeze-out sont équivalentes. L'augmentation de l'émission dynamique a également pour effet de diminuer le nombre de nucléons disponible pour former les fragments. En d'autres termes, il faudrait utiliser une taille de source plus petite pour les calculs SMM à 50 MeV/n. Lors de cette comparaison nous n'avons pas fait varier la taille de la source, nous avons gardé  $Z=83$ . Des études faites au préalable ont montré qu'une taille de source  $Z=78$  permet d'avoir un bon accord avec les données expérimentales [SAL97]. Dans ce cas, on peut s'attendre à ce que la contribution évaporative soit plus faible.

Les calculs SMM ne nous permettent pas d'affirmer si l'un ou l'autre des ces arguments est meilleur. Pour résoudre ce problème, la connaissance de la partie dynamique est indispensable. Cela se fera dans le chapitre suivant.

## 6.6 Une application : origine particule par particule

Rappelons que les particules légères peuvent nous donner des informations sur toute l'histoire de la collision puisqu'elles sont émises tout au long du processus [POC87, BON94,



FRI90]. La connaissance expérimentale du mode d'émission des particules est non seulement importante pour contraindre les modèles, et donc avoir accès aux paramètres de l'équation d'état; mais aussi pour diminuer les incertitudes dans de nombreuses études. Par exemple l'étude de la transition de phase passe par le calcul des énergie d'excitation et de la température. Il a été montré que la désexcitation des produits primaires doit être prise en compte [KOL96, POC95, XI99, SOU00, GUL97]. Le seul moyen à notre disposition jusqu'ici est l'utilisation de modèles.

Nous allons développer ici une nouvelle méthode qui donne accès à l'origine de chacune des particules (évaporation ou non). Pour cela nous nous sommes basés sur la méthode précédente. Nous verrons tout d'abord quel est le principe de cette application. Après l'avoir validée, nous expliciterons quelles sont les propriétés non seulement des particules légères, mais aussi celles des fragments. A travers différentes variables, nous verrons que nous avons accès aux distributions et non plus uniquement aux valeurs moyennes. Enfin nous traiterons les propriétés globales des événements.

Pour cette étude nous nous sommes limités aux énergies incidentes extrêmes : 32 et 50 MeV/n.

### 6.6.1 La méthode

#### Principe

Les fonctions de corrélations nous ont permis d'extraire les propriétés moyennes des particules légères. Nous avons ainsi obtenu pour chaque fragment la multiplicité moyenne de particules évaporées associées ainsi que la distribution moyenne en vitesse relative. Mais pour le moment nous ne pouvons pas déterminer si telle ou telle particule est évaporée ou non.

A partir des fonctions de corrélation et des fonds associés que nous avons construits précédemment, nous avons déterminé la probabilité qu'une particule soit corrélée ou non à un fragment. Pour une particule donnée nous avons calculé sa vitesse relative avec chacun des fragments. Pour un couple fragment-particule nous avons ensuite tiré un nombre aléatoire,  $y$ , entre 0 et la valeur de la fonction de corrélation. Deux cas peuvent alors se présenter :

$$fond(V_{rel}) < y \leq 1 + R(V_{rel}) \implies \text{corr\u00e9lation} \quad (a)$$

$$0 < y \leq fond(V_{rel}) \implies \text{pas de corr\u00e9lation} \quad (b)$$

où  $fond(V_{rel})$  et  $1 + R(V_{rel})$  désignent respectivement la valeur du fond et de la fonction de corrélation au point  $V_{rel}$ . La figure 6.15 est une illustration de la méthode pour le couple phosphore-alpha à 32 MeV/n d'énergie incidente. Nous avons vu précédemment que la statistique nous limite sur une certaine gamme de charge (voir tableau 6.1). Le fait d'utiliser les fonds précédents nous restreint également ici. Nous avons vu auparavant que la contribution des fragments lourds, principalement pour le cas à 32 MeV/n, n'est pas négligeable. Pour pallier à cette limitation, nous avons utilisé pour les fragments au dessus

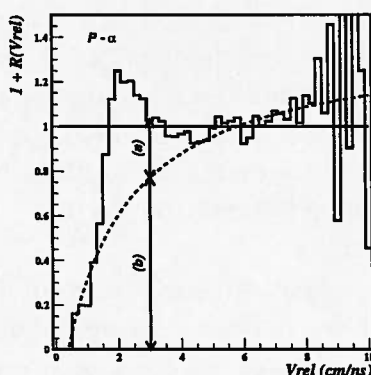


FIG. 6.15 -  $Xe+Sn$ , collisions centrales : Détermination de la probabilité de corrélation entre une particule et un fragment. Le trait plein représente la fonction de corrélation, le fond est illustré par le trait discontinu. Les deux cas possibles sont symbolisés par les deux flèches (a) et (b).

de la limite, la fonction ainsi que le fond des dernières charges utilisées. Nous avons vérifié que pour les grandes charges, la fonction de corrélation évolue peu.

Pour chacune des particules nous déterminons ainsi si elle est ou non corrélée à chacun des fragments de l'événement. Nous allons maintenant voir quels sont les tests effectués, ainsi que les premiers résultats de cette méthode.

## Tests

Avant d'aller plus loin, nous avons voulu vérifier la validité de cette méthode. Nous avons regardé si les multiplicités obtenues ici coïncident avec celles trouvées auparavant (méthode moyenne). Pour ces vérifications nous n'avons pas utilisé les fragments lourds. Nous nous sommes limités aux charges définies par le tableau 6.1. La figure 6.16 montre deux exemples de ces vérifications.

On peut tout d'abord remarquer que les valeurs moyennes obtenues par l'une et l'autre des méthodes sont très proches, ce qui nous rassure quant à la validité de la nouvelle méthode. En réalité le fond que nous avons utilisé est particulier. Lors de la détermination des paramètres de fit de la fonctionnelle (6.2), nous avons utilisé des intervalles qui nous ont permis d'accéder à l'erreur due à la méthode. Il a fallu prendre un de ces jeux de paramètres. Nous avons choisi celui qui permet d'accéder à la multiplicité la plus proche de la valeur moyenne. Il est donc fort naturel de retrouver les multiplicités moyennes précédemment déduites. La cohérence entre les multiplicités ne se limitent pas aux exemples montrés ici, mais s'étend aux différents couples fragment-particule.

On peut ensuite constater que ces distributions sont relativement étendues. L'intervalle qui correspond à la méthode moyenne (bande hachurée) ne correspond qu'à une infime partie de cette distribution. Au vu de ce résultat on doit s'attendre à des distributions en taille et en énergie d'excitation assez larges.

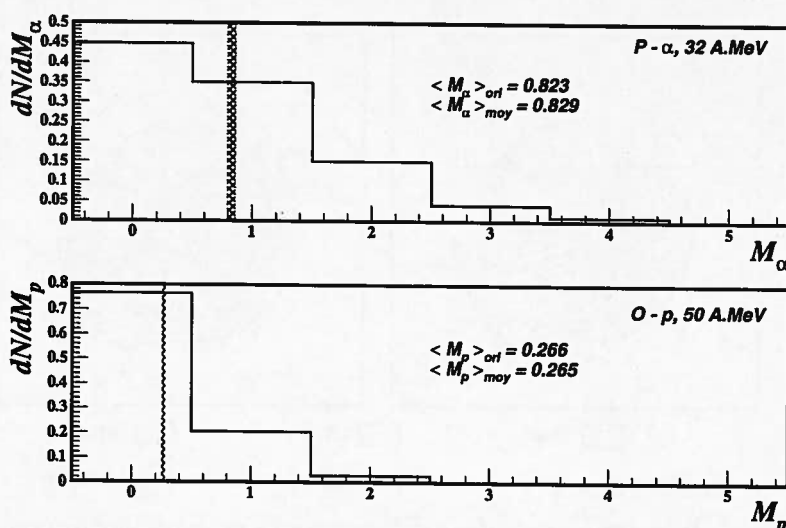


FIG. 6.16 -  $Xe+Sn$ , collisions centrales : Multiplicités obtenues par les deux méthodes pour deux cas. Sont représentées : la distribution de multiplicité de particules corrélées (trait plein), la valeur moyenne donnée par la première méthode (bande hachurée).

### Les corrélations multiples

L'avantage de ce procédé est de traiter chaque particule individuelle, que nous corrélons à chacun des fragments de l'événement considéré. Plusieurs cas sont alors possibles :

1.  $hit = 0$  : la particule n'est corrélée à aucun des fragments de l'événement. Son origine n'est donc pas dans l'évaporation. Elle sera supposée émise dans les premiers stades de la collision.
2.  $hit = 1$  : une corrélation existe avec un (et un seul) des fragments de l'événement. La particule considérée est alors évaporée par le "père" du fragment en question.
3.  $hit > 1$  : le dernier cas rencontré est celui d'une particule corrélée à plusieurs fragments de l'événement. On peut alors dire que la particule est évaporée, mais on ne peut pas l'associer à un des fragments.

La contribution la plus importante est la première comme le montre la figure 6.17. Pour les deux énergies incidentes étudiées, cette proportion de particules émises hors évaporation est de l'ordre de 70%. Les 30% restants comportent principalement des particules corrélées à un seul fragment. Le cas le plus délicat ( $hit > 1$ ) représente moins de 5% des particules, mais entre 15 et 20% des particules évaporées.

Que deviennent les multiplicités par événement ? Au vu des comparaisons précédentes, on s'attend à ce que les multiplicités soient proches. Nous avons comparé les différentes valeurs obtenues dans le tableau 6.5. Les valeurs présentées dans les deux dernières colonnes sont directement comparables. La différence qui apparaît entre ces deux quantités

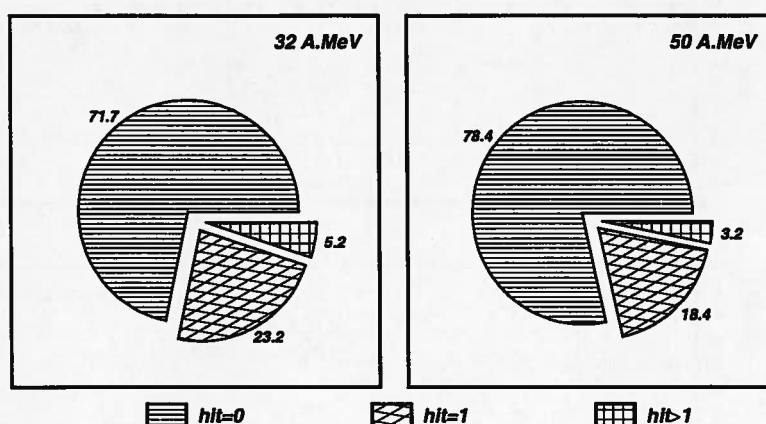


FIG. 6.17 – Xe+Sn, collisions centrales : Répartition des contributions de particules légères selon le nombre de fragments corrélés pour 32 MeV/n et 50 MeV/n. Les chiffres indiqués correspondent aux pourcentages de chaque part.

est plus grande que celle que nous attendions. Les valeurs obtenues par la nouvelle moyenne sont systématiquement inférieures à celles données par la méthode moyenne. La différence s'accroît lorsque les multiplicités de comptage multiple ( $hit > 1$ ) sont les plus grandes.

En fait les particules qui sont corrélées à plusieurs fragments ne sont pas comptabilisées de la même manière dans les deux cas. Dans le cadre de la méthode précédente une particule est comptée à chaque fois qu'elle est corrélée à un fragment. Ainsi si elle est corrélée à deux fragments, elle sera comptée deux fois. En fait elle est comptée autant de fois qu'elle est corrélée à un fragment. Pour ce qui est de la nouvelle méthode, le traitement se faisant particule par particule, elles sont bien comptées une seule fois.

Comme mentionné plus haut, lorsqu'une particule est corrélée à plus d'un fragment on ne peut lui associer une origine. En ce qui concerne les propriétés des fragments nous ne pouvons donc pas obtenir une seule et unique valeur. Si on ne considère que les particules corrélées à un seul fragment on obtient alors une valeur minimale. Si on y ajoute la contribution des particules à corrélations multiples, on trouve alors une borne supérieure. Avant de nous intéresser aux propriétés des fragments primaires, regardons ce que peuvent nous apprendre les particules légères.

### 6.6.2 Les particules légères

Même si nous avons toujours une ambiguïté quant à l'origine précise de certaines particules, nous savons avec une bonne probabilité si elles sont ou non évaporées. Ce résultat est très important. Il permet de lever des incertitudes dans bon nombres d'études. Une application immédiate est le traitement des particules dynamiques. En effet pour les études basées sur l'hypothèse d'équilibre, ces particules constituent une pollution. Une des manières les plus simples pour les traiter est alors de faire une coupure en énergie et de ne considérer que la partie de basse énergie du spectre. Bien sûr les coupures effectuées sont brutes, et

$E_{\text{incidente}}$	LCP	$hit = 0$	$hit = 1$	$hit > 1$	$hit \geq 1$	Moyenne
32	$p$	5.11	0.76	0.10	<b>0.86</b>	<b>0.97</b>
	$d$	2.14	0.59	0.12	<b>0.71</b>	<b>0.83</b>
	$t$	1.27	0.46	0.12	<b>0.58</b>	<b>0.71</b>
	${}^3\text{He}$	0.27	0.09	0.02	<b>0.11</b>	<b>0.12</b>
	$\alpha$	4.88	1.99	0.49	<b>2.48</b>	<b>3.09</b>
50	$p$	7.12	1.08	0.16	<b>1.24</b>	<b>1.42</b>
	$d$	3.5	0.71	0.14	<b>0.85</b>	<b>0.98</b>
	$t$	2.45	0.72	0.14	<b>0.86</b>	<b>1.01</b>
	${}^3\text{He}$	0.61	0.22	0.06	<b>0.28</b>	<b>0.34</b>
	$\alpha$	7.73	2.04	0.31	<b>2.35</b>	<b>2.6</b>

TAB. 6.5 –  $\text{Xe}+\text{Sn}$ , collisions centrales : Comparaison des multiplicités moyennes de particules évaporées obtenues par les deux méthodes. Rappelons que ces vérifications portent sur une gamme limitée en charge.

parfois difficiles à justifier. Une autre méthode consiste à faire une sélection selon l'angle d'émission des particules. Une fois la composante "équilibrée" isolée, des températures sont déduites à partir des spectres.

Dans un premier temps nous verrons quels sont les spectres obtenus pour les différentes contributions. Nous verrons alors dans quelle mesure les coupures mentionnées ci-dessus sont justifiables. Nous nous intéresserons ensuite à la distribution angulaire des différentes particules. Nous déterminerons enfin les températures de pente associées, et discuterons les résultats obtenus.

### Spectres en énergie

Jusqu'à maintenant les différentes contributions de particules légères étaient accessibles uniquement à l'aide de modèles. Il était parfois difficile de pouvoir ensuite étendre les résultats aux données expérimentales. En fait très peu de modèles traitent la chaîne complète d'émission de particules. D'un côté les modèles statistiques traitent la partie équilibrée, principalement évaporative; de l'autre les calculs dynamiques ont parfois quelques difficultés à gérer la désexcitation des fragments. Il est donc très difficile d'accéder à la contribution totale de particules légères.

Nous pouvons maintenant accéder directement aux propriétés de ces particules, et notamment leur spectre en énergie. Pour les deux énergies incidentes étudiées, nous avons reporté sur la figure 6.18 les spectres des différents isotopes de l'hydrogène et de l'hélium :

- la contribution totale (trait plein),
- la contribution des particules émises hors évaporation,  $hit = 0$  (trait discontinu),
- ainsi que la contribution évaporative,  $hit \geq 1$  (trait mixte).

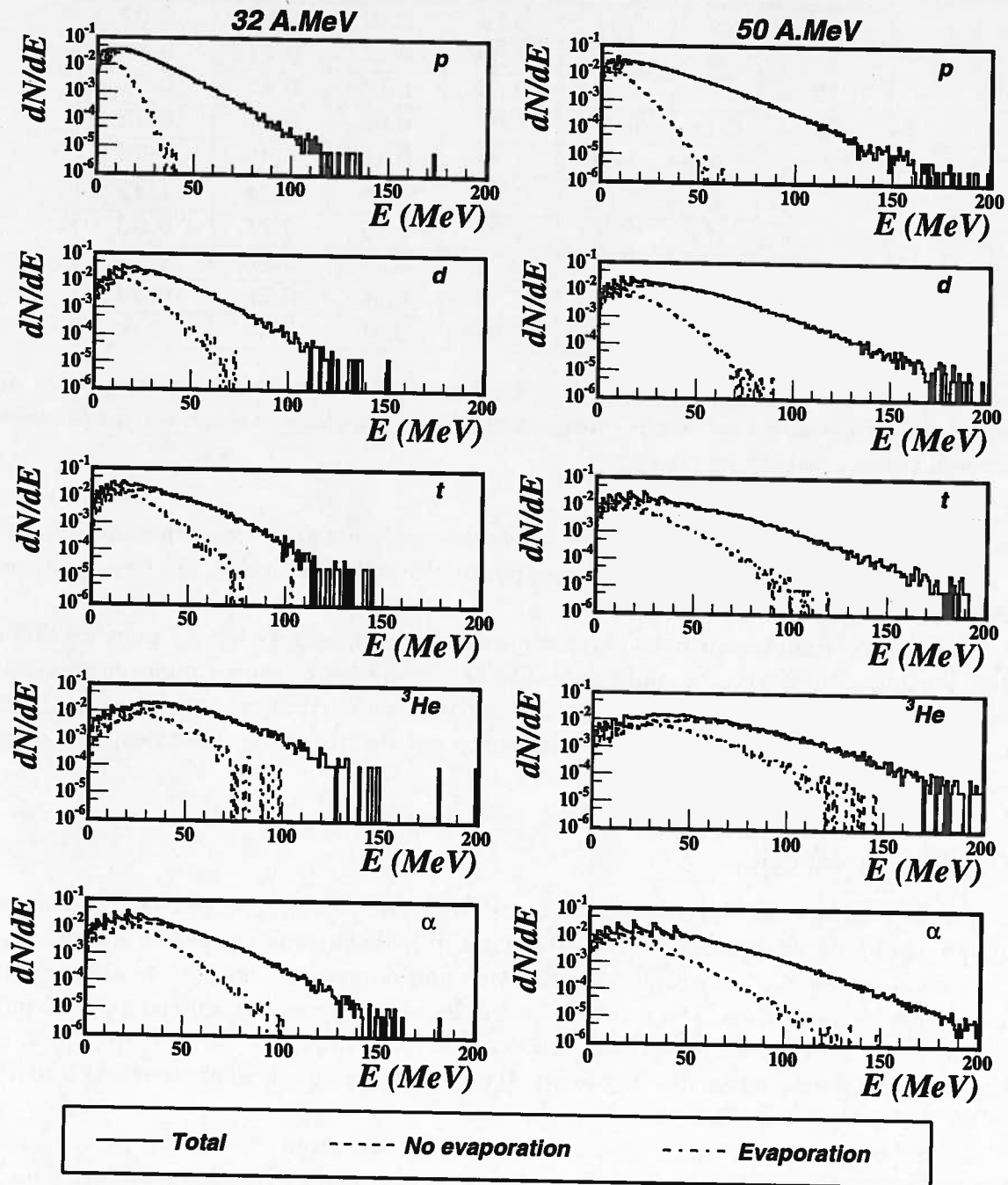


FIG. 6.18 – Xe+Sn, à 32 et 50 MeV/n, collisions centrales : Spectres en énergie des particules légères dans le centre de masse. Les différentes contributions sont représentées dans chacun des cas (voir texte et légende). Chaque spectre est normalisé par rapport au nombre total de particules de l'espèce associée.

Pour les deux énergies, on peut observer des "pics" dans les spectres en énergies. Ces accidents dans les distributions sont simplement dus au fait que nous avons considéré ici les angles moyens des détecteurs (voir section 4.5).

On constate ici que la tendance est la même pour les deux énergies incidentes. Tout d'abord la grande majorité des particules est émise hors évaporation comme le montrait la figure 6.17. En effet cette contribution est quasi-confondue avec le spectre totale. Son étendue concerne toute la gamme en énergie.

Ensuite les contributions évaporatives ont une étendue qui semble dépendre de la masse de la particule. On note que pour le cas à 32 MeV/n, il n'y a pas de protons évaporés au-delà de 50 MeV, alors que pour les particules alpha une composante persiste jusqu'à 100 MeV. A 50 MeV/n, ces valeurs augmentent et sont de l'ordre de 70 et 130 MeV.

Pour les protons il semble possible d'extraire la composante non évaporative par une simple coupure en énergie. Pour les autres particules, il paraît difficile de l'isoler. Il faut alors faire une coupure à une énergie relativement grande. On ne garde alors que la queue de la distribution. Il semble également délicat d'extraire la composante évaporative avec une simple coupure : à basse énergie les deux contributions sont du même ordre de grandeur.

Au chapitre suivant nous reviendrons sur ces spectres, dans le cadre d'une comparaison avec les calculs dynamiques.

### Distributions angulaires

Nous venons de voir qu'une discrimination selon l'énergie semble ardue dans le sens où les différentes contributions (évaporation ou non) n'ont pas des caractéristiques en énergie très séparées. Une autre méthode utilisée pour séparer les particules est basée sur leurs distributions angulaires. Si on suppose que les particules évaporées sont émises par une source sphérique, on doit alors observer une distribution isotrope pour les particules évaporées. On ne garde ensuite que la partie plate de la distribution angulaire, le reste étant considéré comme du pré-équilibre, comme mentionné dans [MAR97]. Nous pouvons maintenant vérifier si la composante évaporative est isotrope ou non. Les distributions angulaires déduites dans le centre de masse sont montrées sur la figure 6.19.

Indépendamment de l'énergie incidente et de la particule, on peut tout d'abord noter que les distributions angulaires (totales) ne sont pas isotropes. Pour les particules  $^3\text{He}$  on note une déplétion pour les angles arrière, qui est due à une mauvaise résolution isotopique. Les distributions sont piquées aux angles avant et arrière. Là encore il ne semble pas aisé de pouvoir extraire les différentes contributions. La contribution des particules évaporées, même si elle est plus plate que la contribution totale, n'est pas complètement isotrope. De plus la plus grande partie des particules aux angles moyens (entre  $60^\circ$  et  $120^\circ$ ) proviennent d'un processus hors évaporation.

Ce résultat est un peu surprenant surtout en ce qui concerne les protons. On s'attend à avoir une forte composante de pré-équilibre aux angles avant, et donc une anisotropie plus importante pour les particules émise hors évaporation. De nombreuses études expérimentales montrent que les spectres aux angles avant présentent une composante à haute énergie. Cette contribution disparaît si on se place aux plus grands angles. Les résultats montrés



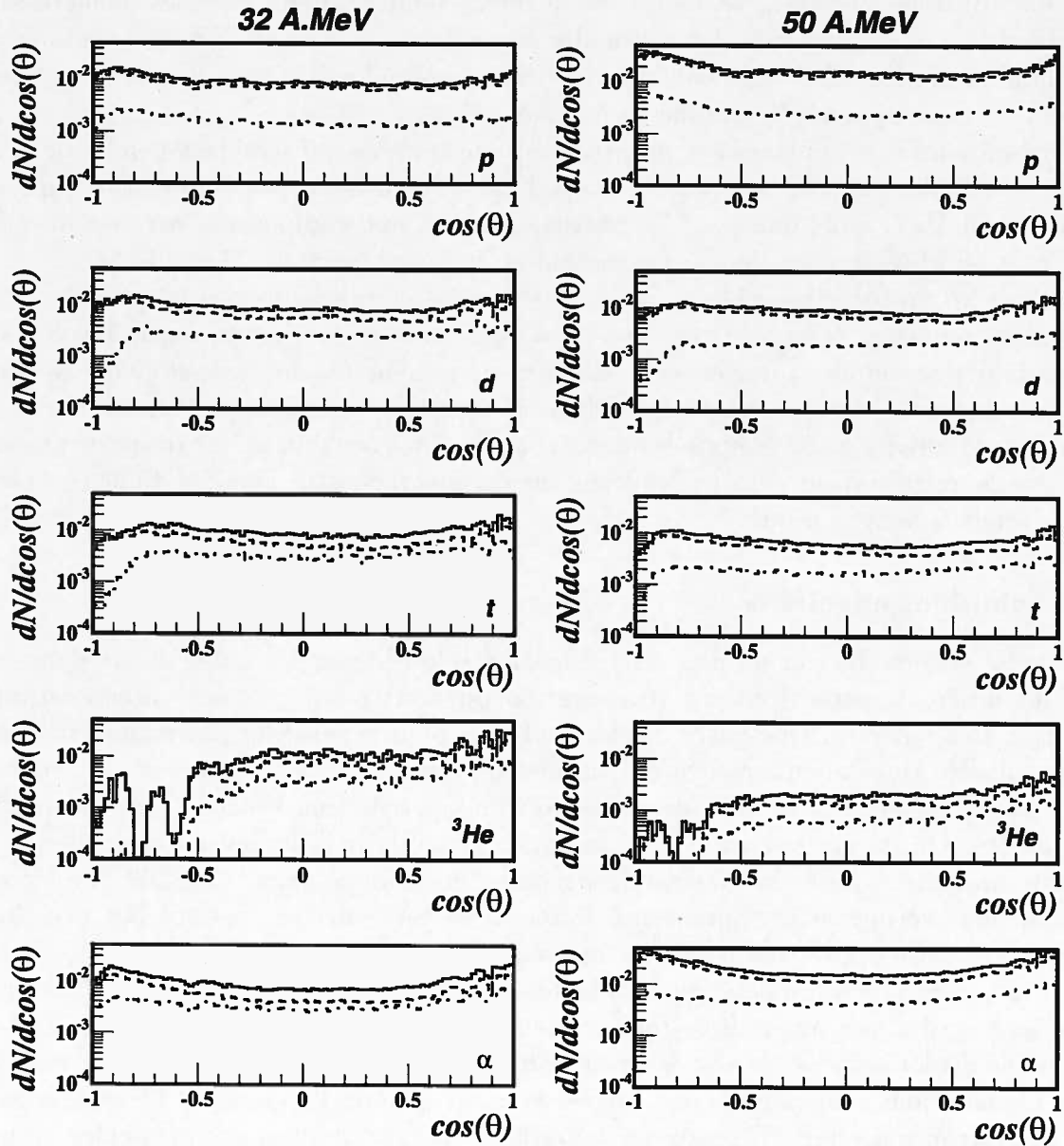


FIG. 6.19 – Xe+Sn, à 32 et 50 MeV/n, collisions centrales: Distributions angulaires des particules légères dans le centre de masse. Les conventions utilisées sont identiques à celles de la figure 6.18.



par le figure 6.19 semblent en contradiction avec ces résultats. En fait, si on sait avec certitude que les particules non évaporées apparaissent dans tout l'espace, on ne connaît pas leur mode d'émission. Il se peut que les particules émises très tôt dans la réaction présentent une très forte composante à l'avant. Pour pouvoir comprendre ce phénomène, il est nécessaire d'effectuer des calculs dynamiques. C'est que nous verrons ultérieurement.

### Température de pente

De nombreux articles sont consacrés à la détermination de la courbe calorique<sup>3</sup>. Un plateau est effectivement trouvé pour différents systèmes [POC95, MA97], mais les résultats restent beaucoup critiqués. En effet on rencontre deux grandes difficultés reliées tout simplement à la détermination des deux observables énergie d'excitation et température. Nous avons pu mesurer dans ce chapitre qu'il n'est pas simple de connaître l'énergie d'excitation du système. Mais le plus grand problème réside dans la connaissance de la température. Tout d'abord pour pouvoir parler en terme de température, il faut supposer que l'équilibre thermique est atteint. Une telle hypothèse n'est pas facile à justifier. Les comparaisons avec des modèles statistiques suggèrent qu'elle est vérifiée. Pour déterminer expérimentalement cette température, trois méthodes sont communément employées : les doubles rapports isotopiques, les populations d'états excités, et les paramètres de pente.

C'est la dernière méthode que nous avons appliquée sur les spectres des particules de différentes origines. Il s'agit de paramétriser la pente des spectres, qui correspondrait à la température. On parle dans ce cas de température de pente. La paramétrisation est de la forme suivante :

$$\frac{d^2\sigma}{dE} = \frac{N}{T^2} (E - B_c) \exp\left(-\frac{E - B_c}{T}\right) \quad (6.5)$$

où  $E$  est l'énergie de la particule,  $T$  la température de pente et  $B_c$  la barrière coulombienne. La formule (6.5) correspond à l'émission de surface par une source thermalisée. Elle est correcte si on envisage une émission séquentielle de particules. Mais si les particules sont émises d'une manière simultanée, il faut alors considérer une émission de volume. Le terme en  $E - B_c$  devant l'exponentielle doit alors être mis à la puissance  $\frac{1}{2}$  [GOL78].

Nous avons utilisé la paramétrisation définie par (6.5) pour les différentes particules. Dans un premier temps nous nous sommes placés dans le centre de masse du système. A 32 comme à 50 MeV/n d'énergie incidente, le comportement est similaire. C'est-à-dire que les spectres de particules évaporées sont bien paramétrisés en supposant une émission de particules par une source thermalisée; alors que celui des autres particules n'est pas compatible avec ce scénario.

Les particules évaporées doivent non pas refléter la température du bain, mais celle des fragments qui les ont émises. Pour évaluer la relation entre ces deux températures, nous avons fait la même étude en nous plaçant cette fois dans le centre de masse des fragments.

3. Une des méthodes les plus utilisées pour savoir si il y a ou non une transition de phases est de tracer l'énergie d'excitation en fonction de la température, on parle de courbe calorique. Si une transition a eu lieu on attend un plateau.

Nous avons comparé sur la figure 6.20 les températures de pente extraites à partir des distributions des particules évaporées dans les différents référentiels. Tout d'abord, on

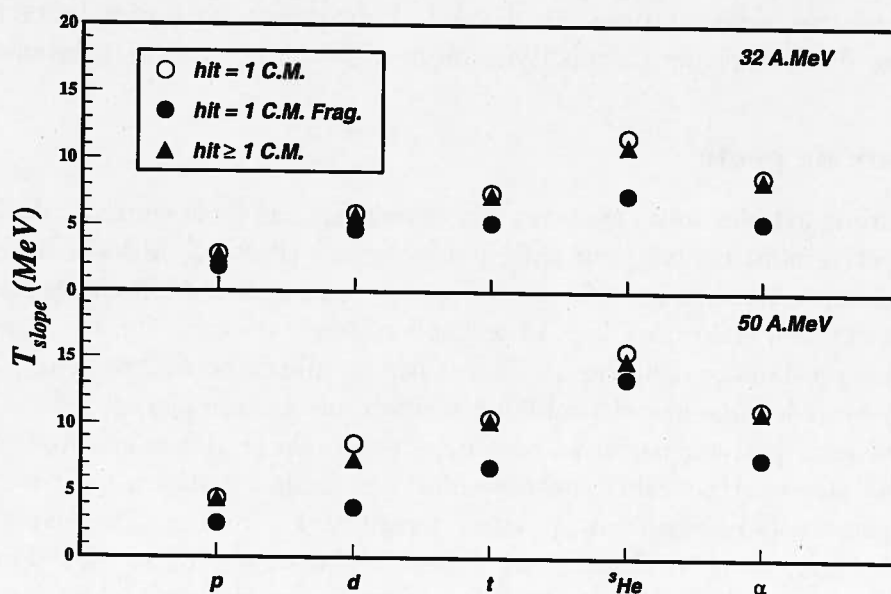


FIG. 6.20 - Xe+Sn, à 32 et 50 MeV/n, collisions centrales : Températures de pente déduites des distributions en énergie des particules évaporées. Pour chacune des particules nous avons paramétrisé : le spectre des particules corrélées à un seul fragment dans le centre de masse (ronds vides) et dans le référentiel du fragment (ronds pleins); ainsi que celui de toutes les particules évaporées dans le centre de masse (triangles pleins).

voit sur la figure 6.20 que les différentes températures suivent la même tendance : une augmentation avec la masse de la particule, suivie d'une diminution pour les particules alpha. Les deux températures déduites dans le centre de masse (ronds vides et triangles pleins) sont très proches (à 6% près). Si on compare les valeurs déduites dans le centre de masse à celles déduites dans le référentiel des fragments, on observe que les températures de pente dans le centre de masse sont toujours plus élevées.

Pour mieux discuter l'évolution de ces températures avec l'énergie incidente, nous les avons reportées dans le tableau 6.6. Les températures de pente déduites dans le centre de masse des fragments doivent refléter la température (i.e. l'énergie d'excitation) des fragments. A 32 MeV/n d'énergie incidente, les valeurs trouvées sont entre 2 et 5 MeV, ce qui est cohérent avec les 2.26 MeV/n d'énergie d'excitation trouvées précédemment (tab. 6.2)<sup>4</sup>. A 50 MeV/n d'énergie de bombardement, les températures sont plus élevées et sont comprises entre 2.5 et 7.5 MeV, alors que les énergies d'excitation sont de 3.13 MeV/n (tab. 6.2)<sup>5</sup>.

4. On peut relier l'énergie d'excitation d'un noyau à la température avec :  $E^* = \frac{A}{a} T^2$ , où  $a$  est le paramètre de densité de niveaux. Une valeur typique de 8 donnerait donc une température équivalente de 4.2 MeV.

5. Ce qui correspond à une température de 5 MeV.

$E_{\text{incidente}}$	LCP	$hit = 1, \text{ C.M.}$	$hit = 1, \text{ C.M. Frag.}$	$hit \geq 1, \text{ C.M.}$
32	$p$	2.81	1.86	2.79
	$d$	5.86	4.68	5.75
	$t$	7.45	5.21	7.28
	${}^3\text{He}$	11.63	7.29	10.97
	$\alpha$	8.71	5.30	8.48
50	$p$	4.42	2.56	4.40
	$d$	8.52	3.76	7.34
	$t$	10.46	6.81	10.26
	${}^3\text{He}$	15.52	13.48	14.84
	$\alpha$	11.17	7.49	11.01

TAB. 6.6 –  $\text{Xe}+\text{Sn}$ , à 32 et 50 MeV/n, collisions centrales : Températures de pente extraites des spectres des particules légères évaporées : particules corrélées à un seul fragment vues soit dans le référentiel du centre de masse ( $hit = 1, \text{ C.M.}$ ) soit dans celui du fragment ( $hit = 1, \text{ C.M. Frag.}$ ), et de toutes les particules évaporées prises dans le centre de masse ( $hit \geq 1, \text{ C.M.}$ ). Ces valeurs sont exprimées en MeV.

Les particules alphas semblent donc donner des valeurs de température trop importantes. Rappelons que les valeurs obtenues sont une moyenne sur toute la chaîne de désexcitation et des temps d'émission différents peuvent induire des températures différentes.

De nombreuses études ont fait l'objet de la détermination de ces paramètres de pente [AWE82, WES82, FIE84, BAN85, GAI00, ODE00]. Pour les réactions induites par le  ${}^{129}\text{Xe}$  à 31 MeV/n les paramètres de pente ont été extraits en utilisant deux sources : la première étant une source de quasi-fusion et la deuxième correspondant au quasi-projectile [GON91]. Les paramètres de pente extraits des spectres des protons pour la cible de quasi-fusion sont de 9 MeV pour une cible de  ${}^{27}\text{Al}$  et de 14 MeV pour une cible de  ${}^{122}\text{Sn}$ . La valeur obtenue pour la cible d'étain est quatre fois plus grande que nous avons trouvé ici à 32 MeV/n d'énergie incidente. Cette différence doit être due au fait que dans le cas de [GON91] des particules émises hors évaporation ont été prises en compte. Le paramètre que nous avons extrait en considérant tous les protons est de l'ordre de 10 MeV, plus proche des 14 MeV trouvés par [GON91].

### 6.6.3 Les fragments primaires

Les étapes pour connaître les propriétés des fragments sont les mêmes que pour la méthode précédente :

1. A partir des multiplicités de particules légères, on détermine la charge des fragments primaires.
2. On calcule alors leur masse, et on déduit les multiplicités de neutrons.
3. Leur énergie d'excitation est ensuite calculée par calorimétrie.

La différence principale réside dans le fait, que nous avons à notre disposition non plus une seule valeur pour les multiplicités d'évaporation, mais une distribution. Pour une même charge de fragment détectée nous aurons donc une distribution de charges des fragments primaires associés. De la même manière les énergies d'excitation seront données par leur distribution et pas seulement par leur valeur moyenne.

Nous ne reviendrons pas en détails sur la méthode de reconstruction des fragments primaires, puisqu'elle a déjà été explicitée précédemment. Lorsque ce sera nécessaire, nous détaillerons certains points. Pour chacun des résultats nous avons deux résultats : celui où l'on ne considère que les particules corrélées à un seul fragment, et celui où on prend toutes les particules évaporées. Le premier cas correspond à une borne inférieure, alors que le deuxième donne une limite supérieure.

### Distributions en taille des fragments primaires

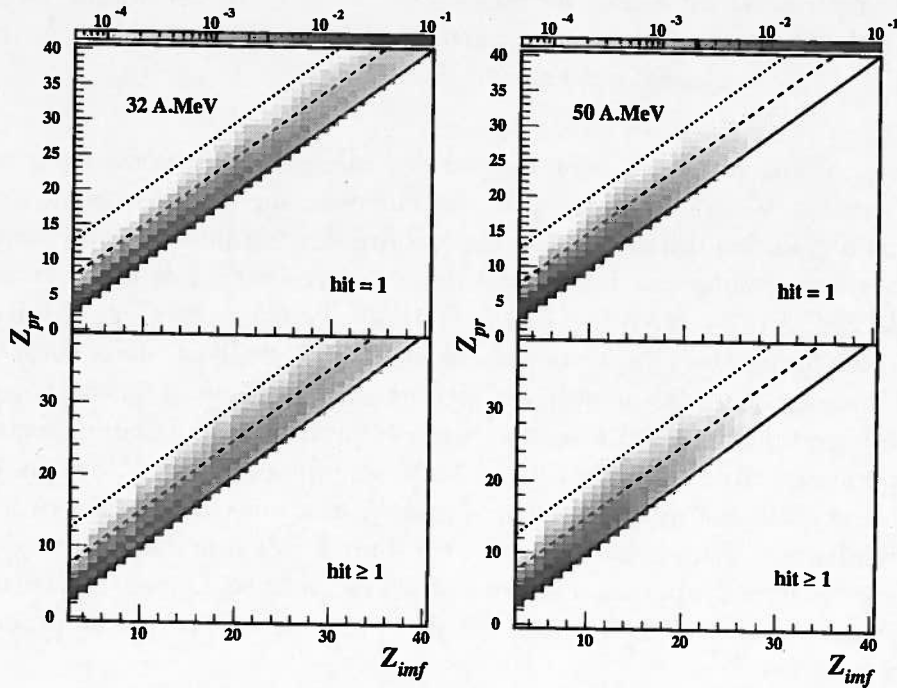


FIG. 6.21 -  $Xe+Sn$ , à 32 et 50 MeV/n, collisions centrales : Distribution en charge des fragments primaires,  $Z_{pr}$ , en fonction de la charge du fragment détecté,  $Z_{imf}$ , pour les deux cas : avec les particules corrélées à un seul fragment (en haut), avec toutes les particules évaporées (en bas). Les lignes servent seulement à guider l'oeil (voir texte).

Pour chaque fragment, nous connaissons les particules qui lui sont corrélées. Il suffit alors de sommer les différentes charges pour obtenir la charge du fragment primaire associé. Nous avons représenté sur la figure 6.21 les résultats obtenus pour les différentes charges. Les lignes superposées aux résultats expérimentaux correspondent avec une différence en charge de 0 (trait plein), 5 (trait discontinu) et 10 (trait pointillé). Pour un cas donné (une

énergie incidente et un type de particule), lorsque la charge du fragment détecté augmente la gamme couverte par les fragments primaires s'élargit, en même temps les charges égales sont moins importantes ( $\Delta Z = 0$ ). C'est-à-dire que plus les fragments sont lourds, moins la probabilité qu'ils soient quasi-froids est grande. La prise en compte des particules à corrélation multiple semble avoir deux effets: les charges primaires sont plus grandes, et leur distribution sont plus étalées. L'effet est notamment visible pour les charges entre 10 et 20 à 50 MeV/n d'énergie incidente. Etant donné qu'on comptabilise ainsi plus de particules évaporées, il est normal que les charges reconstituées soit plus grandes. Parallèlement, les fluctuations sur les charges sont aussi plus grandes.

Pour mieux observer l'évolution avec l'énergie incidente, nous avons superposé sur la figure 6.22 la charge perdue lors de l'évaporation pour les deux énergies. Cette variable

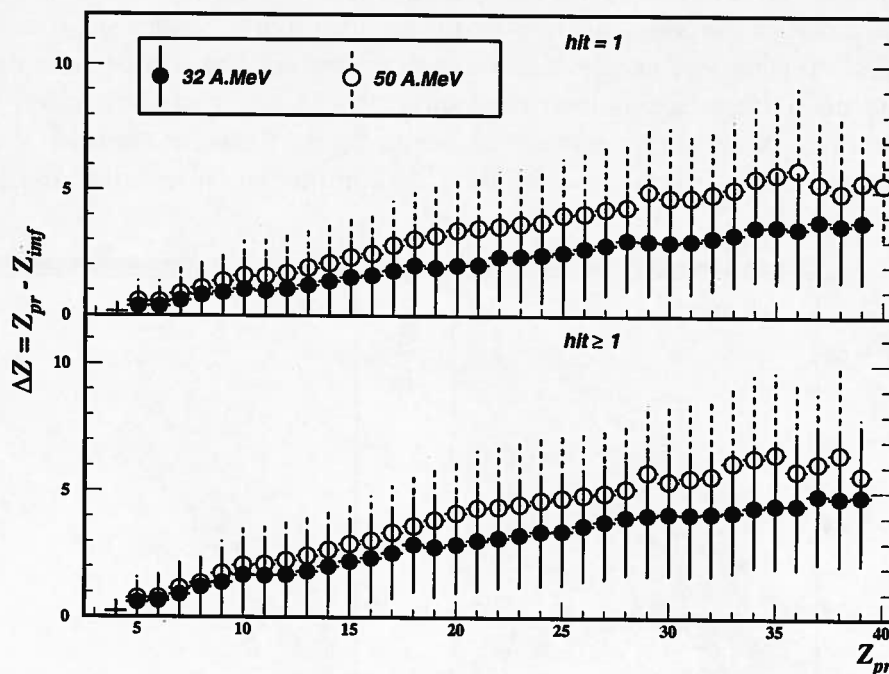


FIG. 6.22 -  $Xe+Sn$ , à 32 et 50 MeV/n, collisions centrales: Profil de la charge libérée lors du processus évaporatif en fonction de la charge du fragment primaire. Pour la case du haut seules les particules corrélées une fois sont prises en compte; pour celle du bas les comptages multiples sont considérés. Les barres d'erreur représentent les largeurs des distributions associées.

mesure en quelque sorte la "température" des fragments. Plus un noyau sera chaud, plus il évaporera de particules. On observe tout d'abord que les contributions de charges évaporées augmentent avec la taille du fragment: plus le fragment est lourd, plus il peut évacuer de particules. Pour chacune des cases, on observe sur la figure 6.22 que les charges évacuées à 50 MeV/n d'énergie incidente sont plus importantes qu'à 32 MeV/n. Pour les tailles de fragments primaires les plus faibles ( $Z_{pr} \leq 10$ ), cette différence est moins importante, elle s'accroît pour les charges au-delà de 20.

Pour quantifier ces différences il faut déterminer les énergies d'excitation des fragments primaires.

### Energie d'excitation des fragments primaires

Après avoir déterminé la charge des fragments primaires, nous avons déduit leur masse. Nous n'avons utilisé que l'hypothèse qui consiste à conserver le rapport  $N/Z$  (les fragments primaires sont caractérisés par le  $N/Z$  du système initial, soit  $\approx 1.38$ ). Le nombre de neutrons a ensuite été calculé (masse manquante). La méthode de calorimétrie est identique à celle utilisée précédemment (formule (6.4)). La seule différence réside dans l'énergie des neutrons. Jusqu'ici l'énergie moyenne des neutrons était celle des protons modulée par le terme coulombien. Maintenant, pour chaque charge détectée, nous connaissons le spectre en énergie des protons corrélés. Au lieu de ne prendre que la valeur moyenne, nous avons construit la distribution en énergie des neutrons en tenant compte de celle des protons.

A chacune des charges primaires, correspond toute une distribution en énergie d'excitation thermique. Nous avons représenté sur la figure 6.23, les énergies d'excitation en fonction de la charge des fragments primaires. Le comportement est différent pour les deux

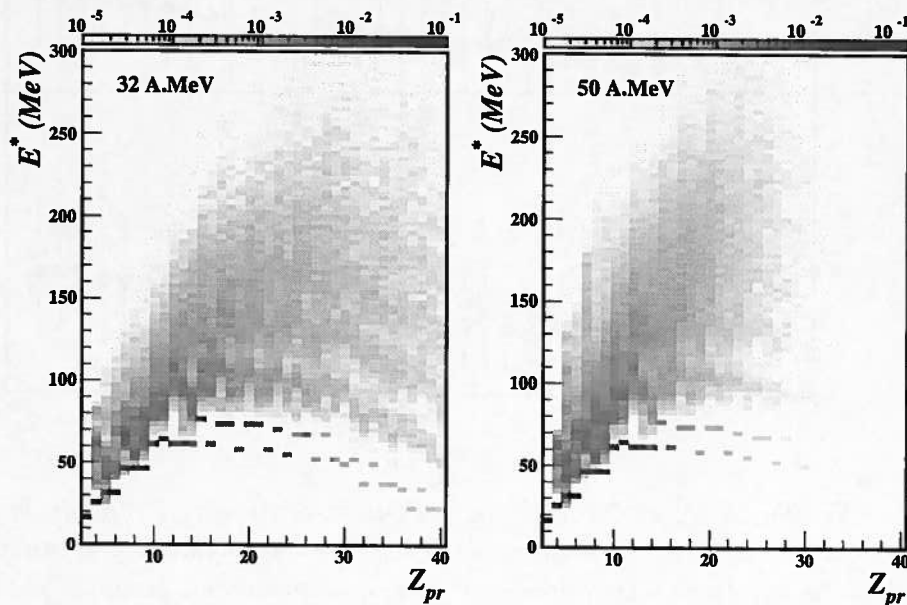


FIG. 6.23 –  $Xe+Sn$ , à 32 et 50 MeV/n, collisions centrales : Distribution en énergie d'excitation des fragments primaires,  $E^*$ , en fonction de leur charge,  $Z_{pr}$ . Toutes les particules évaporées sont considérées.

énergies incidentes :

- A 32 MeV/n, les énergies d'excitation augmentent avec la taille des fragments primaires jusqu'à  $Z \approx 20$ . On a ensuite une sorte de plateau puis une redescente pour les grandes charges. Cette évolution est corrélée à une nette augmentation de la largeur

de la distribution avec la charge des fragments primaires. Pour les charges autour de 30, les énergies d'excitation s'étalent sur plus de 200 MeV. De la même manière que pour les charges perdues lors de l'évaporation (figure 6.22) les largeurs sont plus grandes quand on considère toutes les particules évaporées.

- Pour l'énergie incidente la plus grande, 50 MeV/n, les énergies d'excitation augmentent continûment avec la charge des fragments primaires. Cette progression semble même quasiment linéaire.

Les résultats montrés ici rejoignent ceux obtenus de la méthode précédente (voir figure 6.8). On retombe donc également sur le même problème : le comportement pour les grandes charges à 32 MeV/n d'énergie incidente est-il dû à la méthode ou à un phénomène physique? Nous ne pouvons, hélas, pas apporter de nouvel élément de réponse.

### Degré d'équilibration

Les énergies d'excitation sont généralement exprimées par nucléon, ce qui rend les comparaisons plus faciles. On peut alors mieux discuter du degré d'excitation des fragments, et ce quelle que soit leur taille. Nous avons reporté sur la figure 6.24 les mêmes grandeurs que celles de la figure 6.23 mais cette fois exprimées en MeV/n. Le comportement

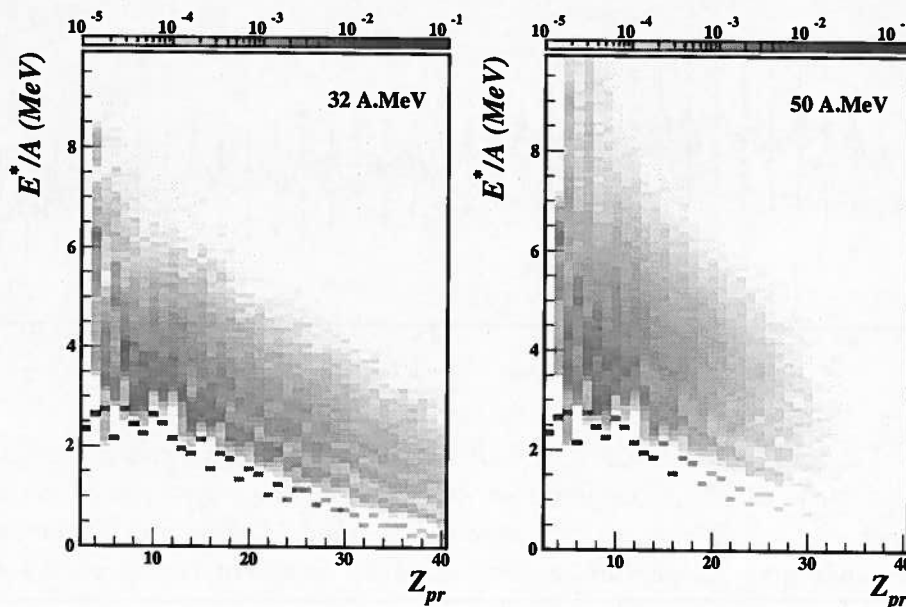


FIG. 6.24 - Xe+Sn, à 32 et 50 MeV/n, collisions centrales : Distribution en énergie d'excitation des fragments primaires exprimée par nucléon,  $E^*/A$ , en fonction de leur charge,  $Z_{pr}$ .

observé est simplement le reflet de celui mis en évidence sur la figure 6.23. En effet une énergie d'excitation constante avec la taille des fragments se traduit par une diminution



en MeV/n, c'est le cas à 32 MeV/n d'énergie incidente; et une augmentation quasi-linéaire coïncide avec une énergie d'excitation par nucléon constante, vrai à 50 MeV/n. Les plus petites charges modulent cette tendance générale. Pour les deux énergies incidentes, les plus grandes excitations sont obtenues pour les petits fragments ( $Z \leq 10$ ). On va même au-delà de l'énergie de liaison des noyaux (inférieure à 8 MeV dans cette gamme de taille).

Nous avons également comparé les résultats trouvés par cette méthode à ceux obtenus précédemment. Sur la figure 6.25 nous avons superposé, pour chacune des énergies incidentes, les différents résultats : la nouvelle méthode avec les deux contributions de particules légères, ainsi que les valeurs moyennes déduites auparavant (représentées sur la figure 6.9). Dans le cas de la nouvelle méthode, les valeurs correspondent à la valeur moyenne pour

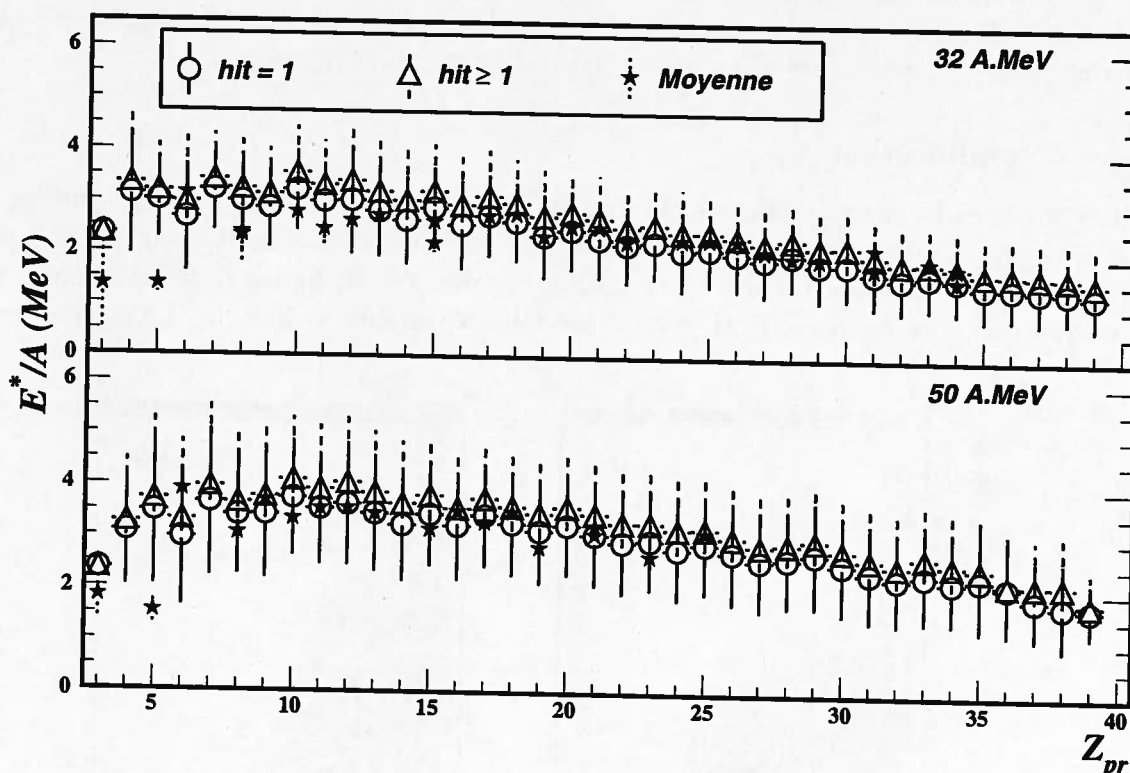


FIG. 6.25 - Xe+Sn, à 32 et 50 MeV/n, collisions centrales : Energies d'excitation moyennes exprimées en MeV/n,  $E^*/A$ , en fonction de la charge des fragments primaires,  $Z_{pr}$ . Nous avons représenté : les valeurs obtenues par la méthode précédente (étoiles pleines); et la nouvelle méthode avec les particules corrélées à un fragment (ronds vides) ou avec toutes les particules évaporées (triangles vides).

chaque charge, l'erreur associée est la largeur de la distribution. On voit à nouveau à travers ces profils qu'à 32 comme à 50 MeV/n d'énergie incidente les énergies d'excitation par nucléon sont quasi-constantes lorsque la taille des fragments augmente, puis diminuent légèrement. On observe également sur la figure 6.25 que la prise en compte des comptages multiples ne fait pas augmenter ces énergies d'excitation de manière importante (de l'ordre de 2 à 5%). Les énergies d'excitation moyennes déduites à partir de la méthode précédente



(étoiles) sont en bon accord avec les valeurs obtenus avec la nouvelle méthode. Des différences apparaissent pour les petites charges, où le signal à extraire est très faible (peu de particules évaporées). Pour les grandes charges la comparaison n'est pas possible, la statistique limitant la première méthode. Nous avons toujours une incertitude sur cette dernière partie : le comportement pour les gros de fragments est-il physique ou provient-il de la méthode? On peut juste noter qu'à 50 MeV/n d'énergie incidente l'effet n'est pas aussi prononcé. On observe une légère descente pour les charges au-delà de 30.

Nous avons ensuite, sur la figure 6.26, comparé les énergies d'excitation par nucléon moyennes, pour les différentes énergies incidentes. Pour les différentes méthodes nous avons pris des gammes de charge équivalentes. Dans le cadre de l'ancienne méthode (étoiles

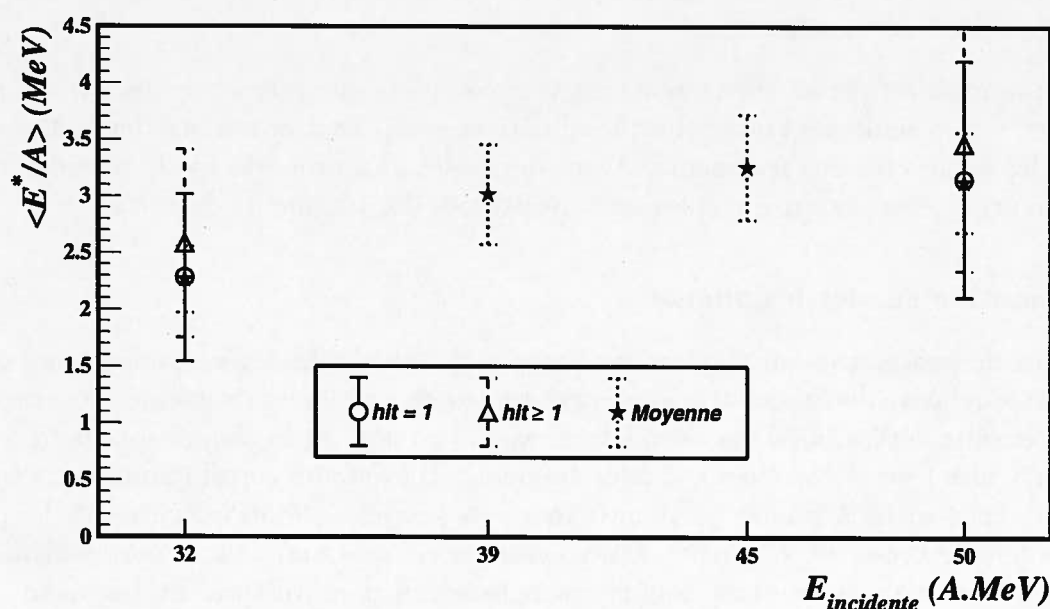


FIG. 6.26 - Xe+Sn, collisions centrales : Energies d'excitation par nucléon moyennes en fonction de l'énergie incidente. Nous avons utilisées les mêmes notations que celles de la figure 6.25. Voir le texte pour la signification des erreurs.

pleines et traits pointillés) les erreurs correspondent à l'erreur moyenne. Pour ce qui est de la nouvelle (ronds vides et trait plein, ou triangles vides et traits discontinus) elles représentent la largeur moyenne. On observe sur la figure 6.26 que pour les deux énergies incidentes étudiées avec la nouvelle méthode, les énergies d'excitation sont identiques à celles calculées précédemment.

De la même manière qu'auparavant nous avons reporté dans le tableau 6.7 les valeurs correspondantes. Notons que quand on intègre toute la gamme en charge, les énergies d'excitation moyennes sont plus faibles. Nous avons vu que les grandes charges sont caractérisées par des plus faibles énergies d'excitation. La valeur moyenne s'en trouve alors affaiblie.

Energie incidente	32	39	45	50
Energie disponible	8.	9.7	11.2	12.5
Energie d'excitation moyenne	2.26	3.02	3.26	3.13
Energie d'excitation par fragment $hit = 1$	2.28 (1.69)			3.15 (2.53)
Energie d'excitation par fragment $hit \geq 1$	2.58 (1.90)			3.47 (2.76)

TAB. 6.7 –  $Xe+Sn$ , collisions centrales : Comparaison des différentes grandeurs en énergie : énergie incidente, énergie disponible (dans le centre de masse) et énergie d'excitation des fragments. Toutes ces grandeurs sont exprimées en MeV/n. Dans le cas de la nouvelle méthode, les valeurs indiquées entre parenthèses comprennent toute la gamme en charge.

#### 6.6.4 Les événements

L'information sur les événements est plus complète que celle obtenues avec la première méthode. Non seulement on connaît les différentes contributions de particules légères, mais aussi les propriétés des fragments. Avant de passer aux proportions de particules légères, nous nous arrêterons sur quelques caractéristiques des fragments détectés.

##### Information sur les fragments

Lors du processus pour reconnaître l'origine des particules légères, nous avons construit la vitesse relative de chaque fragment avec toutes les particules du même événement. Nous avons ensuite déterminé si une corrélation existait ou non. Nous connaissons donc le nombre de particules légères corrélées à chaque fragment. Il existe un certain nombre de fragments qui ne sont associés à aucune particule. Nous avons représenté sur le figure 6.27 les positions des différents types de fragments, à travers leurs vitesses parallèle et perpendiculaire. Les différentes distributions étant toutes normalisées au nombre total de fragment, on peut voir sur ces deux figures que les fragments qui ont évaporé au moins une particule légère chargée sont plus nombreux (60%) que ceux qui ont gardé leur charge lors de l'évaporation (40%). Les proportions indiquées ici sont identiques pour les deux énergies incidentes.

A 32 MeV/n on observe sur la figure 6.27 que les distributions en vitesses parallèle et perpendiculaire des fragments qui n'ont pas évaporé de particules chargées sont plus larges que celles des autres fragments. Pour la vitesse parallèle l'écart type de la distribution est de 1.8 dans le premier cas et de 1.4 dans le deuxième. La distribution en vitesses perpendiculaires est non seulement plus large, mais se comporte aussi différemment pour les petites vitesses. Pour les vitesses perpendiculaires inférieures à 2.5 cm/ns (en valeur absolue), le nombre de fragments corrélés à aucune particule chargée diminue fortement. Cette déplétion n'est pas présente pour les fragments ayant évaporées des particules chargées.

A 50 MeV/n d'énergie incidente le comportement est similaire. Les distributions en vitesses parallèle et perpendiculaire des fragments qui n'ont pas évaporé de particules chargées sont plus larges : d'un écart type de 2.04 pour les fragments corrélés à des particules chargées, on passe à une largeur de 2.73 pour les autres. Une forte diminution du taux de fragments n'ayant pas émis de particule chargée apparaît toujours aux faibles vitesses

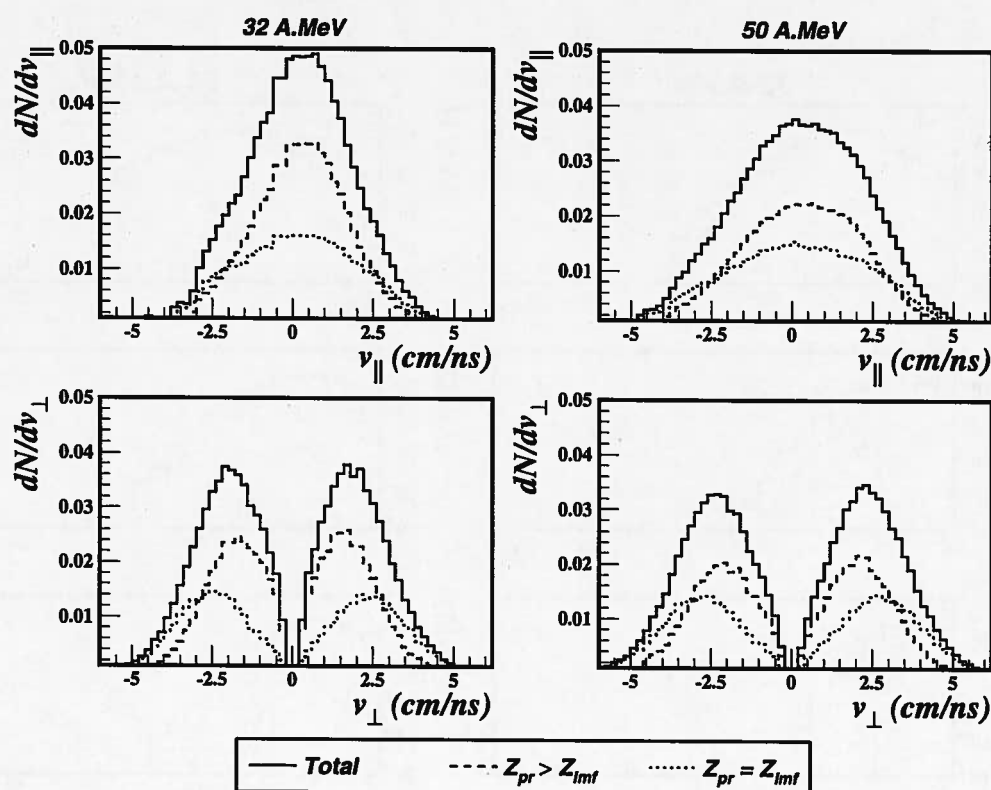


FIG. 6.27 – Xe+Sn, à 32 et 50 MeV/n, collisions centrales : Distributions en vitesse parallèle,  $v_{\parallel}$ , et en vitesse perpendiculaire,  $v_{\perp}$ , des fragments détectés. Nous avons représenté : la contribution totale (trait plein), celle des fragments ayant évaporé au moins une particule légère chargée (trait discontinu) et celle des fragments qui n'en n'ont pas émis (trait pointillé).

perpendiculaires. Cette fois cet effet se produit pour les vitesses en dessous de 3 cm/ns.

Il semble donc que les fragments qui évaporent des particules chargées soient préférentiellement plus proches du centre de masse par rapport à ceux qui n'en émettent pas. Il est possible que lorsqu'un fragment évapore des particules, il perd de l'énergie (par le recul). Il se peut également que les fragments émis autour de la mi-rapacité soit plus chauds que les autres.

### Proportions de particules légères

Nous avons montré plus haut les spectres des particules évaporées, mais nous n'avons pas donné les multiplicités qui s'y rapportent. Nous distinguerons à nouveau ici deux familles de particules légères : celles qui sont évaporées et celle qui ne le sont pas. Nous ne ferons plus la distinction entre les particules corrélées à un fragment et celles corrélées à plusieurs fragments.

Nous avons représenté sur la figure 6.28 les différentes multiplicités pour chacune des

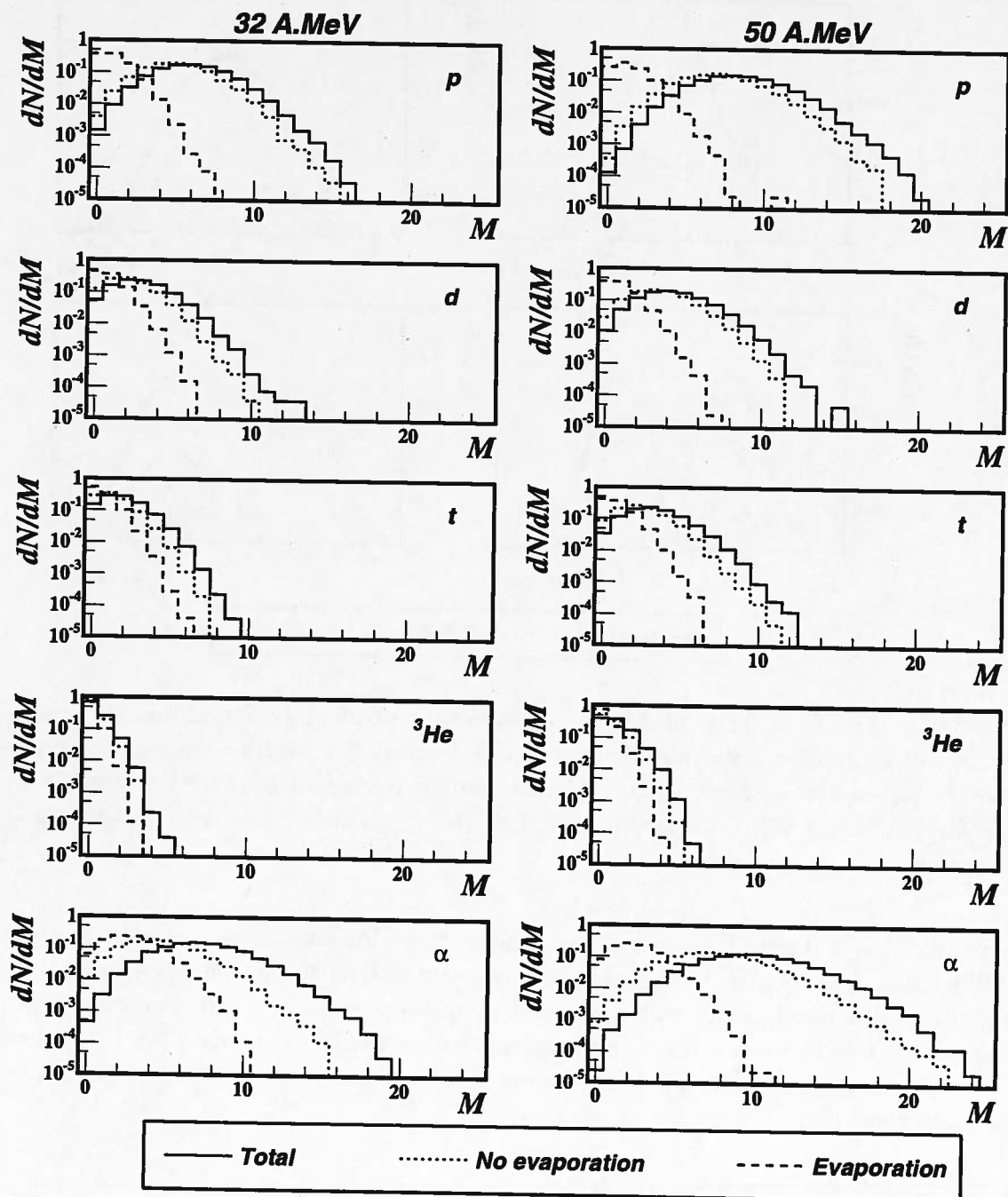


FIG. 6.28 -  $\text{Xe}+\text{Sn}$ , à  $32$  et  $50 \text{ MeV}/n$ , collisions centrales : Distributions en multiplicités des particules légères. Nous avons représenté : la contribution totale (trait plein), la contribution évaporative (trait discontinu) et la composante hors évaporation (trait pointillé). Toutes les distributions sont normalisées au nombre d'événements.

particules légères. A 32 MeV/n d'énergie incidente, on observe que pour toutes les particules légères les multiplicités de particules évaporées sont centrées sur de faibles valeurs. Les distributions correspondantes sont beaucoup plus piquées que les distributions totales (traits pleins). Les valeurs moyennes et les largeurs de distributions sont reportées dans le tableau A.3 de l'annexe A. Les distributions de multiplicités des particules non évaporées sont très proches des distributions totales, exception faite des particules alpha. Dans ce cas, des écarts existent pour les grandes multiplicités, et la valeur maximale des distributions est décalée de 3 unités. Par rapport aux autres particules, il existe des événements où le nombre relatif de particules alpha évaporées est grand. Pour 50 MeV/n d'énergie de bombardement, les multiplicités atteintes sont plus grandes qu'à 32 MeV/n. Mais le comportement des différentes contributions de particules est similaire.

Les multiplicités de particules légères évaporées, même si elles sont moins étendues que les multiplicités totales, peuvent tout de même être importantes. Ainsi à 50 MeV/n d'énergie incidente les multiplicités de protons évaporés peuvent atteindre 10, et les particules alpha 11. On peut noter que la distribution en multiplicité des particules alpha ne semblent pas beaucoup évoluer avec l'énergie incidente.

Nous avons comparé sur la figure 6.29 les proportions de particules évaporées pour les deux énergies de faisceau. Nous avons représenté ces distributions pour chaque charge,

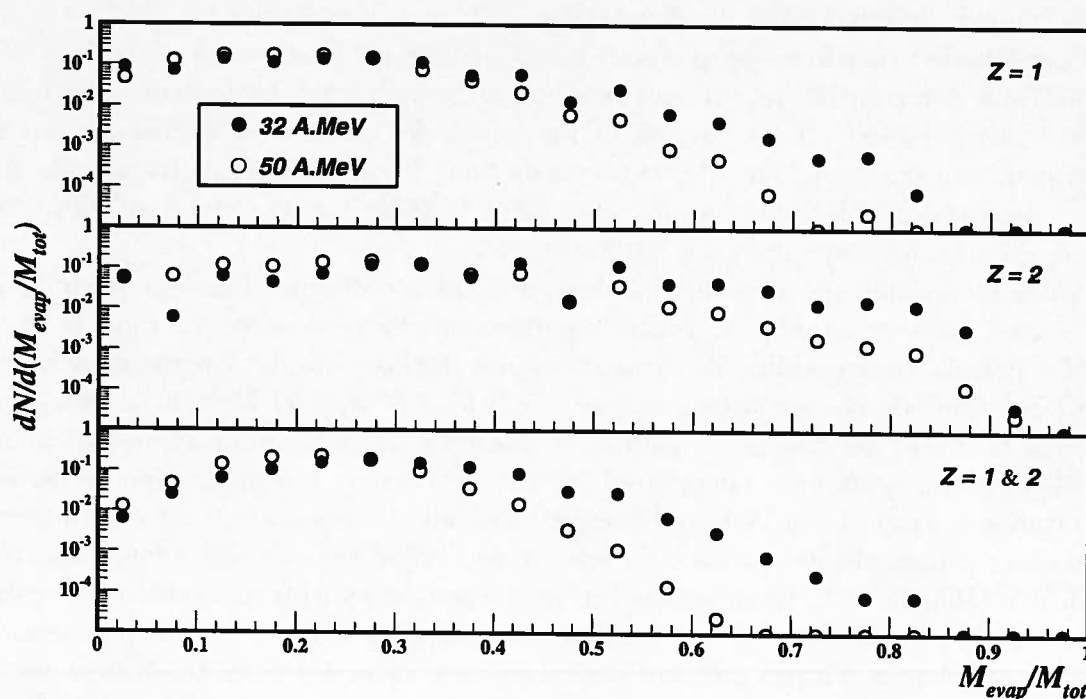


FIG. 6.29 - Xe+Sn, à 32 et 50 MeV/n, collisions centrales : Distributions des contributions de particules légères évaporées. De haut en bas nous avons représenté : les isotopes de l'hydrogène, ceux de l'hélium et les deux cumulés.

ainsi que sur l'ensemble des particules légères. Comme la figure 6.28 le laissait penser, l'évaporation peut représenter une grande partie des particules légères : les distributions

s'étendent facilement jusqu'à 0.8, soit environ les trois quarts de la contribution totale. Les valeurs les plus probables sont tout de même plus faibles et avoisinent les 0.2-0.3. Les valeurs moyennes indiquées dans le tableau A.3 de l'annexe A sont d'ailleurs de cet ordre de grandeur. L'évolution avec l'énergie incidente ne semble pas très importante pour chaque élément pris individuellement. Pour les isotopes de l'hélium des différences apparaissent pour des rapports de l'ordre de 0.7-0.8. Par contre si on regarde toutes les particules (case du bas de la figure 6.29) la première moitié de la distributions est identique, mais au-delà on a un écart d'environ un ordre de grandeur.

Les proportions les plus élevées étant atteintes à 32 MeV/n d'énergie incidente, ce qui semble indiquer de plus grandes fluctuations à cette énergie.

## 6.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré les propriétés des fragments primaires produits dans les collisions les plus centrales pour des énergies incidentes entre 32 et 50 MeV/n, ainsi que celles des particules légères évaporées. Ces observables sont très importantes parce qu'elles constituent une forte contrainte sur les modèles. Elles permettent également de s'affranchir de l'utilisation de simulations pour certaines études.

La méthode expérimentale que nous avons utilisée est basée sur les fonctions de corrélation. Nous avons utilisé les vitesses relatives entre les particules légères et les fragments. Nous avons ainsi extrait les propriétés moyennes des particules légères évaporées: leur multiplicité moyenne et leur vitesse moyenne dans le référentiel des fragments. A partir de ces deux observables, nous avons reconstitué la taille (charge et masse) des fragments primaires, ainsi que leur énergie d'excitation.

Notre étude montre que pour une énergie incidente donnée, l'énergie d'excitation par nucléon est quasi-constante sur toute la gamme en charge étudiée. Le modèle statistique SMM a permis de reproduire les caractéristiques intrinsèques des fragments primaires. La valeur moyenne de ces énergies passe de 2.3 (1.5) à 3.13 (1.9) MeV/n, selon l'hypothèse faite sur la masse des fragments primaires. Dans les deux cas nous avons une augmentation d'environ 20-25% avec l'énergie incidente. On observe une saturation de ces énergies d'excitation à partir de 39 MeV/n d'énergie incidente. Ce résultat est en accord avec ce qui a été observé pour des réactions induites par de l'argon sur des cibles lourdes entre 27 et 77 MeV/n [JIA89], où la température limite que peut supporter un système nucléaire a été estimée de l'ordre de 5 MeV. Une critique pourrait être faite sur le fait que l'évaporation de fragments légers n'a pas été considéré dans ce travail. En effet des études ont montré que des fragments jusqu'à l'oxygène pouvait être émis par évaporation [SOB83]. En fait nous avons extrait ce signal pour les lithiums. Il s'est avéré que très peu de lithiums sont évaporés, et que l'influence sur les énergies d'excitation est négligeable.

Cette étude nous a aussi permis d'extraire la proportion de particules évaporées par événement: de 30% à 32 MeV/n d'énergie incidente, elle atteint 35% à 39 MeV/n pour redescendre ensuite à 23% à 50 MeV/n. Ces valeurs ne sont pas reproduites par les calculs SMM.

Une étude récente [STA01] pour le système Kr+Nb à 45 MeV/n d'énergie incidente montre tout d'abord que les énergies d'excitation des fragments primaires sont de l'ordre de 2.5 MeV/n. Cette valeur est en bon accord avec ce que nous avons trouvé. Il a également été montré dans cette étude que les fragments semblent garder le rapport  $N/Z$  du système initial, ce qui est identique à ce que nous avons trouvé. Enfin la proportion de particule évaporées est estimée de l'ordre de 20%, ce dernier résultat est en parfait accord avec la proportion que nous avons extraite expérimentalement.

Enfin nous avons développé une nouvelle méthode, basée sur la première, qui nous permet d'attribuer à chacune des particules une origine: émission par évaporation ou non. Nous avons alors déterminé les différentes distributions associées à la désexcitation des fragments primaires. Les résultats trouvés sont parfois un peu différents de ceux de la première méthode. Par exemple, les énergies d'excitation par nucléon semblent être constantes pour les charges primaires inférieures à 30 puis diminuer ensuite. Les valeurs, trouvées par les deux méthodes, sont du même ordre de grandeur: entre 2.28 MeV/n et 2.58 MeV/n à 32 MeV/n d'énergie incidente, et entre 3.15 et 3.47 à 50 MeV/n. La proportion de particules évaporées reste autour de 30%. Un des résultats importants de cette étude est que les largeurs des distributions, que ce soit en énergie d'excitation ou en multiplicité, sont très importantes: la prise en compte de la valeur moyenne restreint beaucoup l'information.

A ces énergies, **la grande majorité des particules est produite hors évaporation.** Pour expliquer la production de ces particules, il est nécessaire d'explorer une nouvelle voie: les calculs dynamiques. La suite logique de ce travail est donc l'utilisation de modèles dynamiques, ce qui fait l'objet du chapitre suivant pour le cas à 50 MeV/n.





## Chapitre 7

# Collisions centrales à 50 MeV/n : données et théorie

Nous venons de voir dans le chapitre précédent que les processus dynamiques jouent un grand rôle, au moins en ce qui concerne l'émission de particules légères. Nous allons dans ce chapitre faire une comparaison des données expérimentales avec les résultats obtenus avec AMD. Nous aborderons tout d'abord les différents aspects de la multifragmentation. Nous quantifierons ensuite l'information manquée en ne détectant pas les neutrons. Nous reviendrons enfin sur les énergies d'excitation étudiées au chapitre précédent.

Nous avons choisi d'étudier les **collisions centrales** du système **Xe+Sn à 50 MeV/n d'énergie incidente**. Le lot simulé correspond à des paramètres d'impact compris entre 0 et 4 fm. Les calculs montrés dans ce chapitre prennent en compte la *désexcitation statistique* ainsi que le *dispositif expérimental* (géométrie, seuils de détection, identification, ...). Les données expérimentales sont sélectionnées selon l'énergie transverse des particules légères.

### 7.1 Quelques comparaisons

Avant tout, nous allons étudier le sélecteur en paramètre d'impact expérimental ( $E_1^{12}$ ). Pour cela nous avons superposé la distribution d'énergie transverse des particules légères simulée à la distribution expérimentale totale (sans sélection) sur la figure 7.1. La seule coupure expérimentale vient du trigger utilisé lors de l'expérience: on demande qu'au moins quatre particules chargées soient détectées. L'idée quand on utilise une sélection en paramètre d'impact consiste à trouver une observable qui lui est corrélée linéairement. Dans notre cas, nous supposons que les plus grandes énergies transverses correspondent aux plus petits paramètres d'impact. Les calculs ont été effectués pour les collisions les plus centrales. On s'attend donc à ce que la distribution calculée corresponde à la queue de la distribution expérimentale. La figure 7.1 montre clairement que ce n'est pas le cas. En fait, comme nous le verrons par la suite, les proportions de particules composites ne sont reproduites par la calcul. Ceci a été testé en comparant les énergies transverses des particules légères chargées non plus en MeV mais en MeV/n comme le montre l'encart de la figure 7.1.

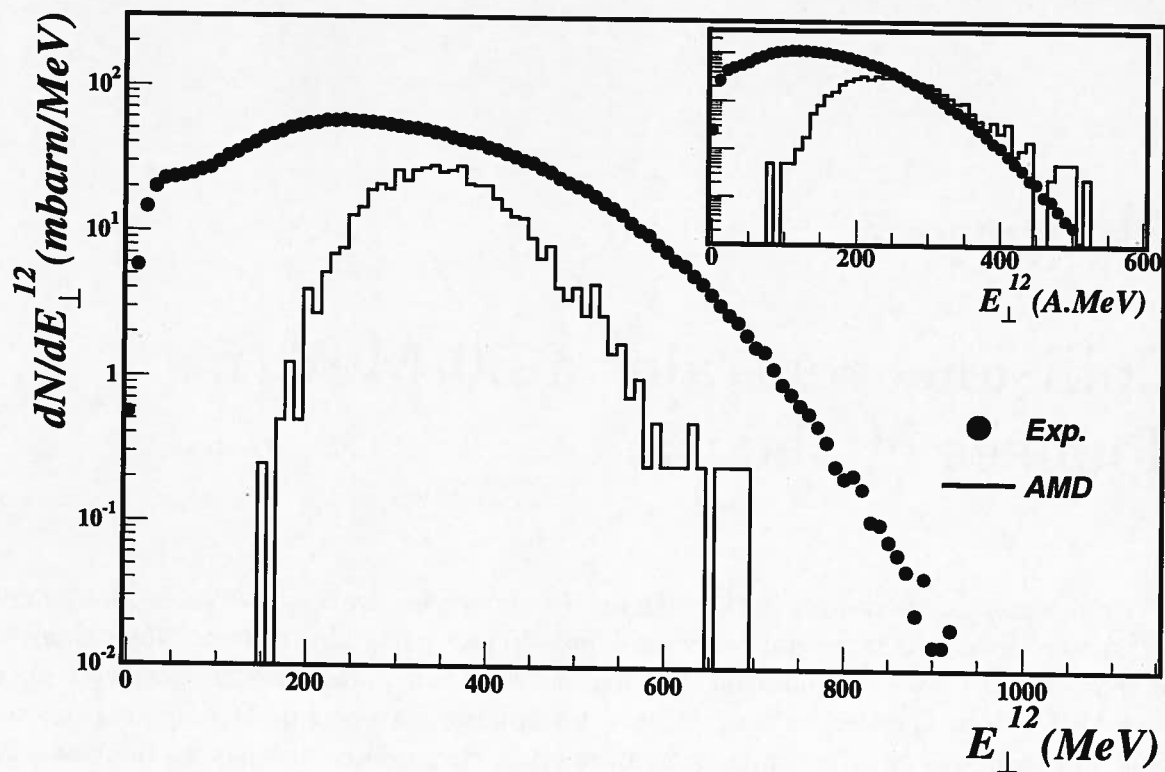


FIG. 7.1 -  $Xe+Sn$ , à  $50 \text{ MeV}/n$ , collisions centrales : Distributions en énergie transverse des particules légères expérimentale (ronds pleins) et simulée avec AMD (histogramme).

L'accord entre les données expérimentales et les calculs est bien meilleur. Nous reviendrons sur ce problème dans la suite de ce chapitre. Les simulations montrent que la distribution en énergie transverse est très large : elle s'étend sur environ 400 MeV. Les fluctuations semblent donc très importantes. Le chapitre suivant nous en apprendra plus, puisque nous y étudierons tous les paramètres d'impact (à  $100 \text{ MeV}/n$  d'énergie incidente). En toute rigueur, afin de comparer le calcul aux données expérimentales, il faudrait appliquer la même coupure sur la variable de sélection pour le calcul et pour les données expérimentales. Le calcul sous-estimant les énergies transverses des particules légères, cette coupure est impraticable. Nous avons décidé de comparer directement les événements calculés (pour des collisions à  $b=0-4 \text{ fm}$ ) avec notre lot de collisions centrales expérimentales, dont la section efficace mesurée correspond à un paramètre d'impact maximal effectif de  $4 \text{ fm}$ , et dont les grandes énergies transverses de particules légères nous indiquent qu'il s'agit des collisions les plus centrales. La validité d'une telle approche dépend de la "qualité" de la corrélation entre l'énergie transverse et le paramètre d'impact. Il faut noter que nous ne tenons pas compte par conséquent des effets d'auto-corrélation qui peuvent exister dans le lot expérimental sélectionné surtout en ce qui concerne les propriétés des particules légères chargées. Cependant la comparaison est valable parce que dans les deux lots, expérimental et simulé, le taux d'informations est équivalent : pour les données on détecte  $79.41$  charges en moyenne, et  $76.86$  dans le calcul.

## 7.1.1 Variables statiques

La taille des produits de réaction permet d'avoir une bonne idée du degré de multifragmentation. La figure 7.2 représente les distributions en charge expérimentale et calculée. Les simulations permettent de très bien reproduire cette distribution. Rappelons tout de

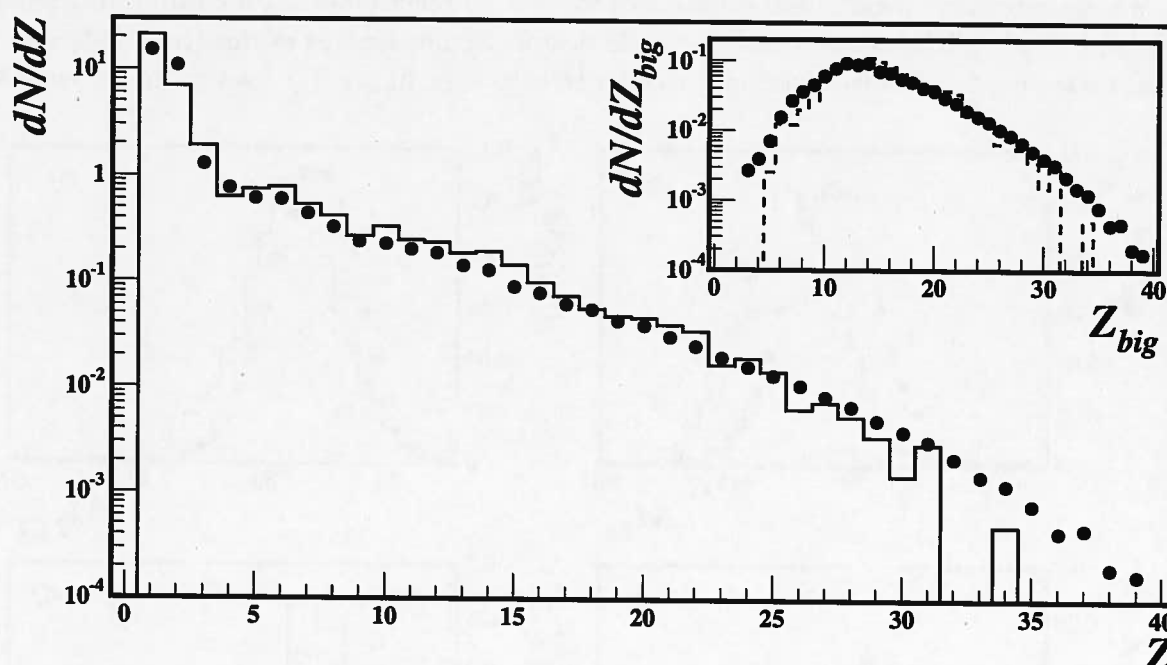


FIG. 7.2 –  $Xe+Sn$ , à  $50 \text{ MeV/n}$ , collisions centrales : Distributions de charge des produits de réaction expérimentale (ronds pleins) et calculée avec AMD (histogramme). La distribution en taille du plus gros fragment est représentée dans l'encart.

même ici que des développements apportés au modèle<sup>1</sup> ont été nécessaires afin de produire de gros fragments dans les collisions étudiées. Des petits problèmes apparaissent pour les deux extrémités de la distribution : la queue de la distribution n'est pas complètement couverte par les calculs. Cet effet est peut-être dû à la faible statistique. Ensuite la répartition des petites charges est mauvaise : les calculs présentent un surplus d'isotopes d'hydrogène et de lithium, alors que le nombre d'héliums est sous-estimé. La coalescence<sup>2</sup> peut être une piste pour comprendre et corriger ces effets. On pourrait également évoquer les problèmes de sélection des données. Mais contrairement à certaines variables dynamiques, les variables statiques sont peu sensibles à une petite variation liée à la sélection. Si par exemple on étend la sélection, la distribution en charge est quasiment identique.

1. Nous avons introduit le rétrécissement des paquets d'onde (section 3.6).

2. Ce processus consiste à regarder à chaque pas en temps (dans notre cas tous les  $.75 \text{ fm/c}$ ) si des nucléons ont une forte probabilité ou non de former un cluster. Dans le cas le plus simple, celui du deuton, pour chaque sous-système avec un proton et un neutron, le processus de coalescence bouge les centroïdes  $Z_a$  et  $Z_b$  vers le même point  $\frac{1}{2}(Z_a + Z_b)$ . Pour les clusters plus lourds, le processus est identique [ONO99b].

La taille du plus gros fragment nous donne également une indication de la dissipation : plus la collision sera dissipative et plus les fragments seront petits. Elle est indiquée dans l'encart de la figure 7.2. Là encore les simulations permettent de bien reproduire les données expérimentales. La répartition des nucléons semble donc globalement correcte pour les collisions les plus centrales.

La distribution en taille des différents produits de réaction étant bien reproduite par le calcul, la multiplicité totale ainsi que celle des particules légères et des fragments doivent être aussi en accord. Les distributions montrées par la figure 7.3 sont globalement assez

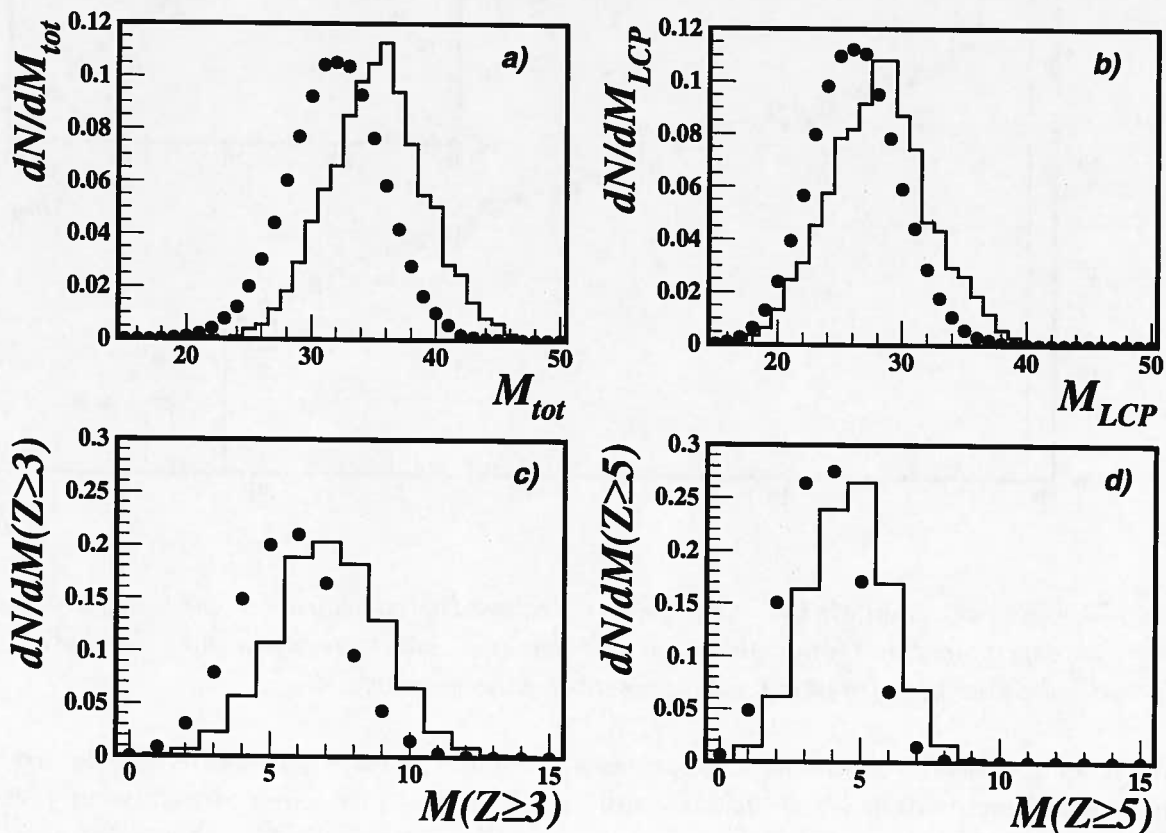


FIG. 7.3 – Xe+Sn, à 50 MeV/n, collisions centrales : Multiplicités des différents produits de réaction expérimentales (ronds pleins) et simulées par AMD (histogramme) : a) toutes les particules chargées, b) les particules légères chargées, c) (d)) les fragments de charge plus grande que 3 (5).

bien reproduites par le calcul AMD, même s'il surestime les multiplicités de fragments et de particules légères. On notera que les largeurs des différentes distributions sont particulièrement bien estimées par le calcul. Le surplus de fragments vient des charges comprises entre 10 et 15 (figure 7.2). Le nombre de particules légères est lui aussi plus grand dans les calculs que dans le lot expérimental.

Sur la figure 7.4 nous avons considéré les particules légères en les distinguant par leur charge mais aussi par leur masse. Pour les isotopes de l'hydrogène (en haut à gauche) et

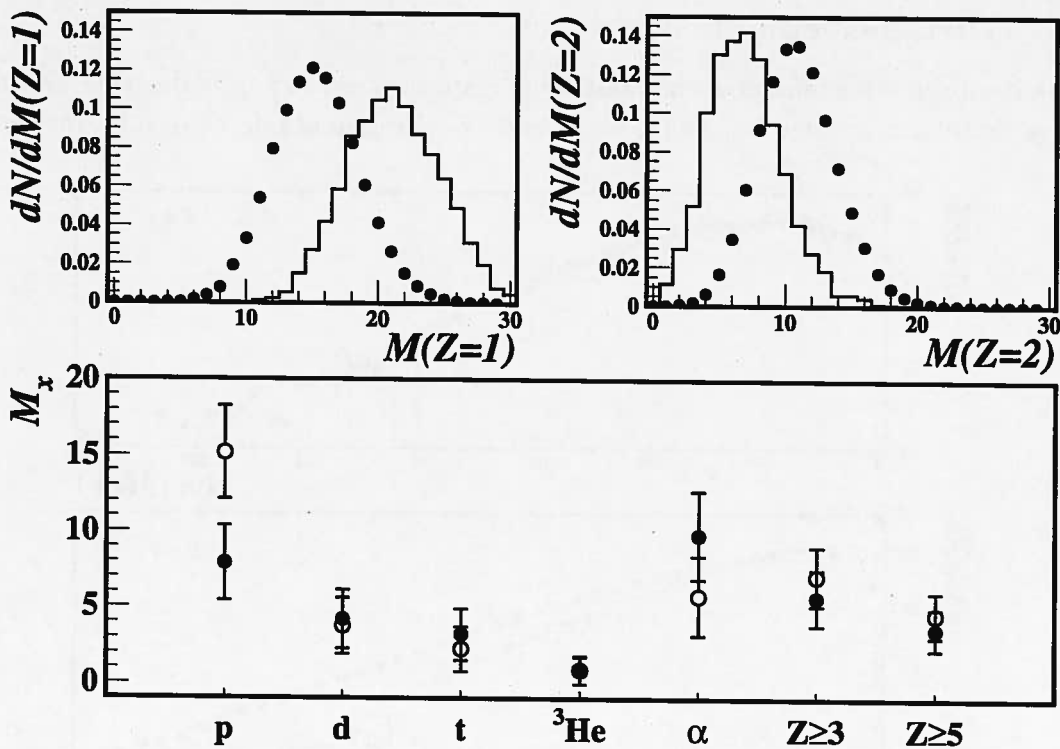


FIG. 7.4 - Xe+Sn, à 50 MeV/n, collisions centrales: Multiplicités des particules légères expérimentales (ronds pleins) et simulées par AMD (histogramme). En haut: distributions pour l'hydrogène et l'hélium. En bas: multiplicités moyennes (et largeur associée) pour différents isotopes ainsi que pour les fragments.

ceux de l'hélium (en haut à droite) le comportement est opposé: pour les premiers le calcul surestime d'un facteur 1.4 les multiplicités, alors que pour les deuxièmes il les sous-estime. La case du bas de la figure 7.4 montre que la différence observée pour l'hydrogène est due à la multiplicité de protons beaucoup trop élevée dans le calcul. En parallèle le nombre de deutons et de tritons est trop faible. Contrairement aux protons le nombre de particules alpha est quant à lui sous-estimé par le calcul. Il semble donc que le nombre de particules libres soit trop important dans les simulations. Comme nous l'avons déjà évoqué l'introduction de la coalescence pourrait peut-être aider à mieux reproduire ces multiplicités. Il faut également garder à l'esprit que les résultats présentés incluent la désexcitation statistique. Un certain nombre de particules, notamment des protons, apparaît alors. Il est possible que cette étape induise des erreurs sur les multiplicités de particules légères. A la fin de ce chapitre nous reviendrons sur les multiplicités expérimentales et calculées de particules évaporées.

Nous venons de voir à travers la distribution en charge et les différentes multiplicités que les propriétés statiques des événements étudiés semblent assez bien reproduites par le calcul AMD. Pour mesurer l'accord entre les calculs et les données expérimentales il faut aller plus loin et regarder les variables reliées à la dynamique de la collision.

## 7.1.2 Variables cinématiques

Une des premières informations dont nous disposons est l'énergie des produits de réaction. La figure 7.5 montre le spectre en énergie des fragments de charge 6 ainsi que celui

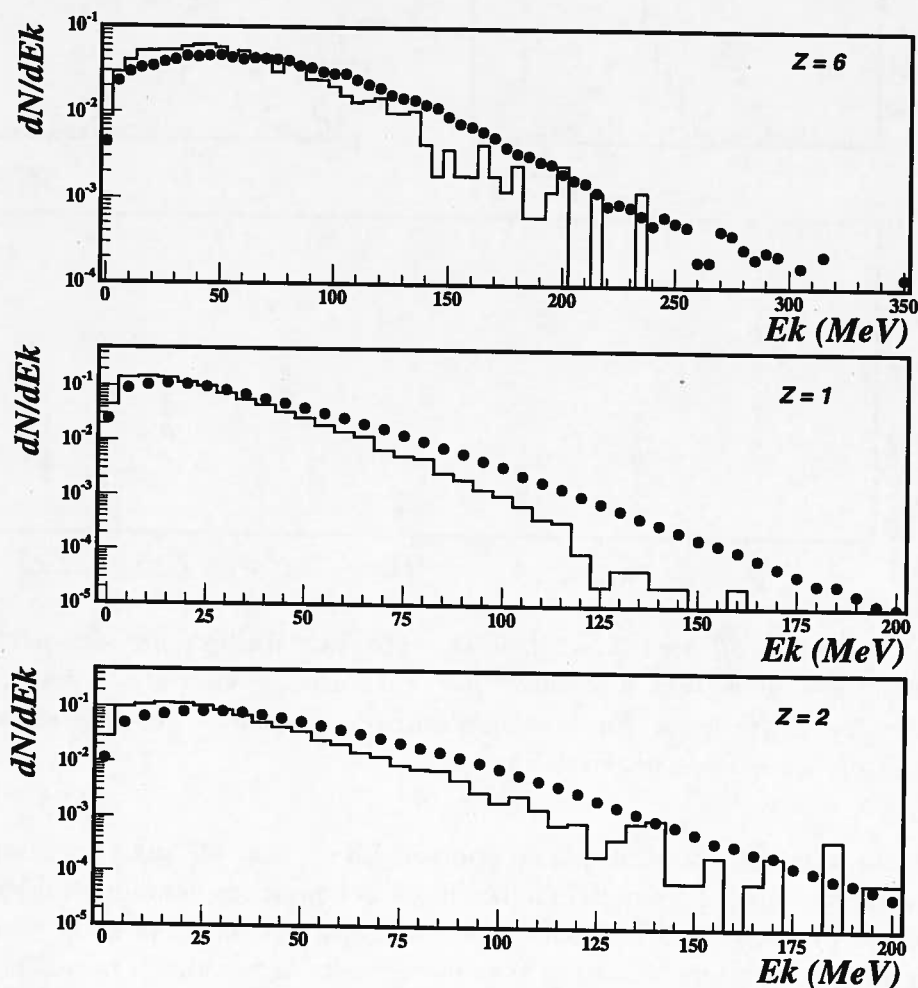


FIG. 7.5 –  $Xe+Sn$ , à 50 MeV/n, collisions centrales : Spectres en énergie des fragments de charge 6 et des particules légères dans le centre de masse expérimentaux (ronds pleins) et simulés par AMD (histogramme).

des particules légères dans le centre de masse de la réaction. Pour les fragments, la forme du spectre semble bien reproduite par les calculs. Il apparaît tout de même que la partie à basse énergie (moins de 50 MeV) est surestimée dans les calculs. Il en découle que la partie à haute énergie du spectre est dépeuplée en comparaison aux données expérimentales.

Pour les particules légères la tendance est la même : le nombre de particules à basse énergie est trop important. Nous n'avons pas reporté ici le spectre en énergie des différents isotopes de l'hydrogène. En fait le spectre des protons est bien reproduit par le calcul<sup>3</sup>. Les

3. La figure 7.14 montre le spectre en énergie des protons expérimental et donné par le calcul AMD.

différences observées sur la figure 7.5 viennent majoritairement des deutons et des tritons.

Le désaccord entre les données et les simulations se répercute sur les premiers moments de la distribution en énergie : on s'attend à ce que la valeur moyenne et la largeur de la distribution données par le calcul soient plus faibles que les valeurs expérimentales. La

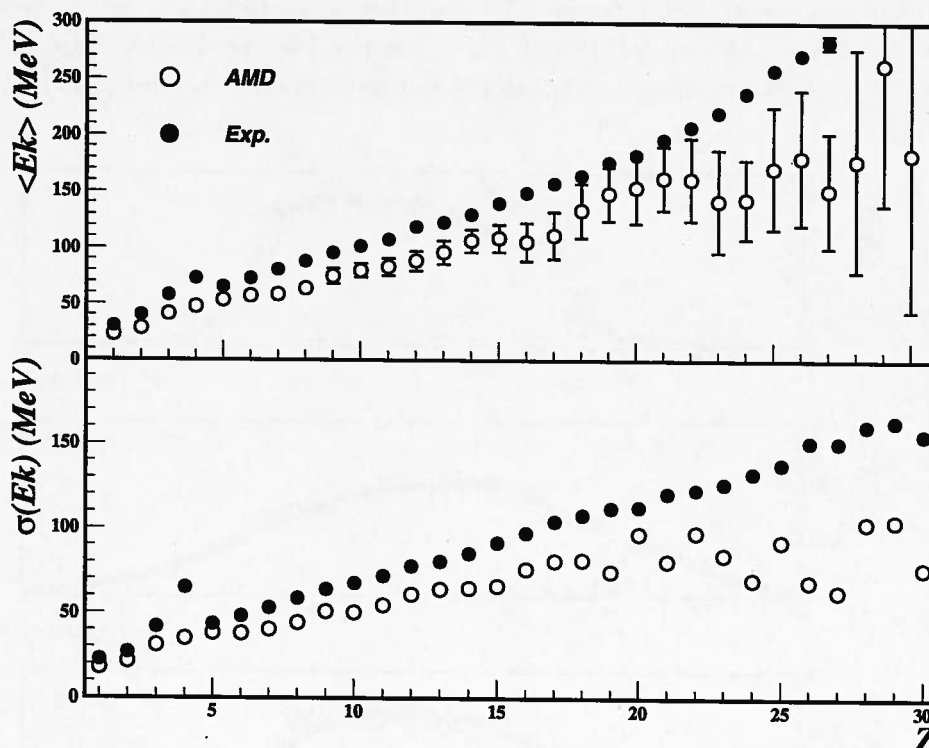


FIG. 7.6 – Xe+Sn, à 50 MeV/n, collisions centrales : Energies cinétiques moyennes, avec l'erreur sur cette valeur, dans le centre de masse en fonction de la charge. Les largeurs de distribution sont également représentées pour chacune des charges. Les données correspondent aux ronds pleins et les calculs AMD aux ronds vides.

figure 7.6 représente la valeur moyenne des énergies cinétiques dans le centre de masse en fonction de la charge ainsi que la largeur associée. La case du haut montre les énergies moyennes, les barres verticales montrent l'erreur estimée de cette moyenne; celle du bas les largeurs des distributions. On observe que la tendance suggérée par la figure 7.5 est vraie non seulement pour les fragments de charge 6 mais aussi sur toute la gamme de charge : les énergies cinétiques moyennes sont trop faibles dans le calcul, et les largeurs de distribution sont également trop petites.

Cette tendance peut provenir d'une mauvaise sélection des données. Les énergies cinétiques sont très sensibles à la sélection : avec des sélections différentes on peut obtenir une diminution de ces valeurs moyennes pour les grandes charges [MAR97, LEN99]. En effet il est très probable que le lot expérimental contienne des collisions moins centrales que  $b = 4$  fm pour lesquelles les énergies cinétiques augmentent plus rapidement avec la charge (les fragments gardent une meilleure mémoire du projectile et de la cible). La deuxième

explication vient du calcul lui même. Nous avons déjà évoqué l'introduction d'un effet de coalescence dans les calculs. Un premier test a montré que les énergies cinétiques moyennes augmentent lorsque la coalescence est introduite dans les simulations. Cet effet demande des développements supplémentaires du calcul, qui sont à l'étude.

Nous avons représenté sur la figure 7.7 la projection de la vitesse selon l'axe du faisceau pour les fragments d'une part (IMF) et les particules légères d'autre part ( $Z=1$  et  $Z=2$ ). Tout d'abord pour les fragments, les calculs donnent deux contributions qui ne sont pas

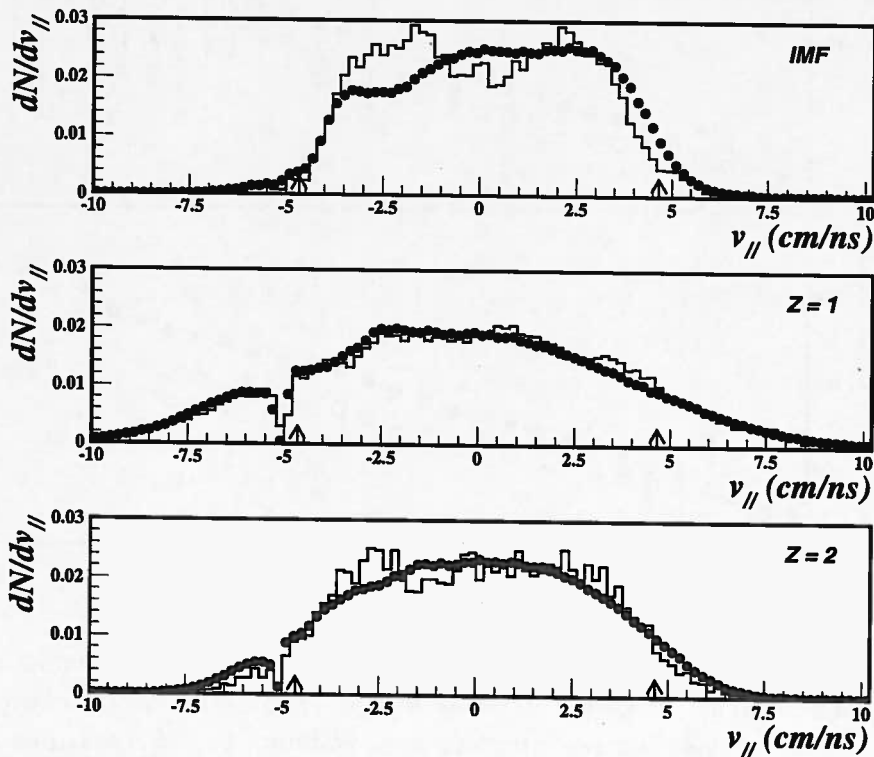


FIG. 7.7 – Xe+Sn, à 50 MeV/n, collisions centrales : Distributions en vitesse parallèle des fragments, et des particules légères dans le centre de masse expérimentales (ronds pleins) et calculées avec AMD (histogramme). Les flèches indiquent la vitesse du projectile et de la cible.

présentes dans les données expérimentales au détriment des fragments produits autour de la mi-rapacité. Toutefois, elles ne sont pas centrées autour de la vitesse du projectile et de la cible, ce qui nous indique qu'un certain degré de dissipation a été atteint lors de la collision. Pour les particules légères, les calculs reproduisent très bien les distributions expérimentales, une fois que nous avons tenu compte des effets de détection (trou de la cible, etc ...). Pour les héliums, il semble que la tendance observée pour les fragments commence à se faire sentir. La composante énergétique des particules légères selon l'axe du faisceau est donc correcte. Les distributions montrées sur la figure 7.7 montrent que la mémoire de la voie d'entrée est trop important en ce qui concerne les fragments.



### 7.1.3 Variables angulaires

La répartition dans l'espace des phases des produits de réaction est également une forte contrainte pour les modèles. De nombreuses études se basent sur la forme des événements pour mesurer le taux d'équilibration dans les réactions. L'angle de flot [CUG83] permet de mesurer s'il existe une direction privilégiée d'émission de matière. La figure 7.8 montre les distributions en angle de flot expérimentale et calculée. Même si la tendance est correcte, on

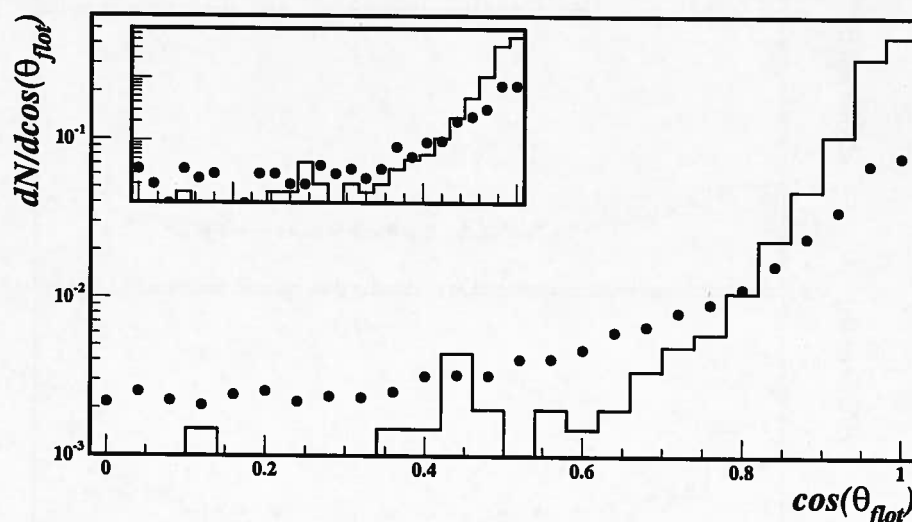


FIG. 7.8 –  $Xe+Sn$ , à  $50 \text{ MeV}/n$ , collisions centrales : Distributions en angle de flot expérimentale (ronds pleins) et simulée (histogramme). Pour les données expérimentales nous avons fait varier le nombre d'événements (voir texte).

observe que la distribution simulée est plus piquée aux petits angles de flot. Dans le même temps la zone des grands angles est déplétée. Les événements sont donc trop "allongés" selon l'axe du faisceau dans les calculs en comparaison aux données expérimentales. L'écoulement de matière vers les angles avant est trop important. Toutefois le lot simulé correspond à une statistique beaucoup plus faible. Afin de s'affranchir de ces problèmes, nous avons dans un second temps utilisé le même nombre d'événements expérimentaux que simulés. Le résultat ainsi obtenu est représenté dans l'encart sur la figure 7.8. On constate alors que les grands angles de flot sont également moins abondants dans les données. Par contre la tendance aux petits angles semble se confirmer. Même en accroissant le lot simulé il semble, au vu de la figure 7.8, que les événements simulés présentent un allongement trop important selon l'axe du faisceau. Des résultats similaires ont été obtenus avec les calculs QMD pour ce même système  $Xe+Sn$  à  $50 \text{ MeV}/n$  d'énergie incidente [NEB99, TIR98].

Pour calculer l'angle de flot, seuls les fragments sont utilisés. La distribution angulaire des fragments dans le centre de masse, reportée sur la figure 7.9, est globalement bien reproduite par les calculs, on peut noter une anisotropie légèrement trop grande. Dans les simulations, comme dans les données, les fragments sont préférentiellement émis à l'avant et à l'arrière dans le centre de masse. Dans le calcul, les fragments semblent avoir trop

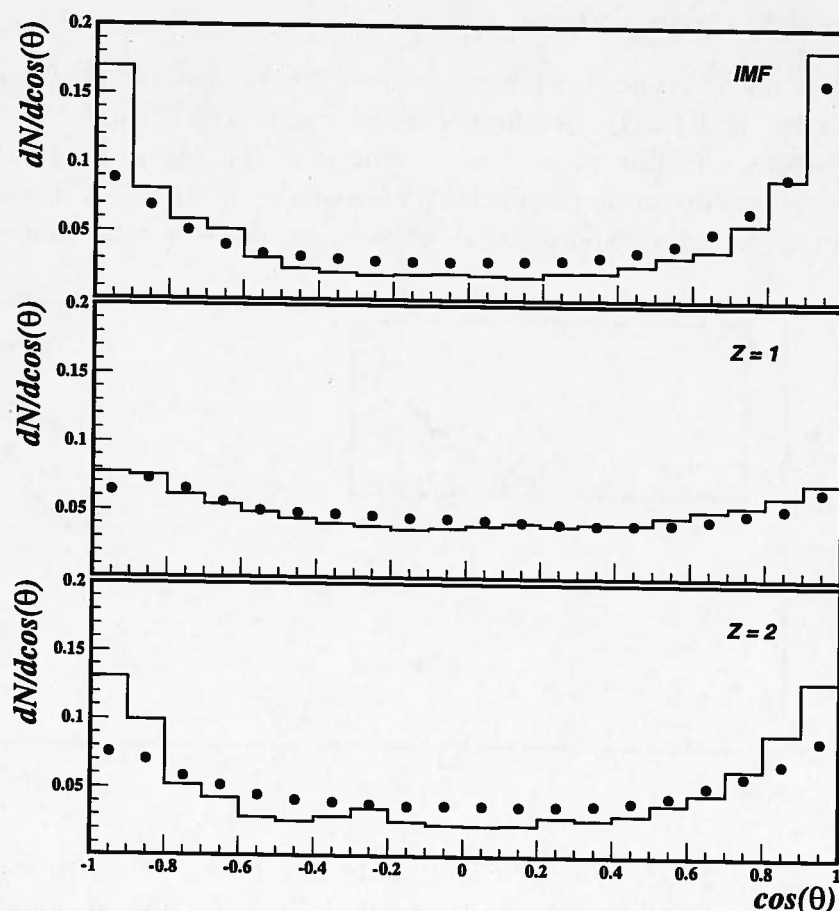


FIG. 7.9 –  $Xe+Sn$ , à  $50 \text{ MeV}/n$ , collisions centrales : Distributions angulaires dans le centre de masse des fragments ( $Z \geq 3$ ) et des particules légères expérimentales (ronds pleins) et simulées (histogramme).

gardé la mémoire de la voie d'entrée. Pour les particules légères la situation est un peu différente. Pour les isotopes de l'hydrogène l'accord entre le calcul et les données est bon. Des désaccords apparaissent pour les particules de charge 2 : comme pour les fragments la distribution est un peu trop piquée aux angles autour de  $0^\circ$  et  $180^\circ$ . On a donc un bon accord global entre les données expérimentales et les calculs, pondéré par une légère surestimation de l'anisotropie par les calculs qui semble augmenter avec la charge des produits de réactions.

L'étude de ces variables angulaires montre clairement que les événements simulés présentent une composante trop grande selon l'axe du faisceau. Ce résultat suggère que l'effet de transparence est trop important dans les calculs. Nous avons par ailleurs observé que la composante transverse est trop faible dans les calculs. L'étude menée au chapitre 3 sur cet effet (section 3.5) avait montré que le mélange entre les nucléons de la cible et du projectile est grand (environ 35% des nucléons du projectile se retrouvent à l'arrière du centre de masse). La comparaison avec les données expérimentales semble indiquer que les valeurs de

mélange trouvées sont trop faibles : expérimentalement on aurait donc moins de 65% des nucléons provenant du projectile qui seraient émis dans l'hémisphère avant. On est donc plus proche d'un mélange complet de nucléons que d'un effet de transparence total.

## 7.2 Les neutrons

Les particules les plus abondantes lors d'une réaction sont les particules légères. INDRA nous donne accès à celles qui sont chargées. L'information sur les neutrons n'est par contre pas disponible. Nous allons voir ce que AMD peut nous apprendre sur les neutrons émis au cours de la multifragmentation. Les résultats montrés dans cette section ne tiennent évidemment pas compte du dispositif expérimental.

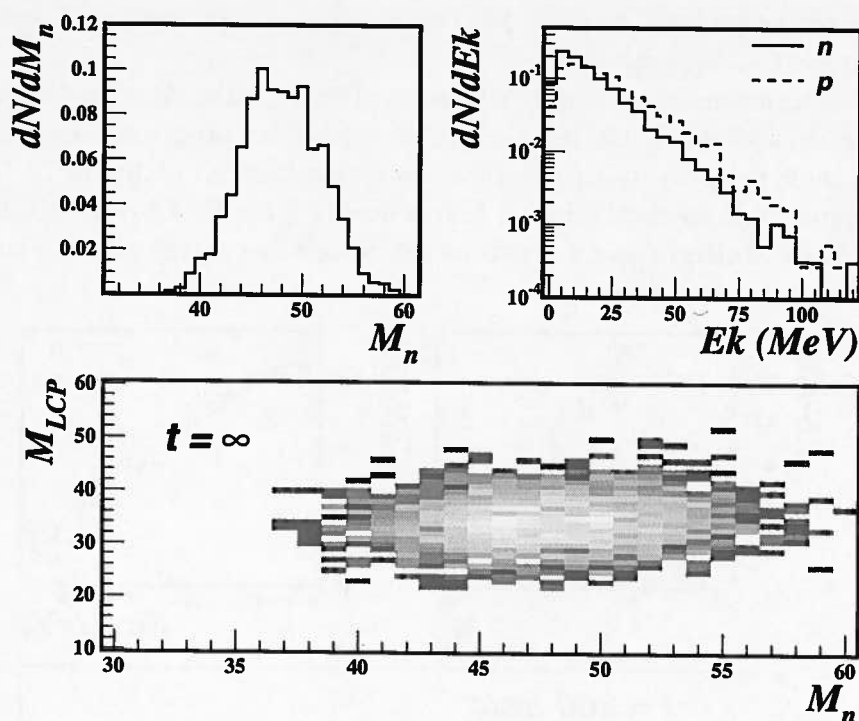


FIG. 7.10 - Xe+Sn, à 50 MeV/n, calculs AMD avec  $b < 4$  fm : Propriétés des neutrons à un temps "infini" : multiplicité de neutrons, spectres en énergie des neutrons (trait plein) et des protons (trait discontinu), corrélation entre la multiplicité de particules légères neutres et chargées.

L'information accessible lors d'une expérience correspond au temps "infini" (c'est-à-dire grand devant le temps de réaction). Nous avons reporté sur la figure 7.10, pour un temps "infini", la multiplicité de neutrons, le spectre en énergie des neutrons, ainsi que la corrélation entre la multiplicité des neutrons et celle des particules légères chargées. La distribution en multiplicité montre que le nombre de neutrons est très important : en moyenne la multiplicité de neutrons est d'environ 50. Les neutrons emportent donc le

cinquième de la masse du système. De plus la largeur de la distribution est très grande, on couvre les multiplicités entre 40 et 60 neutrons. Le nombre de neutrons dans le système étant constant tout au long de la réaction, ces grandes fluctuations sur le nombre de neutrons correspondent à de grandes variations sur la richesse en neutrons des fragments et des particules légères chargées.

Dans des analyses expérimentales, lorsqu'il est nécessaire d'estimer l'énergie des neutrons on la suppose égale à celle des protons, à la répulsion coulombienne près. Pour vérifier si une telle hypothèse est correcte nous avons superposé au spectre en énergie des neutrons (trait plein) celui des protons (trait discontinu). On constate que la forme des deux distributions est identique, les protons étant décalés vers les plus hautes énergies. Le décalage semble être plus important pour les particules à haute énergie : les particules émises dans les premiers temps de la réaction subissent une plus grande répulsion coulombienne que les autres. Le terme prenant en compte l'énergie coulombienne ne doit donc pas être pris constant pour toutes les particules.

De nombreuses études cherchent à déterminer l'énergie d'excitation du système [DAG01, LEN99], (voir aussi chap. 6). On est alors intéressé par les propriétés du système non à des temps infinis, mais à des temps caractéristiques de la réaction. La figure 7.11 est identique à la figure 7.10, mais elle correspond à un temps de 300 fm/c, avant désexcitation statistique. La distribution de multiplicité de neutrons est cette fois centrée sur 25 environ : la moitié

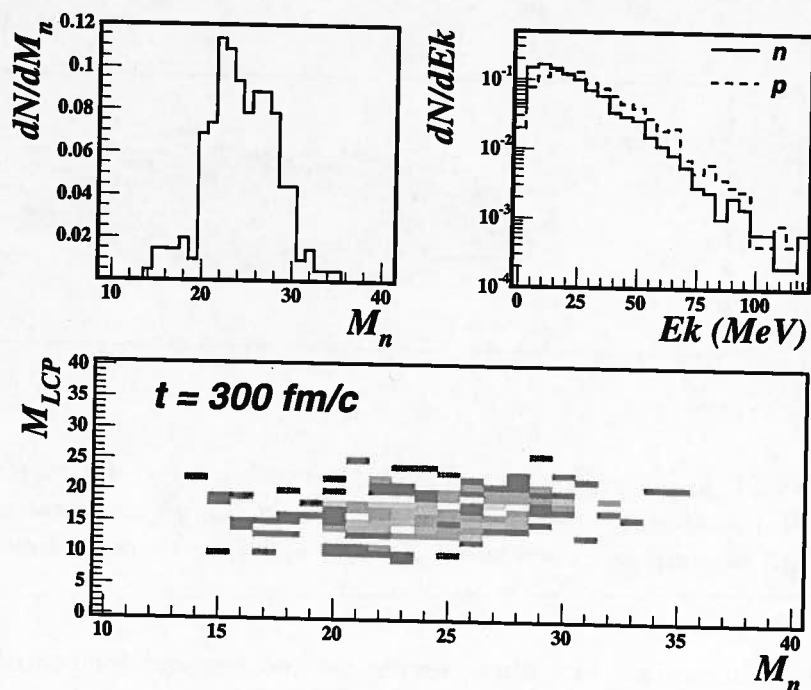


FIG. 7.11 -  $Xe+Sn$ , à 50 MeV/n, calculs AMD avec  $b < 4$  fm : Propriétés des neutrons à  $t = 300$  fm/c. La représentation est identique à la figure 7.10

des neutrons est donc émise par évaporation. Les énergies des neutrons présentent le même

comportement que celles des protons. Comme pour la figure 7.10, on observe un décalage entre les deux distributions. Enfin la corrélation entre la multiplicité de particules légères neutres et chargées, représentée sur la case du bas de la figure 7.11, montre que pour une multiplicité de particules chargées donnée le nombre de neutrons présente une grande plage de variation. Par exemple pour environ 15 particules chargées, on peut avoir entre 15 et 30 neutrons. En d'autres termes *les fluctuations induites par le fait de ne pas mesurer les neutrons sont très importantes.*

Nous allons maintenant étudier d'autres aspects de la collision, à 300 fm/c, en nous intéressant aux caractéristiques des fragments.

## 7.3 Retour sur les énergies d'excitation

### 7.3.1 Les fragments primaires

Lors du chapitre précédent (chap. 6) nous avons fait une étude expérimentale afin de déterminer les caractéristiques des fragments primaires. La figure 7.12 montre le rapport  $N/Z$  des fragments donnés par AMD en fonction de leur charge, à 300 fm/c. La corrélation

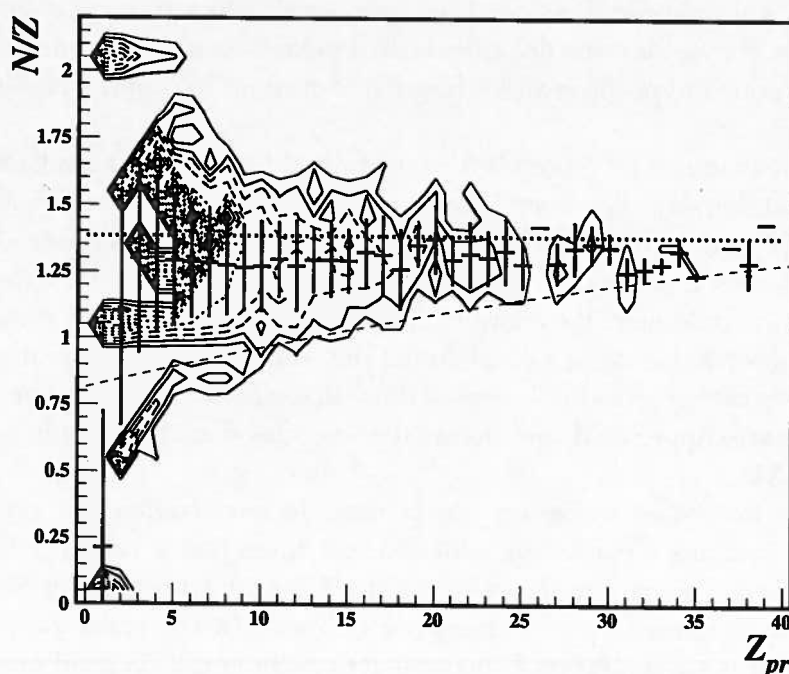


FIG. 7.12 -  $Xe+Sn$ , à 50 MeV/n, calculs AMD avec  $b < 4$  fm : Distribution du rapport  $N/Z$  des produits de réaction en fonction de leur charge (avant désexcitation statistique). La valeur moyenne et la largeur associée sont également représentées (trait plein fort). Les lignes en trait discontinu et en trait pointillé sont expliquées dans le texte.

montre que pour un fragment de charge donnée on peut avoir de grandes variations du

nombre de neutrons principalement pour les fragments les plus légers ( $Z < 15$ ). Pour les plus légers, il est à noter qu'on peut atteindre de grandes valeurs du rapport  $N/Z$  en comparaison aux autres fragments. Ce résultat va dans le même sens que de récentes analyses qui montrent que les fragments plus légers, qui constitueraient la phase gazeuse, sont plus riches en neutrons [MAR00, XU00].

Néanmoins la valeur moyenne, qui est représentée par le trait plein fort montre des valeurs de  $N/Z$  autour de 1.25 indépendamment de la charge (si on exclut les  $Z=1$  et 2 qui donnent des valeurs triviales). Pour déterminer les caractéristiques des fragments primaires expérimentalement nous avons fait deux hypothèses de masse : la première était celle de fragments stables, la deuxième supposait que le rapport  $N/Z$  des fragments est celui du système initial. Si on s'intéresse à la première nous avons représenté en trait discontinu les valeurs correspondant à la vallée de stabilité (valable à partir de l'oxygène). On constate sur cette figure que dans tous les cas, où la formule utilisée est correcte, les fragments sont en moyenne plus riches en neutrons. L'autre hypothèse de masse (conservation du  $N/Z$  du système initial) correspond au trait pointillé sur la figure 7.12. On constate ici que cette valeur surestime légèrement la valeur moyenne donnée par le calcul. Il ressort donc que les deux hypothèses faites constituent des bornes inférieures et supérieures. Il faudrait en réalité non seulement considérer une dépendance en charge du rapport  $N/Z$ , mais aussi une certaine largeur de distribution. L'analyse serait alors plus ou moins dépendante des modèles utilisés. Rappelons que des calculs de désexcitation statistique nous avaient indiqué une préférence pour l'hypothèse où les fragments gardent le rapport  $N/Z$  du système initial.

La figure 7.13 montre les énergies d'excitation obtenues d'une part par le calcul d'autre part expérimentalement. Les corrélations entre l'énergie d'excitation thermique par nucléon et la charge des produits primaires, représentées sur les cases du haut, semblent indiquer que la tendance donnée par le calcul est inverse de celle extraite des données : alors qu'expérimentalement les énergies d'excitation (par nucléon) diminuent légèrement avec la charge des fragments, le calcul donne une énergie d'excitation d'autant plus grande que le fragments est gros. Rappelons que dans le chapitre 6, nous avons eu ce même effet avec le calcul statistique SMM, qui donne des énergies d'excitation qui augmentent avec la charge (fig. 6.13).

Les valeurs moyennes, indiquées sur la case du bas, confirment cette tendance. Il en résulte que les énergies d'excitation sont sous-estimées par le calcul pour les fragments en deçà des charges 15, alors que les valeurs simulées sont trop grandes au-delà. La prise en compte d'une dépendance avec la charge de la masse (à travers le rapport  $N/Z$ ) pourrait peut-être inverser cette tendance. Dans tous les cas, la figure 7.12 indique que les fragments sont trop riches en neutrons par rapport aux calculs. Si on suppose un rapport  $N/Z$  de 1.25 (suggéré par le calcul), les énergies d'excitation seront plus faibles. L'écart pour les gros fragments sera plus important.

Si on fait la moyenne sur toute la gamme en charge on trouve une énergie d'excitation moyenne calculée de 3.53 MeV/n, à comparer à une valeur proche de 3 MeV/n pour les données expérimentales. Il semble donc que les énergies d'excitation des fragments soient trop élevées dans le calcul. Notons tout de même que les énergies d'excitation ne sont pas

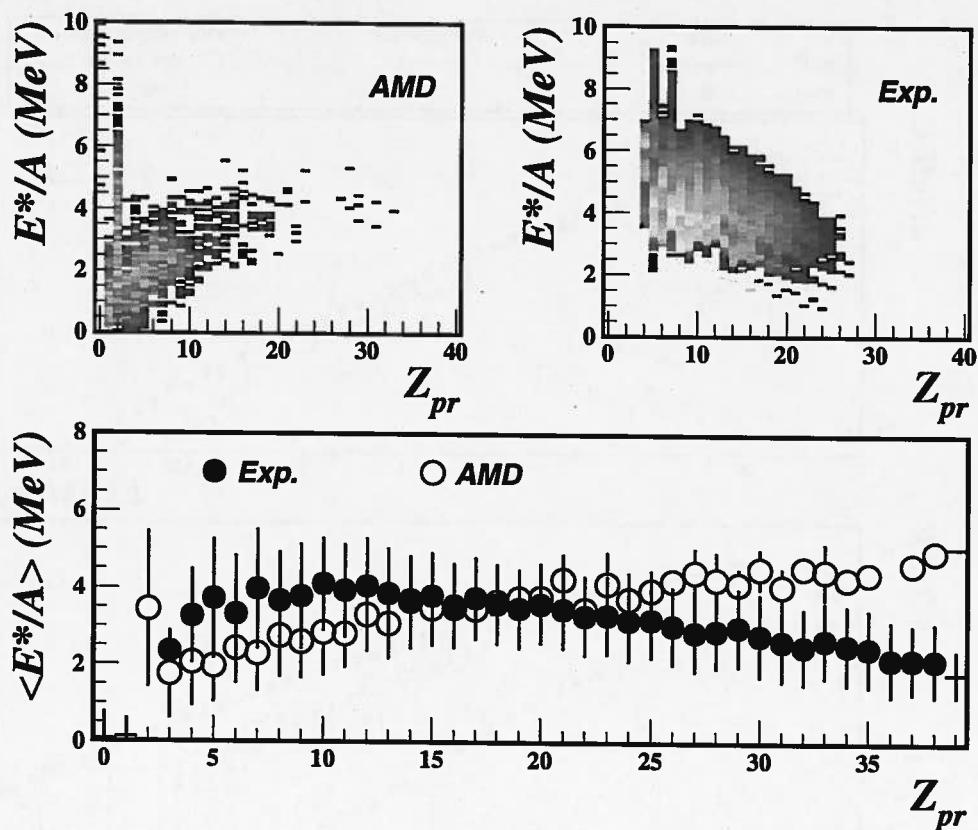


FIG. 7.13 –  $Xe+Sn$ , à  $50 \text{ MeV/n}$ , collisions centrales : Energies d'excitation des fragments primaires en fonction de leur charge : comparaison des valeurs expérimentales et des résultats du calcul AMD. Les énergies sont exprimées en  $\text{MeV/n}$ .

directement accessibles ni dans les données expérimentales ni dans le modèle. Dans le cadre du calcul elles sont déterminées à partir de l'énergie interne des fragments à laquelle on soustrait l'énergie de liaison. Les noyaux ayant un spin non nul, on retranche également une énergie de rotation, déterminée en supposant des noyaux sphériques. Les différences observées se répercutent sur les différentes contributions de particules légères comme nous allons le montrer dans la section suivante.

### 7.3.2 Les particules légères

Nous allons nous intéresser ici aux particules légères, non pas à  $t=300 \text{ fm/c}$ , mais à un temps "infini". Les résultats prennent donc en compte la désexcitation statistique ainsi que le dispositif expérimental (filtre).

La figure 7.14 montre les spectres en énergie des protons d'une part et des particules alpha d'autre part. Pour les premiers on observe que le spectre total expérimental est bien reproduit par le calcul. Par contre on constate que la composante évaporative (triangles pleins et trait discontinu) est surestimée dans le calcul. Ce résultat confirme ce que nous



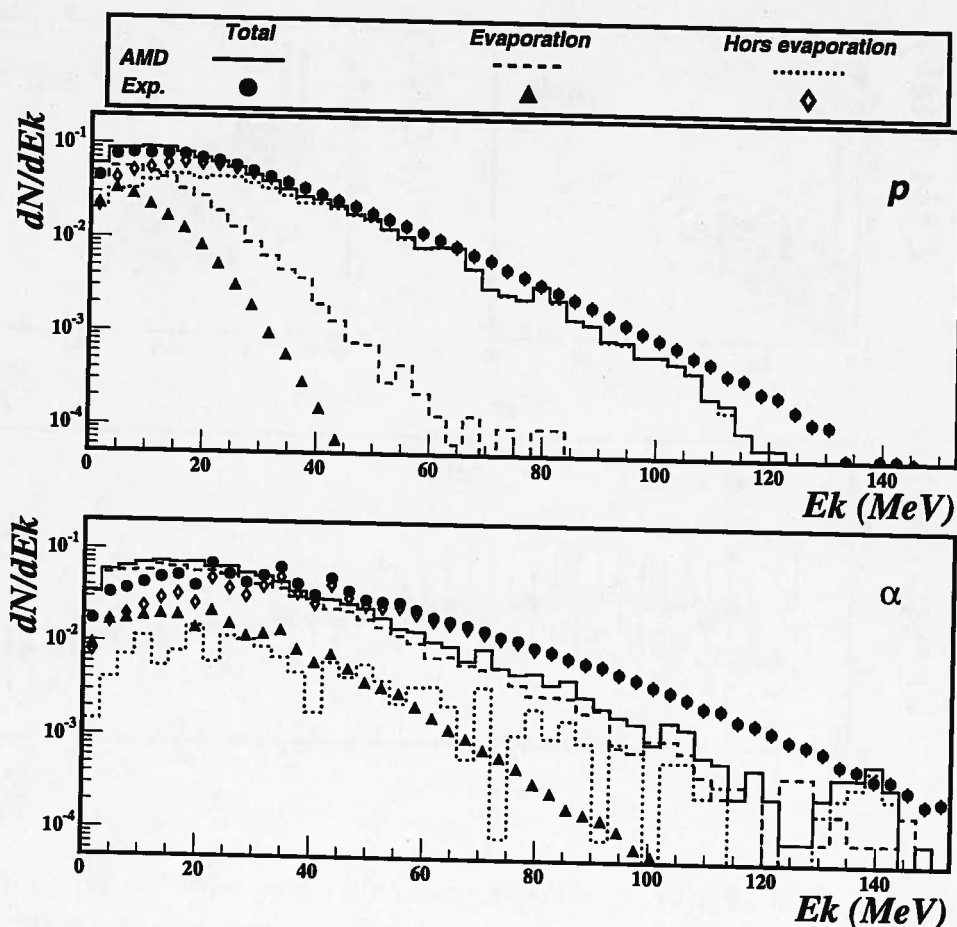


FIG. 7.14 -  $Xe+Sn$ , à 50 MeV/n, collisions centrales : Spectres en énergie cinétique des protons (en haut) et des particules alpha (en bas) dans le centre de masse. Au spectre total, expérimental et calculé, se superposent les contributions évaporative et non évaporative (voir figure).

avons déduit de la figure 7.13 : les énergies d'excitation semblent trop grandes dans le calcul. Dans le même temps la multiplicité totale de protons simulée est beaucoup trop importante. Une diminution de la partie évaporative irait dans le bon sens. Même si le nombre de protons évaporés est trop important, le comportement semble correct : les protons évaporés sont caractérisés par de plus faibles énergies cinétiques que les autres. Les calculs permettent tout de même de comprendre la plus grande partie de l'émission de protons, celle qui se produit hors évaporation. Pour les particules alpha, la situation n'est pas très différente : le spectre total est relativement bien reproduit par les calculs, mais la composante évaporative est beaucoup trop importante. Le spectre des particules alpha évaporées est reproduit par la composante hors évaporation calculée, et non par celle qui correspond à l'évaporation. Nous avons vu avec la figure 7.4 que la multiplicité totale de particules alpha est sous-estimée par le calcul. Il semble en fait que l'introduction du rétrécissement des paquets d'onde dans AMD (section 3.6) diminue de manière drastique



le nombre de particules alpha émises avant 300 fm/c.

De manière plus quantitative la figure 7.15 montre que pour les différentes particules l'évaporation est trop importante. Les divergences entre le calcul et les données expérimentales

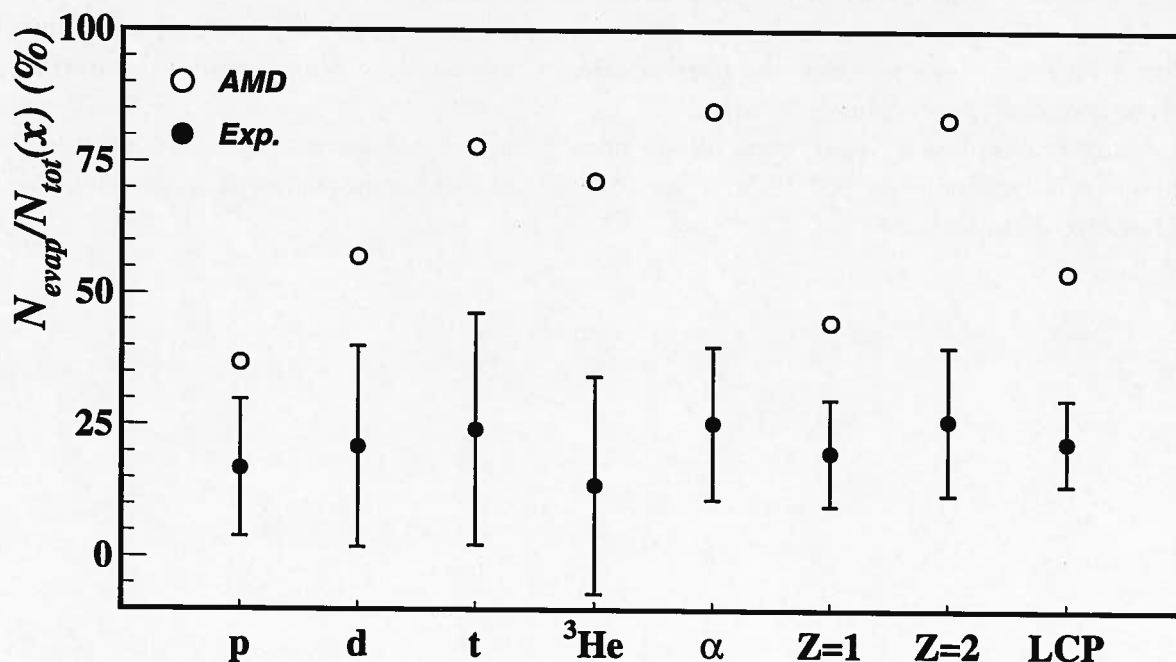


FIG. 7.15 – Proportions moyennes expérimentales (ronds plein) et calculées (ronds vides) de particules légères évaporées.

tales peuvent être très grandes. Par exemple la proportion de particules alpha évaporées est environ trois fois trop élevée dans les simulations. Les très grands pourcentages d'évaporation pour les particules composites donnés par le calcul suggèrent qu'il y a un gros manque de formation de petits clusters dans le code. Ce nouveau résultat va à nouveau dans le sens de la nécessité d'introduire un processus de coalescence dans les calculs.

L'étude de ces quantités reliées aux énergies d'excitation des fragments est une contrainte sur le modèle que nous n'avons pas exploitée jusqu'ici. Des développements de ces comparaisons semblent nécessaires afin de voir quelles contraintes on peut apporter sur le modèle et/ou sur la méthode expérimentale.

Les comparaisons que nous avons faites dans ce chapitre sont très prometteuses. Les caractéristiques globales des événements sont bien reproduites. L'accord entre les données expérimentales et les calculs est relativement bon pour un certain nombre d'observables. Pour arriver à ce résultat, l'introduction du rétrécissement des paquets d'onde dans le modèle a été nécessaire (chap. 3). Les comparaisons faites dans ce chapitre ont permis de mettre en évidence qu'une trop grande mémoire de la voie d'entrée est gardée dans les

calculs. L'examen des propriétés liées au degré d'excitation des produits de la réaction a montré qu'une minorité de particules composites sont produites par le code (avant désexcitation). Ce résultat, qui se répercute sur les multiplicités totales, semble indiquer que l'introduction d'un processus de coalescence est nécessaire.

Les calculs dynamiques ont le gros désavantage de pouvoir fournir une immense quantité d'informations. Nous n'avons pas tout étudié ici, une analyse plus approfondie permettra de contraindre encore plus le modèle.

Dans le chapitre suivant nous allons nous focaliser sur les résultats des calculs pour une énergie incidente de 100 MeV/n, et nous allons étudier notamment la dépendance en paramètre d'impact.

## Chapitre 8

# Xe+Sn à 100 MeV/n : toutes les collisions

Dans ce chapitre nous n'allons plus seulement nous intéresser aux collisions centrales, mais nous allons explorer les différentes violences de collision. Pour différentes centralités, nous allons confronter le calcul AMD aux données expérimentales. L'idée étant de voir si un même modèle peut donner une bonne image de la collision pour différents paramètres d'impact, et pas seulement pour les collisions les plus centrales. Nous pourrions alors vérifier (ou non) que le mécanisme induit lors d'une collision ne change pas fondamentalement, et brusquement, lorsque le paramètre d'impact varie.

Dans un premier temps nous nous sommes intéressés à la dépendance de certaines observables avec le paramètre d'impact donnée par le calcul. En effet un des problèmes majeurs qui se posent aux expérimentateurs est de différencier les collisions selon leur centralité. Nous allons d'abord étudier dans ce chapitre ce que nous pouvons apprendre sur ce point des calculs dynamiques AMD. Nous comparerons ensuite les caractéristiques des événements expérimentaux aux résultats du calcul pour toute la section efficace de réaction. Enfin nous étudierons plus en détails trois grandes classes de centralité.

Les données étudiées dans ce chapitre concernent le système **Xe+Sn à 100 MeV/n d'énergie incidente**. Les calculs ont été menés avec la version standard d'AMD [ONO92, ONO99a]. Les développements du modèle appliqués à 50 MeV/n d'énergie incidente n'ont pas été utilisés ici (rétrécissement des paquets d'onde, chap. 3).

### 8.1 AMD : dépendance en paramètre d'impact

L'énergie dissipée lors d'une collision entre ions lourds varie avec le paramètre d'impact. La corrélation entre la charge et la vitesse parallèle des produits de réaction donne une image qualitative de la dissipation induite. La figure 8.1 montre cette corrélation pour les calculs AMD avec des paramètres d'impact compris entre 0 et 10 fm, tirés selon une distribution triangulaire. Les simulations tiennent compte de la désexcitation secondaire des noyaux produits dans les collisions. Les effets du dispositif expérimental ne sont pas

considérés ici. Si on s'intéresse à tous les paramètres d'impact (case en haut à gauche), on observe tout d'abord une accumulation de petits fragments produits autour de la vitesse du projectile et de la cible. Deux "branches", autour de ces mêmes vitesses apparaissent également. Enfin la zone des vitesses intermédiaires est largement couverte par des fragments de charges inférieures à 10. Cette carte correspond à la superposition des réactions ayant tous les paramètres d'impact. Nous les avons grossièrement séparées en faisant des coupures en centralité.

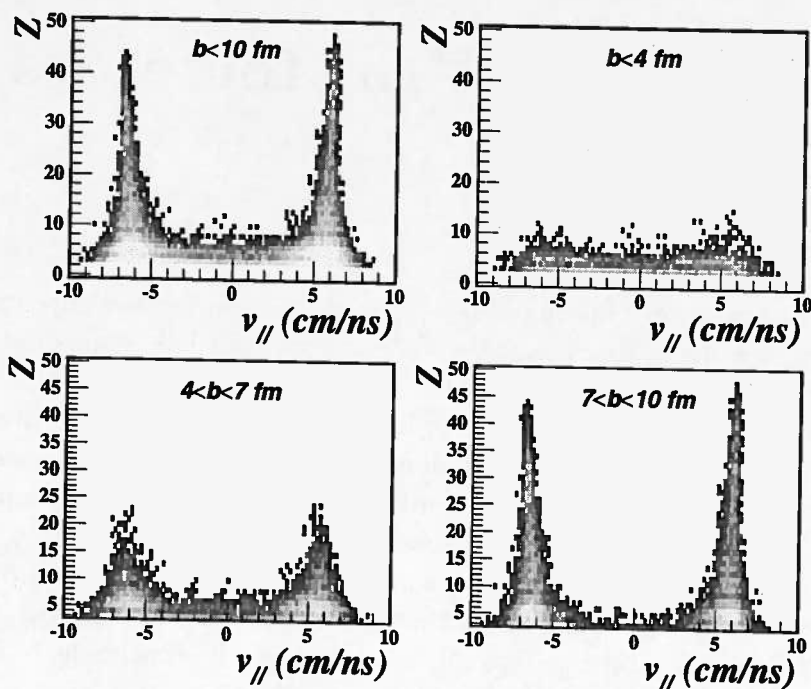


FIG. 8.1 –  $Xe+Sn$  à 100 MeV/n d'énergie incidente avec AMD : Corrélation entre la charge et la vitesse parallèle des fragments simulée pour des paramètres d'impact compris entre 0 et 10 fm.

Pour les collisions les plus centrales, entre 0 et 4 fm de paramètre d'impact, la majorité des fragments ont une charge inférieure à 10. Presque toute la gamme en vitesse parallèle est uniformément recouverte. Une légère accumulation semble toutefois se former autour de la vitesse du projectile et de la cible, et dans ces régions les fragments semblent être un petit peu plus lourds en moyenne. Quand on va vers les collisions plus périphériques, paramètre d'impact compris entre 4 et 7 fm, les fragments produits sont plus gros et sont clairement émis préférentiellement avec des vitesses proches de celles du projectile et de la cible. En même temps on observe une production de fragments aux vitesses intermédiaires, tout à fait semblable à celle observée pour les collisions avec  $b < 4$  fm. La section efficace est dominée par les collisions les plus périphériques ( $7 < b < 10$  fm) illustrées sur la case en bas à droite de la figure 8.1. Le volume de recouvrement géométrique entre le projectile et la cible devient faible (moins de 20% pour  $b > 7$  fm). Les deux branches observées correspondent alors aux rémanents de la cible et du projectile, qui sont produits chauds (leur énergie d'excitation

par nucléon est de 2 MeV en moyenne). Leur désexcitation conduit à la formation de petits fragments toujours autour de la vitesse du projectile et de la cible. Pour ces collisions périphériques, la production de fragments aux vitesses intermédiaires est quasi-nulle et limitée aux clusters les plus légers.

Nous allons maintenant étudier la corrélation entre le paramètre d'impact et différentes observables couramment utilisées comme sélecteurs de centralité expérimentaux. La figure 8.2 montre le résultat obtenu pour : l'énergie transverse des particules légères chargées, la multiplicité totale, la multiplicité de particules chargées et la taille du plus gros fragment. Si on s'intéresse tout d'abord à la variable que nous avons utilisée dans ce mémoire,

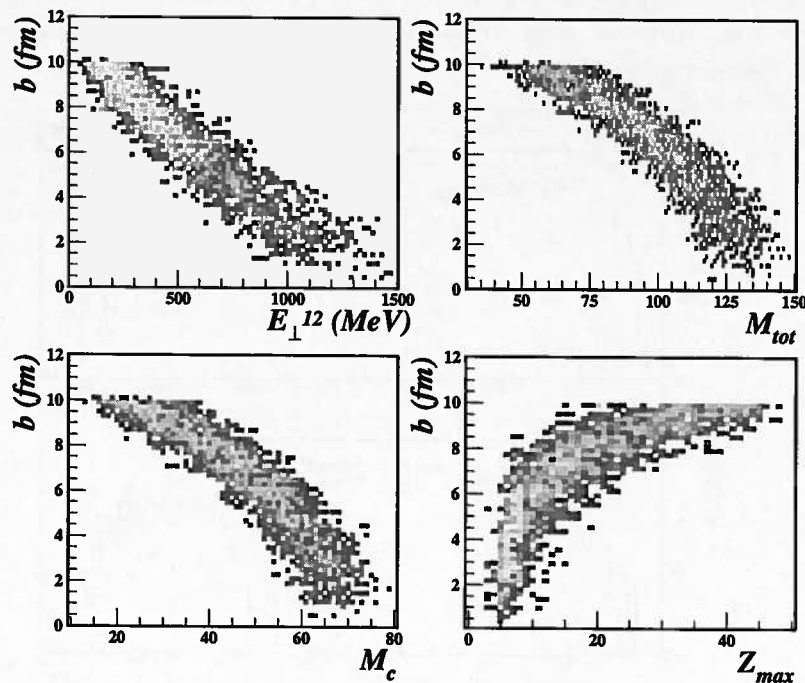


FIG. 8.2 - Xe+Sn à 100 MeV/n d'énergie incidente : Corrélation entre le paramètre d'impact et différentes observables données par le calcul. Le paramètre d'impact varie entre 0 et 10 fm.

l'énergie transverse des particules légères, on observe une forte dépendance avec le paramètre d'impact. Les petites valeurs d'énergie transverse sont atteintes pour les grands paramètres d'impact, alors que les grandes valeurs correspondent aux collisions les plus centrales. La forte corrélation entre le paramètre d'impact et cette observable est pondérée par une grande largeur de la distribution. Pour un paramètre d'impact donné, on couvre une gamme assez large en énergie transverse.

Le comportement de la multiplicité totale et celui de la multiplicité de particules chargées semblent identiques. Si on considère les particules chargées, on observe là encore une grande dépendance avec le paramètre d'impact, qui s'atténue pour les collisions les plus centrales. Pour les plus périphériques, pour un même paramètre d'impact on peut atteindre

une grande gamme de multiplicités; alors que pour les collisions les plus centrales la multiplicité est quasi-indépendante du paramètre d'impact. Une coupure en multiplicité ne permettra pas de distinguer les événements pour des paramètres d'impact plus petits que 4-5 fm.

Comme nous l'avons vu sur la figure 8.1, plus la collision est violente plus les produits de réaction sont petits. La taille du plus gros fragment doit donc donner une indication de la centralité de la collision. La figure 8.2 montre qu'en réalité la corrélation n'est pas très forte. Pour les paramètres d'impact inférieurs à 6 fm, il semble que la taille du plus gros fragment ne varie plus beaucoup avec  $b$ . Par contre pour les collisions périphériques un même paramètre d'impact correspond à une grande gamme de taille du plus gros fragment. Il semble donc difficile, à partir de coupures sur la taille du plus gros fragment de sélectionner les événements en centralité.

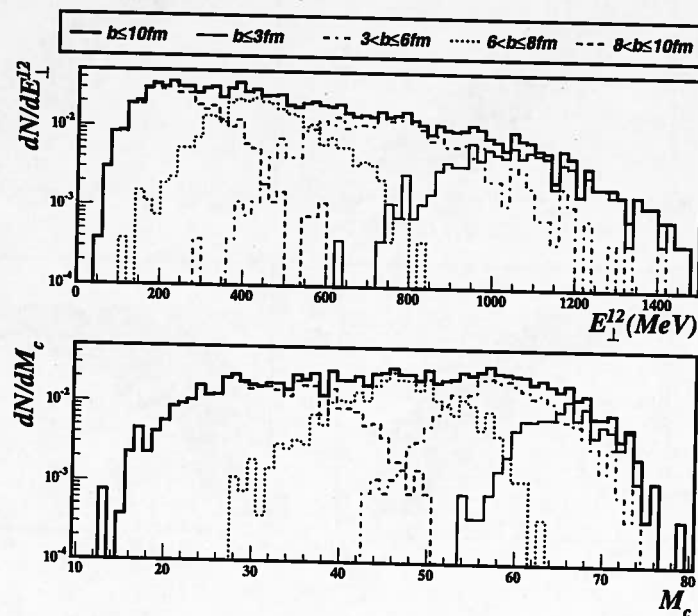


FIG. 8.3 - Xe+Sn à 100 MeV/n avec AMD: distributions simulées de l'énergie transverse des particules légères et des multiplicités de particules chargées pour différentes tranches en paramètre d'impact (voir figure).

La figure 8.2 a permis de constater que les largeurs de distributions sont assez importantes. Afin de mieux en rendre compte nous avons déterminé les distributions en énergie transverse des particules légères et en multiplicité de particules chargées pour différentes tranches de paramètre d'impact. Les résultats sont montrés sur la figure 8.3. Les distributions en énergie transverse confirment bien le fait que pour une tranche en paramètre d'impact de grandes fluctuations peuvent apparaître. Notons qu'elles semblent plus importantes pour les collisions les plus centrales (trait plein fin), où les fluctuations inhérentes aux collisions sont les plus importantes. Expérimentalement nous avons uniquement accès à la distribution totale (trait plein épais). Une coupure aux hautes énergies, pour les collisions les plus centrales, semble donner un faible mélange de centralités. Par contre si on

veut sélectionner les collisions pour des paramètres d'impact plus grands, le recouvrement des différentes classes est important. L'énergie transverse semble donc mieux adaptée pour sélectionner les collisions centrales que les collisions plus périphériques. La multiplicité de particules chargées (case du bas de la figure 8.3) indique un autre comportement. Les distributions s'élargissent avec le paramètre d'impact. Cette observable semble mieux adaptée pour discriminer les événements périphériques, où le recouvrement est plus petit.

Lorsqu'on veut faire une sélection d'événements, le choix de l'observable utilisée influence donc le mélange de paramètres d'impact. Dans tous les cas on ne pourra pas avoir une sélection parfaite. Même si une sélection est possible, elle ne permettra pas de trancher finement dans la distribution en paramètre d'impact. Les résultats seront plus ou moins moyennés sur une gamme de centralité.

Sur la figure 8.4 nous avons représenté l'évolution moyenne des observables précédentes ainsi que celle de la multiplicité de particules légères et de fragments, et celle de l'angle de flot<sup>1</sup> avec le paramètre d'impact. Si on s'intéresse tout d'abord aux multiplicités (co-

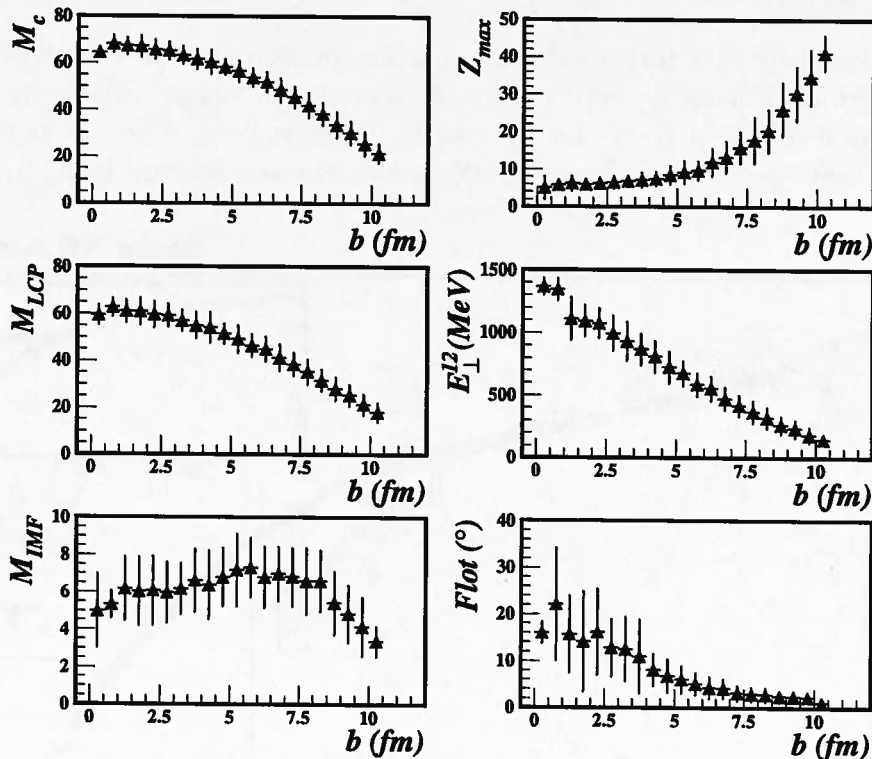


FIG. 8.4 – Xe+Sn à 100 MeV/n avec AMD : évolution moyenne de différentes observables avec le paramètre d'impact.

lonne de gauche) on observe une forte dépendance de la multiplicité de particules chargées principalement gouvernée par celle des particules légères. Entre 0 et 10 fm de paramètre d'impact, la multiplicité totale passe de 60 à 20. La variation de la composante pour les

1. L'angle de flot donne la direction privilégiée d'émission de matière [CUG83].

particules légères connaît le même domaine de variation. En revanche les fragments, ici pris comme ayant une charge plus grande que 3, ont une multiplicité quasi-constante avec le paramètre d'impact. Autour de 0 fm, la majeure partie des fragments est composée d'éléments plus légers que du carbone. Comme nous l'avons déjà observé l'énergie transverse est très dépendante de la violence de la collision. Enfin nous avons représenté l'angle de flot qui est relié à l'évolution de la forme des événements. Dans tous les cas, les valeurs de cet angle sont faibles (inférieures à  $30^\circ$ ), ce qui veut dire que quel que soit le paramètre d'impact la distribution en impulsion des fragments produits dans les événements simulés est allongée selon l'axe du faisceau (mémoire de la voie d'entrée).

Rappelons que les résultats montrés au début de ce chapitre ne tiennent pas compte du dispositif expérimental. Nous allons maintenant le considérer afin de comparer les simulations aux données expérimentales.

## 8.2 Comparaison avec les données expérimentales

Nous avons confronté les calculs aux données expérimentales sur toute la gamme en paramètre d'impact. Tout d'abord nous nous sommes intéressés à l'observable utilisée par la suite comme sélecteur (pour les données) : l'énergie transverse des particules légères. Les distributions expérimentale et simulée sont représentées sur la figure 8.5. La seule

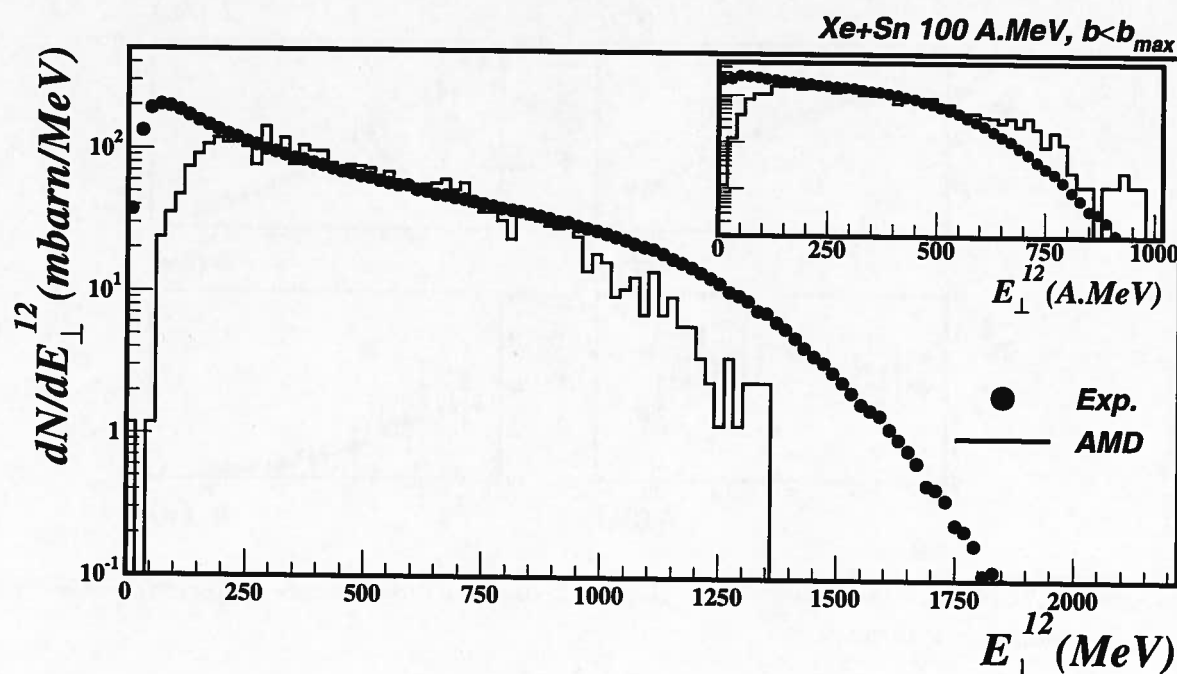


FIG. 8.5 -  $Xe+Sn$  à 100 MeV/n : distributions en énergie transverse des particules légères expérimentale et simulée sur toute la gamme en paramètre d'impact.

sélection appliquée aux données expérimentales est d'exiger qu'au moins quatre particules



chargées soient identifiées. Pour les calculs rappelons que nous avons utilisé des paramètres d'impact plus petits que 10 fm. La différence à basse énergie transverse des particules légères vient probablement de cette limite supérieure. En effet le paramètre d'impact géométrique maximal pour le système Xe+Sn est autour de 12 fm. Nous en reparlerons lors de l'étude des collisions périphériques. Pour des énergies transverses comprises entre 200 et 1000 MeV, les calculs reproduisent la section efficace différentielle mesurée expérimentalement. Néanmoins les plus grandes énergies transverses sont sous-estimées par le calcul par rapport aux données expérimentales. Les simulations menées à 50 MeV/n d'énergie incidente, pour les collisions les plus centrales, avaient montré le même résultat (figure 7.1). De manière similaire quand on exprime l'énergie transverse en MeV/n l'accord est bien meilleur, ce qui nous dit que le désaccord est dû à une mauvaise proportion de particules composites.

La figure 8.6 montre les distributions en charge des produits de réactions, toujours pour toute la gamme de paramètres d'impact explorée. La distribution de charge expérimentale

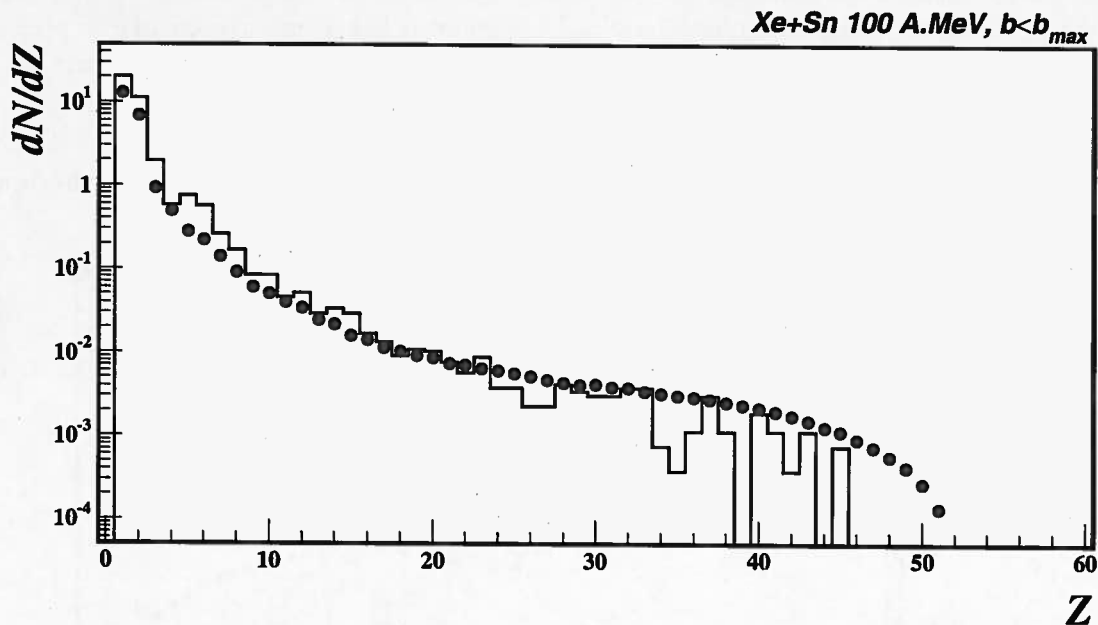


FIG. 8.6 - Xe+Sn à 100 MeV/n : distributions en charge expérimentale (ronds pleins) et simulée (histogramme) sur toute la gamme en paramètre d'impact.

(ronds pleins) est bien reproduite par les simulations (histogramme). Le calcul donne un léger surplus de particules légères, et de fragments autour de  $Z=6$ . La taille des fragments les plus lourds semble assez bien reproduite, même si leur multiplicités sont légèrement sous-estimée ce qui peut être dû à un nombre trop faible d'événements simulés pour explorer toute la queue de la distribution. Une autre explication pourrait venir du fait que le rétrécissement des paquets d'onde n'est pas pris en compte dans ce calcul. Rappelons que ce développement a pour effet de diminuer la vitesse d'expansion du système en expansion, et de produire par conséquent des fragments plus gros. Remarquons qu'un même calcul

nous a permis ici de prédire avec succès la distribution en taille des produits de réaction sur toute la gamme en paramètres d'impact.

Nous allons maintenant différencier trois classes de centralités: les collisions périphériques ( $7 \text{ fm} < b < b_{max}$ ), les mi-centrales ( $4 < b < 7 \text{ fm}$ ), et les centrales ( $b < 4 \text{ fm}$ ).

### 8.2.1 Les collisions périphériques

Pour les collisions périphériques nous avons rencontré une première difficulté due au fait que le détecteur INDRA n'est pas bien adapté pour de tels paramètres d'impact, surtout à 100 MeV/n d'énergie incidente. Pour connaître le taux de complétude (i.e. quelle part de l'information est disponible) nous avons étudié la corrélation entre la charge totale détectée et l'impulsion totale détectée. Les données expérimentales et les calculs (après prise en compte du dispositif expérimental) présentent le même comportement, si ce n'est qu'une forte composante d'événements mal détectés apparaît dans les données. Pour s'affranchir de ces problèmes de détection, nous avons imposé pour le lot expérimental que plus de 20% de l'impulsion initiale soit détectée. Un tel critère n'a pas été nécessaire pour les autres gammes de paramètre d'impact.

La comparaison des simulations avec les données expérimentales passe tout d'abord par la distribution en charge représentée sur la figure 8.7 pour les collisions périphériques. On

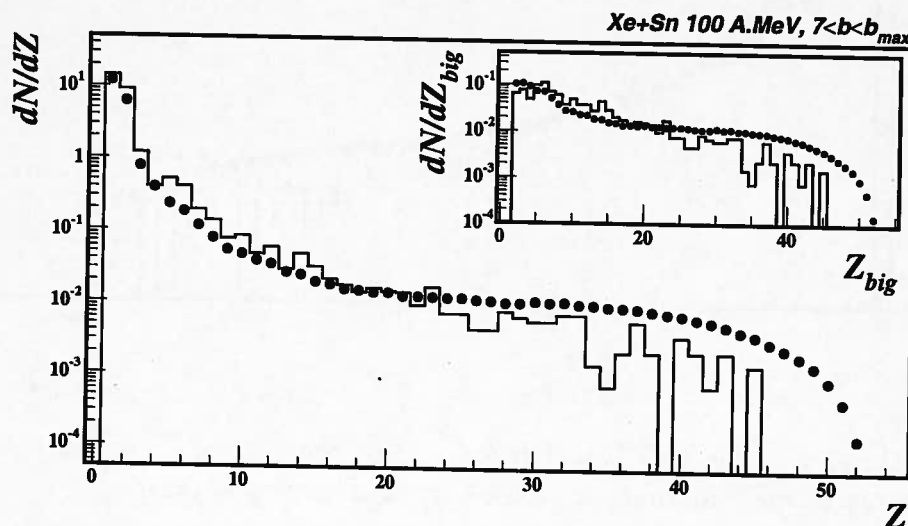


FIG. 8.7 -  $Xe+Sn$  à 100 MeV/n, collisions périphériques: distributions en charge expérimentale (ronds pleins) et simulée (histogramme). La taille du plus gros fragment est également représentée (dans l'encart).

constate que l'accord entre les calculs et les données expérimentales est assez bon dans l'ensemble. Même si les tendances des deux courbes semblent similaires, le calcul surestime la production de fragments avec des charges comprises entre 3 et 20. Ce même désaccord est observé pour la taille du plus gros fragment (encart de la figure 8.7). Ces légères différences

nous laissent penser que l'introduction du rétrécissement des paquets d'onde peut corriger cet écart.

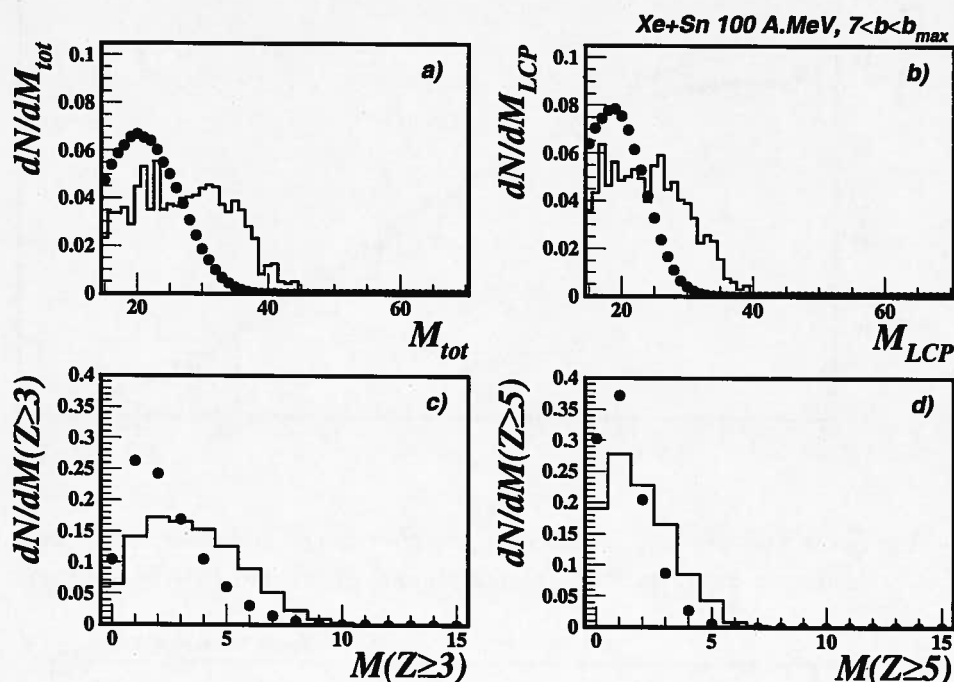


FIG. 8.8 - Xe+Sn à 100 MeV/n, collisions périphériques : distributions de multiplicités expérimentales (ronds pleins) et simulées (histogramme) : a) totale, b) de particules légères, c) et d) de fragments.

Ceci se reflète sur les multiplicités montrées par la figure 8.8. La multiplicité totale est légèrement surestimée par le calcul. Alors que la distribution expérimentale est piquée autour de 20, les calculs donnent une valeur moyenne autour de 27 particules chargées. Ces trop grandes multiplicités sont principalement dues aux particules légères mais aussi aux fragments. Il se peut que les événements simulés soient trop dissipatifs : le degré de fragmentation du système est trop élevé pour les paramètres d'impact considérés. On peut toutefois être tributaire des collisions les plus périphériques, non incluses dans le calcul.

Pour aller plus loin dans les comparaisons nous nous sommes intéressés aux variables cinématiques représentées sur les figures 8.9 et 8.10. Le spectre en énergie des protons est globalement bien reproduit par les calculs AMD. Le nombre de protons à basse énergie donné par le calcul semble toutefois trop important. En contrepartie les données expérimentales présentent un plus grand nombre de protons à haute énergie. Dans le chapitre précédent, l'étude des collisions centrales à 50 MeV/n d'énergie incidente avait donné le même résultat (figure 8.9). Le calcul semble donc surestimer systématiquement les protons à basse énergie. Nous verrons pour les autres paramètres d'impact, à cette même énergie incidente, si cette tendance se confirme ou non.

Les énergies cinétiques moyennes en fonction de la charge pour les données expérimentales et les calculs sont représentées sur la figure 8.10. Ces énergies sont très bien reproduites

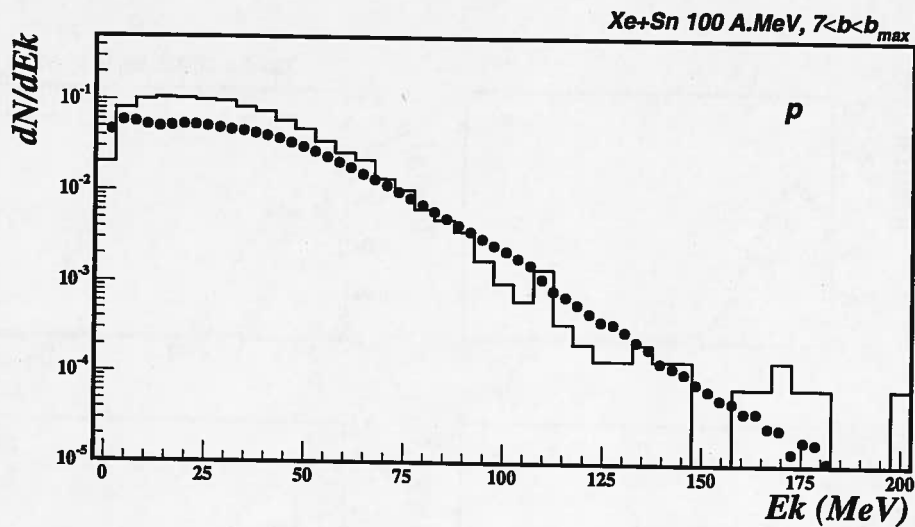


FIG. 8.9 – Xe+Sn à 100 MeV/n, collisions périphériques : Spectres en énergie des protons dans le centre de masse expérimental (ronds pleins) et simulé (histogramme).

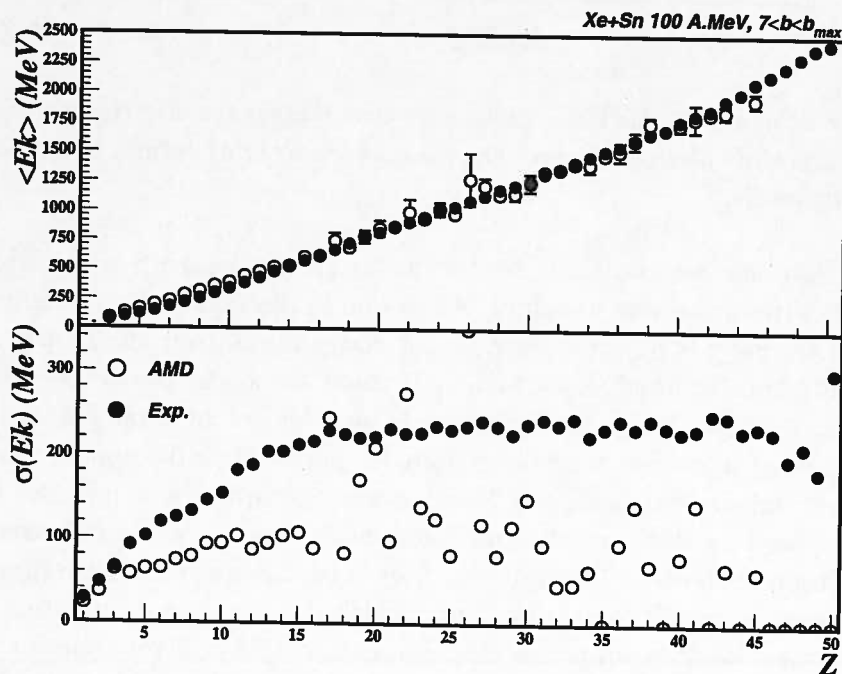


FIG. 8.10 – Xe+Sn à 100 MeV/n, collisions périphériques : Energies cinétiques moyennes dans le centre de masse en fonction de la charge et largeurs associées pour les données (ronds pleins) et les calculs (ronds vides). Les barres d'erreur dans la partie haute sont les erreurs sur la moyenne.

par le calcul sur toute la gamme de charge. Toutefois les écarts types des distributions en énergies ( $\sigma(E_k)$ ) sont beaucoup plus grands dans les données expérimentales: elles sont deux fois plus élevées que dans le calcul. Ceci semble indiquer que les spectres simulés sont beaucoup trop piqués autour de la valeur moyenne.

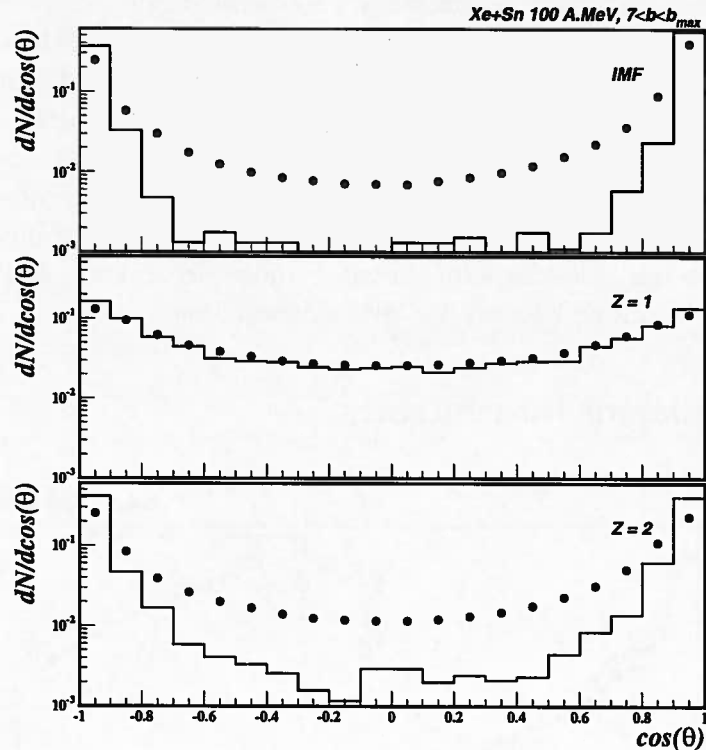


FIG. 8.11 -  $Xe+Sn$  à  $100 \text{ MeV}/n$ , collisions périphériques: Distributions angulaires des fragments (IMF) et des particules légères ( $Z=1$  et  $Z=2$ ) dans le centre de masse expérimentales (ronds pleins) et simulées (histogramme).

Nous finirons cette comparaison des données expérimentales avec la simulation pour les collisions périphériques par les variables angulaires, en l'occurrence l'angle d'émission dans le centre de masse des fragments et particules légères représentés sur la figure 8.11. Tout d'abord pour toutes les particules, la forme en "U" est caractéristique à la fois des données expérimentales et des calculs. Pour les fragments la distribution simulée est trop piquée avant-arrière. On observe en effet que la zone autour de  $90^\circ$  n'est pratiquement pas peuplée dans le calcul tandis que dans les données de nombreux fragments peuplent tout le domaine angulaire. Ceci est d'autant plus surprenant que nous avons déjà vu que les calculs surestiment le nombre de fragments produits (surtout de petite taille) par rapport aux données. Rappelons que si les calculs incluaient les paramètres d'impact plus grands que 10 fm, on aurait une plus grande anisotropie dans le calcul, ce qui accentuerait la différence avec les données expérimentales. Une explication possible de cette contradiction serait que INDRA étant de moindre efficacité pour les collisions périphériques, surtout celles qui laissent une grande partie du projectile continuer presque sans être perturbé sur sa trajectoire, il faut

que les collisions, mêmes périphériques, soient assez violentes pour être bien détectées. Par ailleurs les faibles énergies transverses expérimentales correspondent non seulement à des collisions périphériques mais aussi aux collisions de tous paramètres d'impact qui ont été mal détectés de façon à sous-estimer le nombre et l'énergie transverse totale des particules légères. Donc le nombre moyen de fragments est beaucoup plus bas expérimentalement et l'anisotropie plus faible que dans les calculs, mais remarquons que les données et les calculs explorent les mêmes grandes multiplicités, jusqu'à environ 8-9 fragments de charge plus grande que 3. Pour les particules les plus légères la distribution angulaire est remarquablement bien reproduite par le calcul. Si on va plus loin dans la distribution en charge et qu'on s'intéresse aux isotopes de l'hélium on observe la même tendance que pour les fragments : la distribution angulaire calculée montre une trop grande anisotropie.

La comparaison des données expérimentales avec les calculs AMD pour les collisions périphériques a montré que l'accord est globalement bon.

### 8.2.2 Les collisions mi-centrales

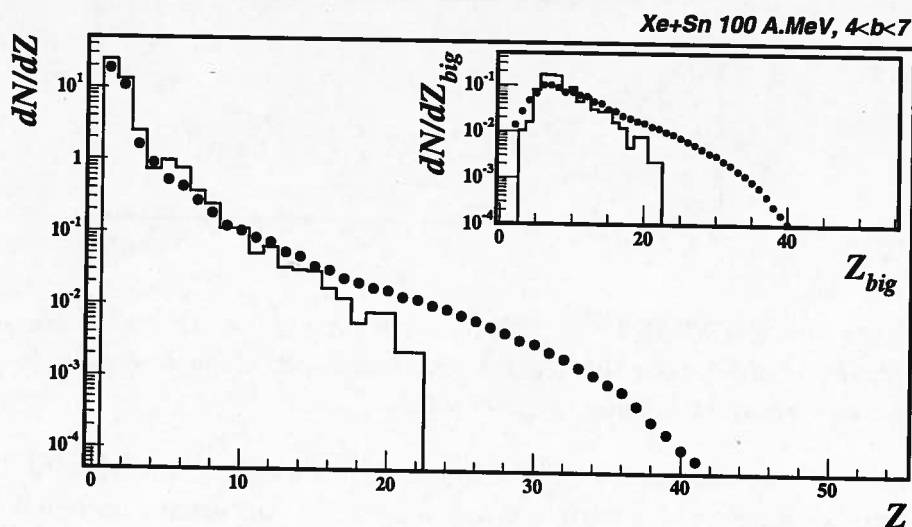


FIG. 8.12 - Xe+Sn à 100 MeV/n, collisions mi-centrales: Distributions en charge expérimentale (ronds pleins) et simulée (histogramme). La taille du plus gros fragment est également représentée (dans l'encart).

Nous allons maintenant nous intéresser aux événements mi-centraux, la figure 8.12 montre la distribution de charge pour ces collisions ( $4 < b < 7$  fm) ainsi que la distribution en taille du plus gros fragment. L'accord entre le calcul et les données expérimentales est bon pour les charges plus petites que 15. On peut noter un manque de gros fragments, mais aussi un trop grand nombre de fragments autour de  $Z=6$ . Les premiers calculs menés à 50 MeV/n d'énergie incidente, pour les collisions centrales, avec cette même version d'AMD avaient donné des désaccords semblables. L'introduction du rétrécissement des paquets

d'onde avait eu pour effet de peupler les grandes charges et de diminuer les multiplicités de fragments autour de  $Z=6$ . Rappelons que cet effet n'a pas été introduit dans ces calculs. De plus la distribution en paramètres d'impact considérée étant triangulaire, le nombre d'événements simulés est d'autant plus petit que le paramètre d'impact est faible. Des problèmes de statistique peuvent donc se faire ressentir. La taille du plus gros fragment suit la tendance observée sur la distribution en charge : les plus gros fragments ne sont pas reproduits par le calcul, bien que leur charge la plus probable est en bon accord.

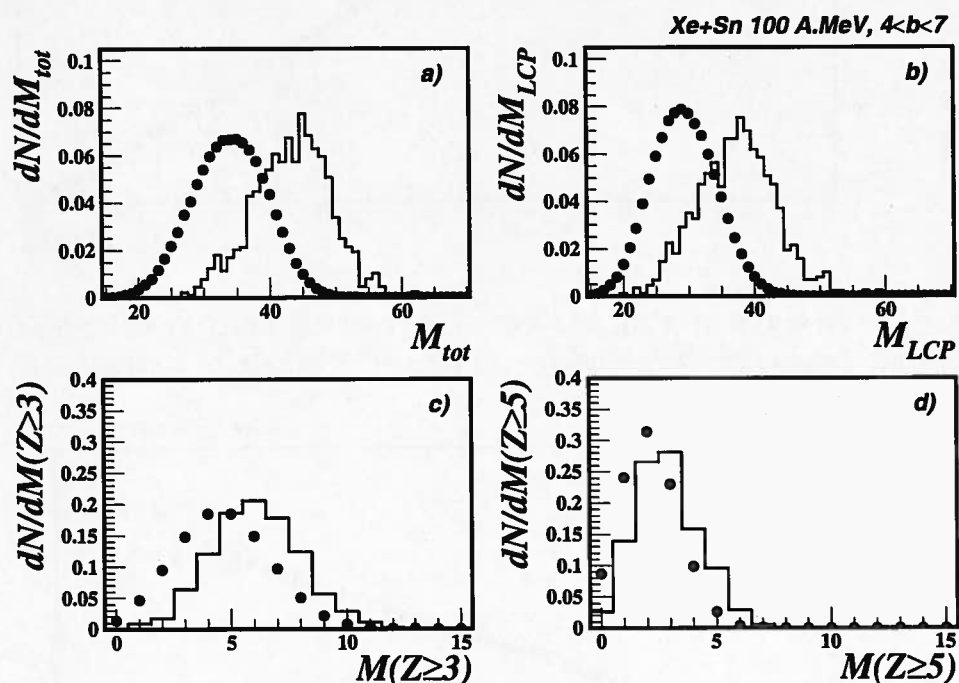


FIG. 8.13 - Xe+Sn à 100 MeV/n, collisions semi-centrales : distributions de multiplicités expérimentales (ronds pleins) et simulées (histogramme) : a) totale, b) de particules légères, c) et d) de fragments.

Les différentes multiplicités, représentées sur la figure 8.13, montrent que le nombre de fragments est assez bien reproduit mais que la multiplicité de particules légères est trop élevée dans le calcul. Même si dans les simulations, comme dans les données expérimentales, la distribution de multiplicité de particules légères est symétrique, la valeur la plus probable est d'environ 40 dans le premier cas et autour de 30 dans le deuxième cas. Quant à la multiplicité de fragments, elle est surestimée d'une ou deux unités par le calcul. Notons tout de même que les données sont sélectionnées à partir de la distribution en énergie transverse des particules légères. Les paramètres d'impact étudiés ici dans le calcul et les données expérimentales ne sont pas forcément équivalents.

Nous avons représenté sur la figure 8.14 le spectre en énergie des protons dans le centre de masse. Les calculs permettent d'avoir une bonne représentativité de la distribution expérimentale. On a toutefois un surplus de particules à basse énergie, et par conséquent

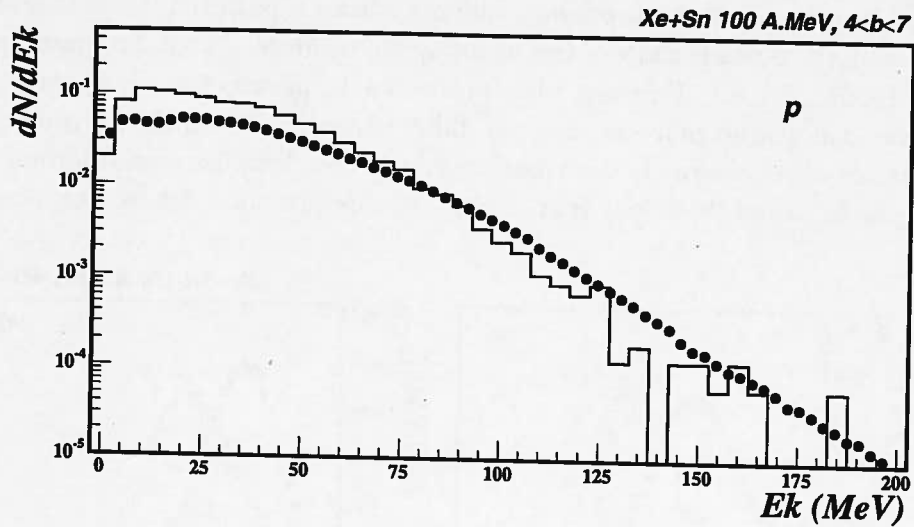


FIG. 8.14 - Xe+Sn à 100 MeV/n, collisions mi-centrales: Spectres en énergie des protons dans le centre de masse expérimental (ronds pleins) et simulé (histogramme).

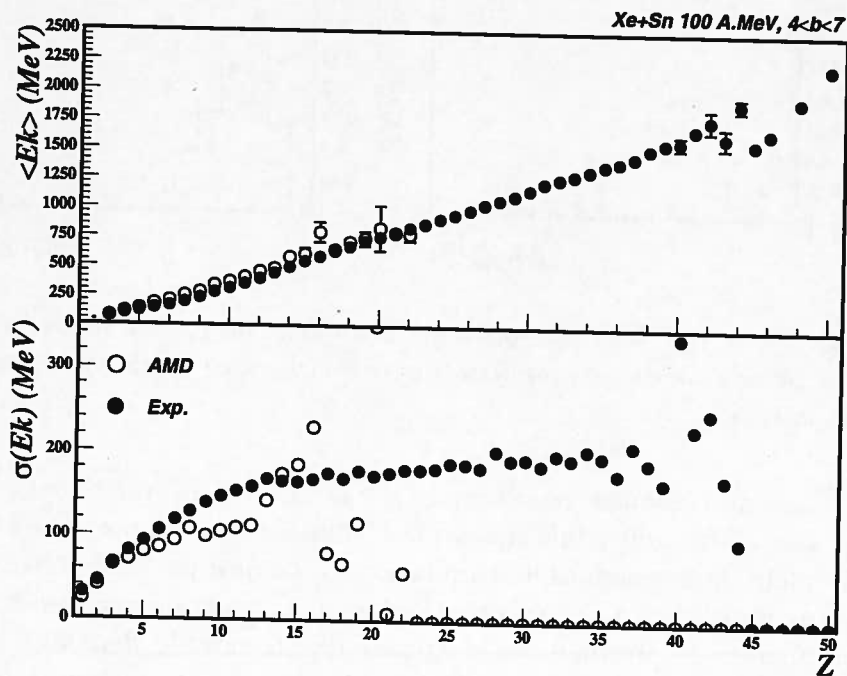


FIG. 8.15 - Xe+Sn à 100 MeV/n, collisions mi-centrales: Energies cinétiques moyennes dans le centre de masse en fonction de la charge et largeurs associées pour les données (ronds pleins) et les calculs (ronds vides). Les barres d'erreur dans la partie haute sont les erreurs sur la moyenne.



une déplétion de la queue de la distribution. Lors de la comparaison pour les collisions périphériques nous avons remarqué que ce comportement était déjà là. La figure 8.14 confirme donc que le calcul sous-estime d'une manière systématique l'énergie moyenne des protons.

Les énergies cinétiques moyennes dans le centre de masse sont représentées sur la figure 8.15 en fonction de la charge des fragments. On peut tout d'abord noter que ces énergies augmentent linéairement avec la charge des fragments. Les valeurs expérimentales sont légèrement surestimées par les simulations. La différence reste faible devant l'énergie moyenne. Les largeurs de distribution, données dans la case du bas de la figure 8.15, sont plus grandes dans les données expérimentales que dans les simulations. Le désaccord reste faible particulièrement pour les charges plus petites que 6.

Afin d'évaluer si les calculs reproduisent bien la répartition des produits de réaction dans l'espace nous avons représenté sur la figure 8.16 les distributions angulaires des fragments et des particules légères. Pour toutes ces espèces, on observe une émission anisotrope avec

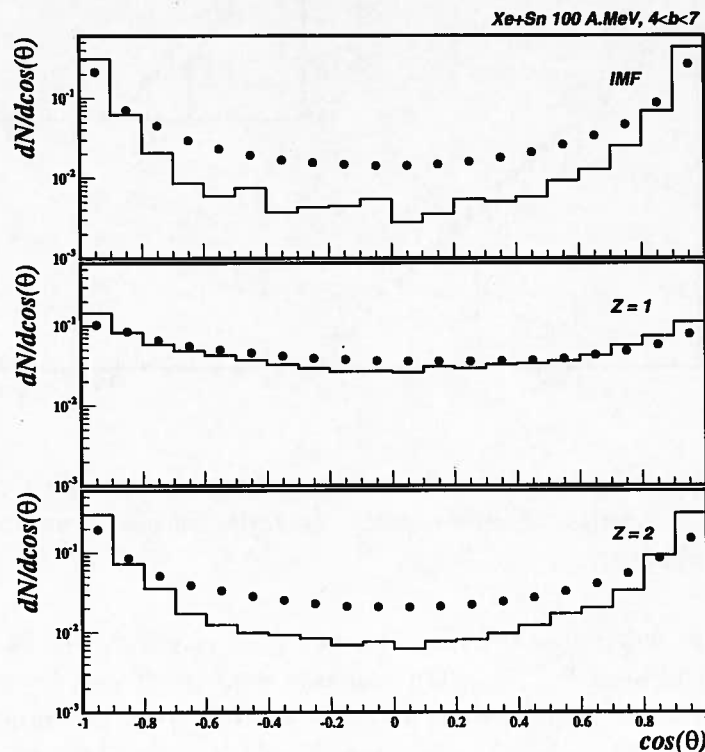


FIG. 8.16 -  $Xe+Sn$  à  $100 \text{ MeV}/n$ , collisions semi-centrales: Distributions angulaires des fragments (IMF) et des particules légères ( $Z=1$  et  $Z=2$ ) dans le centre de masse expérimentales (ronds pleins) et simulées (histogramme).

une préférence pour les directions autour de l'axe du faisceau dans les simulations comme dans les données expérimentales. Pour les fragments comme pour les isotopes d'hélium l'anisotropie est légèrement trop importante dans le calcul en comparaison aux données

expérimentales. Nous verrons par la suite si cette tendance est également vraie pour les collisions centrales.

### 8.2.3 Les collisions centrales

Nous allons maintenant explorer les paramètres d'impact plus petits que 4 fm. Nous allons pouvoir vérifier ici les différentes tendances dégagées à partir des collisions périphériques, et mi-centrales, mais aussi les collisions centrales à 50 MeV/n d'énergie incidente.

La distribution en charge des produits de réaction des collisions centrales, à 100 MeV/n d'énergie de bombardement, et la taille du plus gros fragment sont représentées sur la figure 8.17. On observe tout d'abord que les produits issus de ces collisions très dissipatives

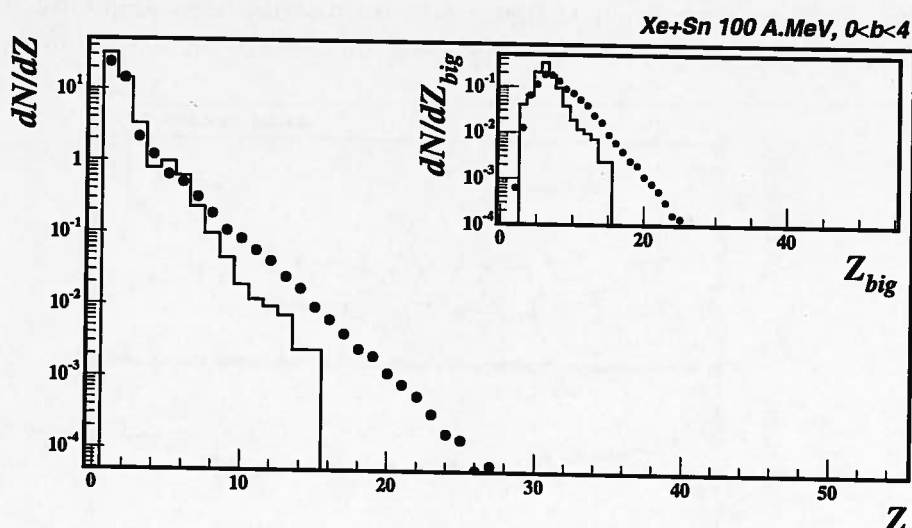


FIG. 8.17 –  $Xe+Sn$  à 100 MeV/n, collisions centrales: distributions en charge expérimentale (ronds pleins) et simulée (histogramme). La taille du plus gros fragment est également représentée (dans l'encart).

sont petits: peu de fragments ont des charges plus grandes que 20 et leur distribution est une exponentielle pour les  $Z \geq 3$ . On constate également que les multiplicités des plus gros fragments sont sous-estimées dans les calculs par rapport aux données expérimentales. Remarquons encore que la valeur la plus probable de  $Z_{big}$  est bien reproduite. Comme nous l'avions évoqué pour les collisions mi-centrales, ce problème peut provenir du fait que le rétrécissement des paquets d'onde n'est pas pris en compte. On est ici aussi très tributaires des effets dus à la statistique: le nombre d'événements simulés est faible (autour de 200 événements). On ne peut donc pas espérer reproduire des produits dont la multiplicité est inférieure à  $\approx 5 \cdot 10^{-3}$ , tel que c'est le cas à partir de  $Z \approx 15$ . Si on s'intéresse aux faibles charges, on observe que le calcul prédit trop de particules de charge 1. En fait ce comportement est similaire à celui observé à 50 MeV/n d'énergie incidente pour ces mêmes collisions centrales.

Les différentes multiplicités reportées sur la figure 8.18 sont le reflet de ce que nous venons de voir. Le nombre de particules légères est plus grand dans les calculs, et ce à cause

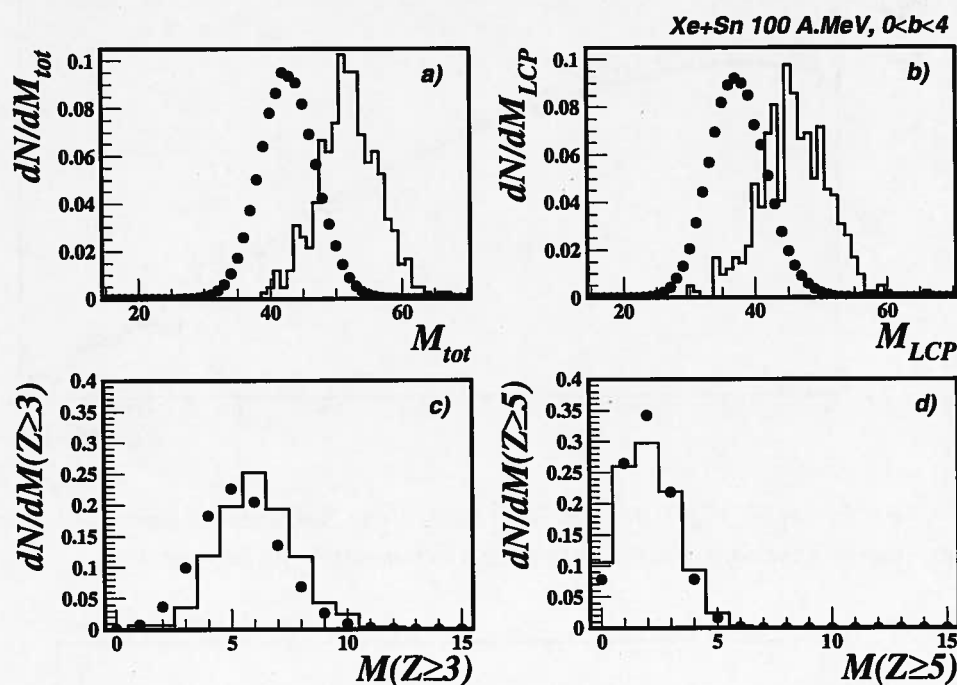


FIG. 8.18 - Xe+Sn à 100 MeV/n, collisions centrales : distributions de multiplicités expérimentales (ronds pleins) et simulées (histogramme) : a) totale, b) de particules légères, c) et d) de fragments.

des isotopes de l'hydrogène (en fait les protons) comme nous venons de le voir. Les données expérimentales présentent une multiplicité moyenne de particules légères de 37 alors que les simulations prédisent 46. Le nombre de nucléons libres calculé (protons et neutrons) est trop important et dans le même temps les multiplicités de particules composites sont trop faibles. Il semblerait donc nécessaire d'introduire un processus de coalescence. Pour les fragments si on considère toutes les charges au-delà de 3, le calcul prévoit une multiplicité plus grande d'une unité environ. Si maintenant on ne garde que les fragments avec des charges plus grandes que 5 on constate que la distribution de multiplicité expérimentale est très bien reproduite par le calcul. Nous avons vu sur la figure 8.17 que le nombre de gros fragments est sous-estimé dans le calcul. Cette lacune est compensée par un léger surplus autour de  $Z=6$ .

Nous avons représenté les variables cinématiques, spectre en énergie des protons et énergies cinétiques moyennes en fonction de la charge (dans le centre de masse), sur les figures 8.19 et 8.20. Le spectre des protons montre un surplus à basse énergie. Ce résultat est le même que ce que nous avons vu sur les autres classes d'événements. On confirme donc ici une tendance du modèle qui est de produire trop de protons à basse énergie. Dans le chapitre précédent nous avons vu que le nombre de particules évaporées, pour

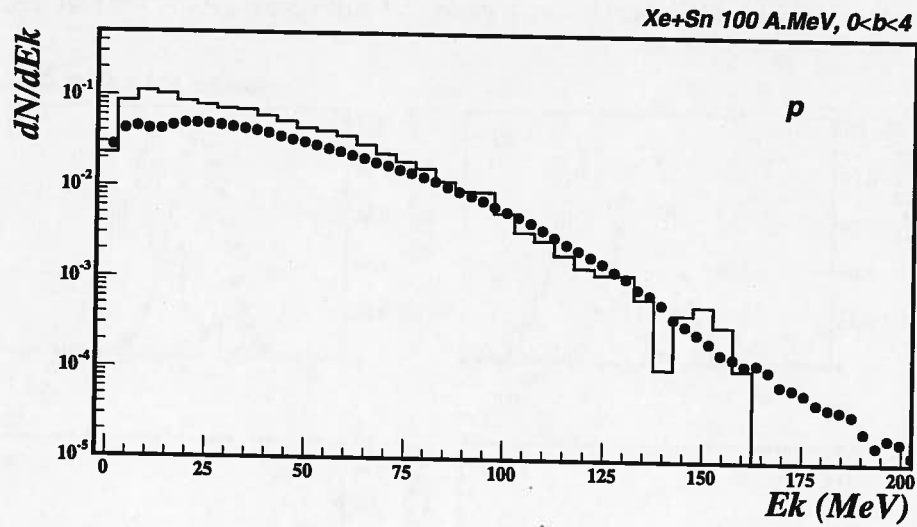


FIG. 8.19 – Xe+Sn à 100 MeV/n, collisions centrales : Spectres en énergie des protons dans le centre de masse expérimental (ronds pleins) et simulé (histogramme).

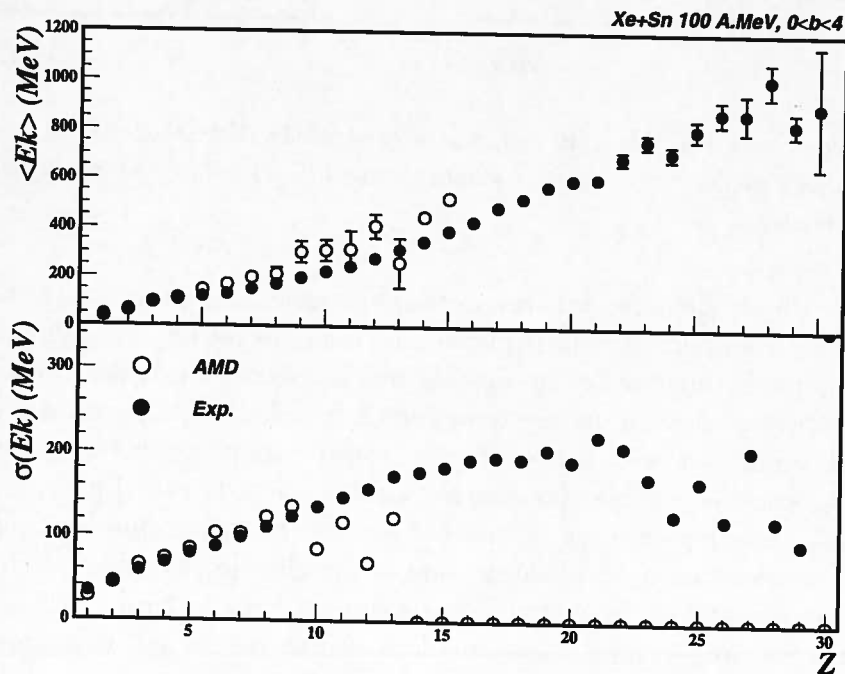


FIG. 8.20 – Xe+Sn à 100 MeV/n, collisions centrales : Energies cinétiques moyennes dans le centre de masse en fonction de la charge et largeurs associées pour les données (ronds pleins) et les calculs (ronds vides). Les barres d'erreur dans la partie haute sont les erreurs sur la moyenne.

les collisions centrales à 50 MeV/n d'énergie incidente, est très important (figures 7.14 et 7.15). Les protons évaporés, qui ont de faibles énergies, pourraient être la cause de cette surabondance à basse énergie.

Si on regarde les énergies cinétiques moyennes dans le centre de masse en fonction de la charge des produits de réaction, la tendance est bien reproduite même si on observe des énergies un peu trop élevées dans le calcul. Dans le même temps les largeurs sont bien reproduites par le calcul. Pour  $Z > 5$  la figure 8.17 a montré que la probabilité moyenne par événement de produire un fragment est d'environ 0.01. Le lot simulé contient environ 200 événements, on a donc un très faible nombre de fragment dans les calculs. Les erreurs statistiques sont donc très importantes, et pourraient expliquer les trop grandes énergies cinétiques moyennes.

Enfin, nous avons représenté sur la figure 8.21 les distributions angulaires dans le centre de masse des fragments et des particules légères. Pour les différentes espèces l'accord est

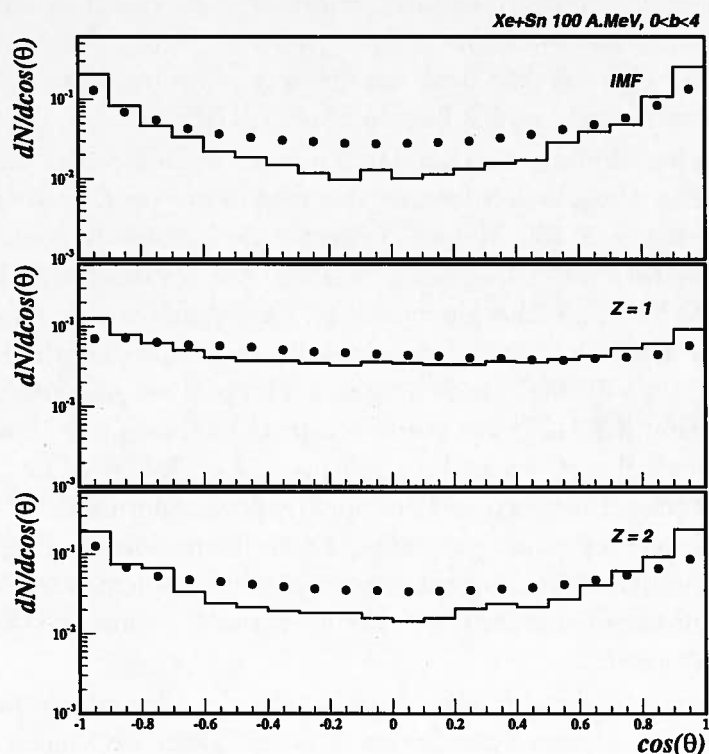


FIG. 8.21 - Xe+Sn à 100 MeV/n, collisions centrales: distributions angulaires dans le centre de masse des fragments (IMF) et des particules légères ( $Z=1$  et  $Z=2$ ).

raisonnable entre les calculs et les données expérimentales. L'anisotropie dans les simulations est toutefois trop importante. Par rapport aux données expérimentales les produits de réaction issus du calcul sont donc un peu trop alignés selon l'axe du faisceau. Cette tendance est vraie pour tous les paramètres d'impact. Dans le calcul on semble donc garder une trop grande mémoire de la voie d'entrée; ce qui va dans le sens d'un trop grand effet de transparence et d'un manque de dissipation dans les simulations.

Nous allons maintenant comparer les propriétés du système liées à l'énergie d'excitation des fragments produits lors des collisions centrales à 50 et 100 MeV/n d'énergie incidente.

### 8.3 Collisions centrales: excitation des fragments dans AMD

Lorsqu'on forme un noyau lors d'une collision, on ne peut pas le chauffer indéfiniment. En effet au-delà d'une certaine énergie d'excitation limite le noyau ne pourra plus exister. De manière tout fait générale, on sait qu'un système n'est lié que si son énergie totale (potentielle + cinétique) reste négative, et que, par définition, l'énergie qu'il faut lui apporter pour qu'il se désagrège est égale à son énergie de liaison. De ce point de vue, il est instructif de remarquer que des études récentes menées avec un calcul de dynamique moléculaire classique montrent que, dans des collisions de petits systèmes classiques ( $N < 100$ ), l'énergie maximale qui puisse être stockée dans les clusters ainsi produits équivaut à l'énergie de séparation de la particule la moins liée du cluster [CUS01].

L'étude expérimentale faite au chapitre 6 a montré qu'à partir de 39 MeV/n d'énergie incidente les énergies d'excitation interne des fragments primaires saturent. Cette même étude n'a pas été menée à 100 MeV/n d'énergie de bombardement. Nous allons discuter ici les énergies d'excitation des fragments données par les calculs AMD pour les collisions centrales à 50 et 100 MeV/n d'énergie incidente. La première chose à faire est de déterminer le temps auquel on arrête le calcul dynamique et on démarre la désexcitation statistique. Nous avons montré qu'à 50 MeV/n d'énergie incidente il est raisonnable d'arrêter le calcul à  $t=300$  fm/c (section 3.4.1). Cette étude n'a pas été faite pour 100 MeV/n d'énergie de bombardement, le calcul a été mené lui aussi jusqu'à  $t=300$  fm/c. Le temps caractéristique de la réaction étant plus court lorsque l'énergie incidente augmente, le temps de  $t=300$  fm/c n'est certainement pas trop court par rapport à la formation des fragments. Néanmoins il est possible que les multiplicités moyennes asymptotiques soient atteintes beaucoup plus tôt que 300 fm/c, ce qui aurait une influence sur les caractéristiques des fragments "primaires" que l'on extrait du calcul.

La figure 8.22 montre les énergies d'excitation données par le calcul à un temps de 300 fm/c pour les deux énergies incidentes étudiées. Dans les deux cas, la corrélation est similaire: les énergies d'excitation atteintes sont d'autant plus grandes que les fragments sont lourds. En augmentant l'énergie de bombardement de 50 à 100 MeV/n on ne produit donc pas en moyenne des noyaux avec des énergies d'excitation considérablement plus élevées. La première explication serait qu'on a atteint la valeur maximale pour l'excitation des fragments. Même si on apporte plus d'énergie au système on ne peut pas chauffer davantage les noyaux. L'énergie déposée va alors se répartir dans les autres degrés de liberté et va notamment contribuer au  $Q$  de la réaction cassant le système dans un nombre plus élevé de fragments plus petits. L'autre interprétation de ce résultat peut venir du fait que le temps choisi ici pour "regarder" les fragments est le même dans les deux cas. Les fragments pris à  $t=300$  fm/c pour une énergie incidente de 100 MeV/n ne sont peut-être

### 8.3. COLLISIONS CENTRALES : EXCITATION DES FRAGMENTS DANS AMD 159

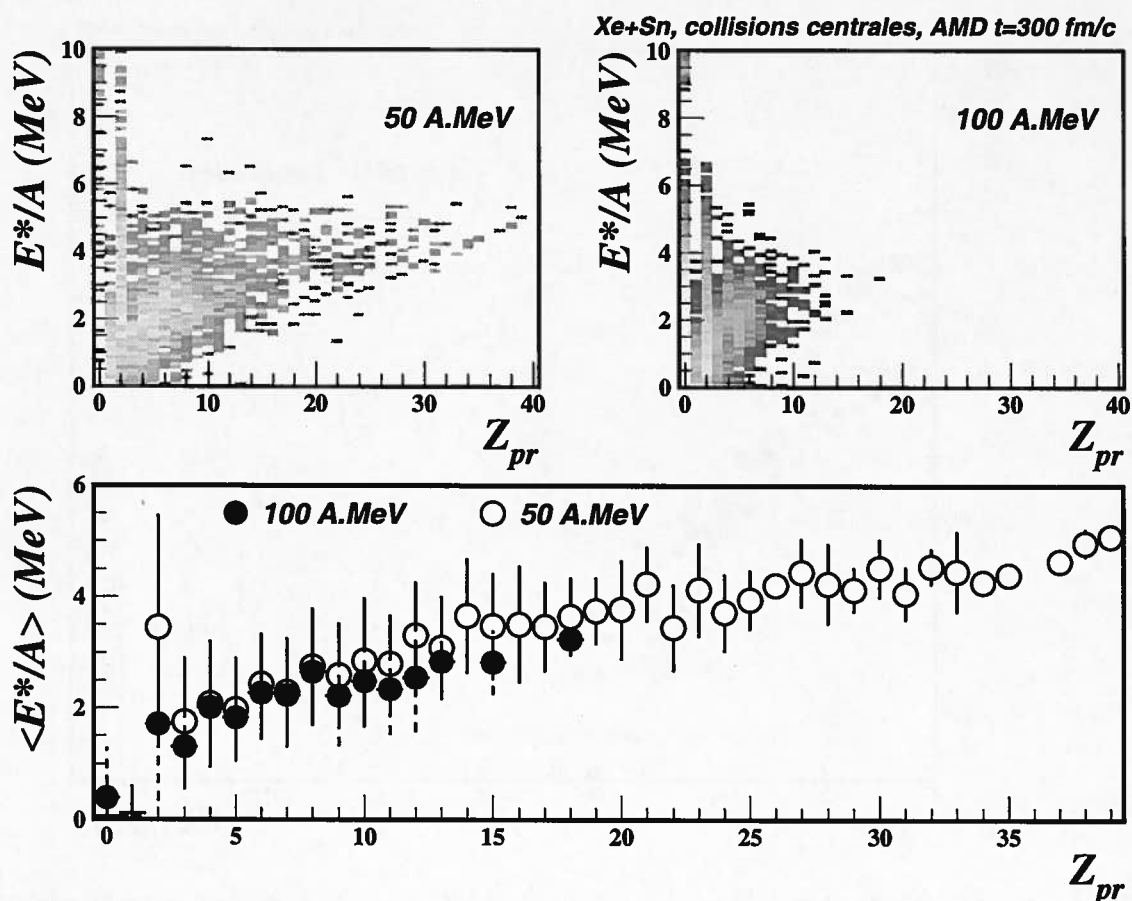


FIG. 8.22 – Xe+Sn à 50 et 100 MeV/n, calculs AMD avec  $b < 4$  fm : énergies d'excitation par nucléon en fonction de la charge des fragments. Dans la case du bas, les erreurs reflètent les écarts types de la distribution.

pas à un moment "équivalent" de leur histoire par rapport aux fragments pris au même temps à 50 MeV/n d'énergie incidente. Il est possible que les fragments dans les collisions à 100 MeV/n, ayant été formés beaucoup plus tôt que 300 fm/c, aient eu le temps de subir un refroidissement significatif, et qu'ils aient été formés avec des énergies d'excitation plus élevées que celles montrées sur la figure 8.22. Une étude en fonction du temps à 100 MeV/n est nécessaire pour répondre à cette question. Une autre explication pourrait venir de la méthode de reconnaissance des clusters utilisée, qui nous le savons donne de grand temps de formation des fragments.

Les fragments ayant des énergies d'excitation semblables et étant plus petits à 100 MeV/n d'énergie incidente par rapport à 50 MeV/n, on s'attend à ce que la proportion de particules évaporées soit plus faible. La figure 8.23 montre les spectres en énergie des protons dans le centre de masse. Les calculs ne tiennent pas compte ici du dispositif expérimental. L'efficacité de détection d'INDRA pour les protons étant élevée, le détecteur n'a que peu d'effets sur ces spectres. Nous avons superposé à la distribution totale la contri-

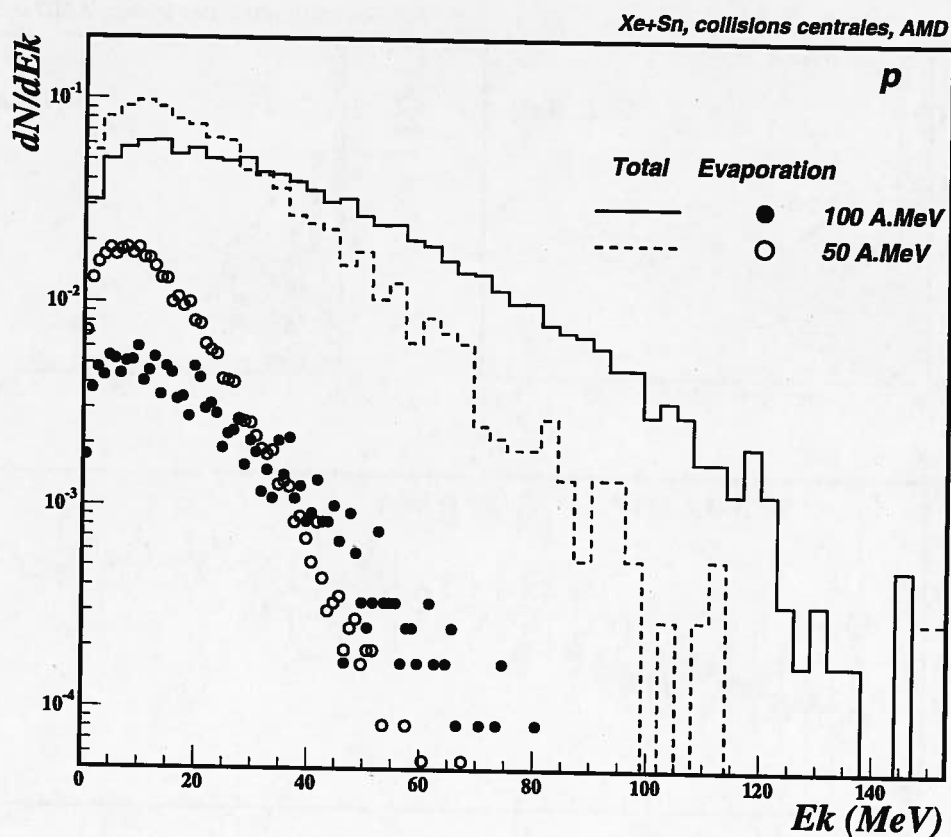


FIG. 8.23 –  $Xe+Sn$  à 50 et 100 MeV/n, calculs AMD avec  $b < 4$  fm : spectres en énergie des protons dans le centre de masse totaux (histogrammes) et évaporatifs (ronds).

bution des protons évaporés. Si on s'intéresse à cette partie évaporative, on constate que la distribution correspondant à 50 MeV/n d'énergie incidente indique que la proportion de protons évaporés est plus importante : de 35% de protons évaporés à 50 MeV/n on obtient 14% à 100 MeV/n. De plus le spectre des protons évaporés est moins piqué autour des basses énergies et va plus loin en énergie pour l'énergie incidente la plus élevée.

Nous avons tout d'abord étudié dans ce chapitre les corrélations de différentes observables avec le paramètre d'impact. Il en ressort que même si une forte corrélation existe, les largeurs des différentes contributions ne rendent pas la sélection aisée même à 100 MeV/n où on s'attend habituellement à ce que l'approximation géométrique de Cavata et al. commence à être fiable [CAV90]. Quelle que soit la variable utilisée pour trier les événements, il semble très difficile de s'affranchir des problèmes de mélange de centralités.

L'étude comparative menée sur une majeure partie de la section efficace a montré que AMD permet de reproduire globalement assez bien tous les paramètres d'impact. Lorsqu'on fait ensuite une sélection en centralité, on constate que les simulations AMD permettent d'avoir un relativement bon accord avec les données expérimentales depuis les collisions



### 8.3. COLLISIONS CENTRALES: EXCITATION DES FRAGMENTS DANS AMD 161

périphériques jusqu'aux plus centrales.

Les calculs montrés ici et ceux qui concernent les collisions centrales à 50 MeV/n d'énergie incidente permettent de ressortir quelques tendances du modèle :

1. Les calculs semblent présenter de trop faibles dissipations, relié à un effet de transparence trop important, ce qui est peut-être à raccorder à la section efficace nucléon-nucléon considérée et/ou au traitement du champ moyen dans le calcul.
2. Le nombre de nucléons libres est trop important au détriment des clusters légers. Un effet de coalescence doit pouvoir y remédier en partie.
3. La probabilité d'émission des gros fragments est trop petite dans les calculs. Nous avons vu qu'à 50 MeV, l'introduction du rétrécissement des paquets d'onde permet d'avoir de plus gros clusters, et ce via une modification des propriétés de diffusion des nucléons dans la matière nucléaire.
4. Les énergies d'excitation dans les fragments sont trop importantes. Pour comprendre ce résultat on peut non seulement évoquer les arguments précédents ( $\sigma_{NN}$ , coalescence, effet de rétrécissement des paquets d'onde). Enfin d'un point de vue plus technique, l'algorithme de reconnaissance des clusters peut induire des biais sur les énergies d'excitation déduites.

Pour le cas des collisions centrales le scénario d'AMD, qui est le même à 50 MeV/n et à 100 MeV/n d'énergie incidente, reproduit correctement les données expérimentales. Même si les caractéristiques des événements détectés sont différentes pour les deux énergies incidentes considérées, un même modèle permet de les reproduire en partant d'un ensemble de nucléons qui interagissent entre eux.



## Chapitre 9

### Conclusion

L'étude détaillée des propriétés des fragments produits au cours des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires doit nous permettre de mieux comprendre le mécanisme de production multiple de ces fragments. L'objectif de ce travail consistait à mener cette étude à la fois d'un point de vue expérimental et théorique.

La qualité des données prises avec INDRA au GANIL et à GSI pour le système Xe+Sn ont permis de couvrir une large gamme d'énergie incidente : de 25 à 150 MeV/n. Après avoir opéré une sélection simple pour isoler les collisions les plus centrales, nous avons procédé à l'étude de grandeurs reliées à la multifragmentation en fonction de l'énergie incidente. Nous avons ainsi mis en évidence que les produits de réaction sont de plus en plus nombreux et que les fragments sont de plus en plus petits lorsque l'énergie incidente augmente. L'examen de la multiplicité moyenne de fragments a montré que le maximum de production se situe à 65 MeV/n d'énergie incidente, soit environ 16 MeV/n d'énergie disponible dans le centre de masse. Cette valeur est en accord avec différents résultats obtenus pour d'autres systèmes. Nous avons ensuite étudié les spectres en énergies des protons qui ont montré que lorsqu'on passe de 25 à 150 MeV/n d'énergie de bombardement la production de particules évolue d'un processus évaporatif vers une émission dynamique. Les différentes observables ont permis de montrer que l'évolution la plus forte se situe entre 32 et 50 MeV/n d'énergie incidente.

Nous avons donc ensuite mis l'accent sur cette zone en énergie et ce toujours pour les collisions les plus centrales. A l'aide de corrélations entre les particules légères et les fragments émis au cours de la collision, nous avons extrait les propriétés des fragments primaires produits chauds ainsi que celles des particules évaporées. Dans une première étape nous avons déduit les grandeurs moyennes, une extension de la méthode ("événement par événement") a permis de montrer que les largeurs associées sont très importantes. Nous avons ainsi montré que les énergies d'excitation moyennes des fragments primaires, exprimées en MeV/n, sont quasi-constantes sur une grande gamme de charge, et ce pour les différentes énergies incidentes. Les énergies d'excitation moyennes déduites ont indiqué une augmentation de 2.3 vers 3.1 MeV/n avec l'énergie incidente ainsi qu'une saturation à partir de 39 MeV/n. Des calculs avec un code statistique, SMM, ont permis de reproduire

globalement les propriétés des fragments primaires. Cette étude a également permis de mettre en évidence que moins de 35% des particules sont émises par un processus évaporatif: alors qu'à 32 MeV/n d'énergie de faisceau le taux de particules évaporées est de 30%, il est de 35% à 39 MeV/n et tombe à 23% à 50 MeV/n.

Les résultats précédents nous ont indiqué que des processus dynamiques sont à l'origine de la majeure partie des particules légères, et nous ont donc invités à faire une étude avec un modèle de dynamique moléculaire pour les nucléons, qui a l'avantage de tenir compte partiellement des corrélations à N-corps. Nous avons ainsi fait une étude comparative des collisions les plus centrales pour le système Xe+Sn à 50 MeV/n d'énergie incidente entre les données expérimentales et les prédictions de AMD. Nous avons montré que les caractéristiques globales des événements sont bien reproduites par le calcul, et ce grâce aux développements du modèle que nous avons effectués pour améliorer la description de la diffusion des nucléons dans la matière nucléaire. Un apport des modèles dynamiques est de nous renseigner sur le déroulement en temps de la réaction. D'après AMD, il faudrait 100 à 200 fm/c aux fragments pour se former dans ces collisions. Il a été montré à travers différentes observables qu'une trop grande mémoire de la voie d'entrée persiste dans les calculs, même pour les collisions les plus centrales à 50 MeV/n d'énergie incidente. Nous avons également vu que le nombre de particules composites produites par le calcul est trop faible, ce qui pourrait être en partie corrigé par l'introduction d'un processus de coalescence.

Afin de voir si la validité des simulations dépend de l'énergie incidente, nous avons également fait des calculs à 100 MeV/n mais cette fois pour toute la gamme en paramètre d'impact. Les calculs ont montré qu'en ce qui concerne la sélection des événements en centralité même si la dépendance de certaines observables avec le paramètre d'impact est forte, les largeurs des distributions restent très importantes et entraînent un fort mélange de paramètres d'impact quelle que soit la coupure. La comparaison des calculs avec les données expérimentales a montré un bon accord global et pas seulement pour les collisions les plus centrales. Malgré cela des différences déjà pressenties à 50 MeV/n d'énergie incidente persistent, qui peuvent être reliées à la section efficace nucléon-nucléon utilisée dans les calculs, à la nécessité de traiter correctement la coalescence, mais aussi aux développements apportés à 50 MeV/n liés à la diffusion des nucléons dans le milieu qui n'ont pas été utilisés ici. Soulignons enfin qu'en ce qui concerne les collisions les plus centrales, un même modèle a permis de bien reproduire les données expérimentales à 50 comme à 100 MeV/n d'énergie incidente.

D'un point de vue expérimental nous avons montré dans ce travail que les énergies d'excitation moyennes déposées dans les fragments sont d'une part beaucoup plus faibles que l'énergie d'excitation disponible et d'autre part qu'elles saturent vers une valeur proche de 3 MeV/n. Les énergies d'excitation des fragments produits au "freeze-out" ne sont pas incompatibles avec une description par un modèle statistique standard, par exemple GEMINI [CHA88], de leur désexcitation. Nous avons également mis en évidence qu'il est possible de distinguer les particules légères émises de façon "thermique" et "dynamique" à l'aide des fonctions de corrélations, mais que de simples coupures, en énergie ou en angle par exemple, ne le permettent pas. La méthode utilisée, même si elle peut donner des valeurs

absolues pas tout à fait exacte, nous permet tout de même d'avoir un bon aspect qualitatif des propriétés liées au degré d'excitation des produits de réaction.

Nous avons aussi montré que la dynamique de la collision joue un rôle crucial pour la production de particules, et ceci nous incite à être très prudent dans l'utilisation de la thermodynamique, qui plus est pour les systèmes finis. Les phénomènes liés à la collision sont complexes et nous appellent à utiliser des modèles dynamiques.

Les calculs que nous avons menés avec AMD, modèle de dynamique moléculaire anti-symétrisée, ont permis d'avoir un bon accord global avec les données expérimentales à 50 MeV/n comme à 100 MeV/n d'énergie incidente. Nous avons notamment montré que, dans les calculs comme dans les données expérimentales, pour les collisions centrales à 50 MeV/n la distribution en impulsion des fragments est anisotrope, avec l'axe du faisceau comme direction privilégiée. Les simulations nous ont permis d'assigner cet observation à un effet de transparence.

Nous avons mis l'accent sur le fait que le modèle utilisé n'est pas parfait, et nous avons montré que des désaccords avec les données expérimentales persistent. Un point commun avec un autre modèle de dynamique moléculaire, QMD, est un trop grand effet de transparence [NEB99]. A l'opposé des modèles de transport [GRE87, BON94], avec une même interaction effective, ont tendance à donner des noyaux trop "liquides". Ces différences pourraient peut-être être imputées au traitement du champ moyen, qui serait trop faible dans le premier cas et trop important dans le deuxième.

Bien sûr ce travail n'est pas une fin en lui-même, des développements et des élargissements peuvent (doivent) être faits. Tout d'abord d'un point de vue expérimental, la systématique menée entre 25 et 150 MeV/n d'énergie incidente pour les collisions centrales n'étaient qu'une première approche. Cette étude nécessite non seulement d'être approfondie mais aussi étendue aux autres classes de paramètre d'impact. Une comparaison avec d'autres systèmes symétriques déjà mesurés avec INDRA, plus lourds comme Au+Au ou plus légers comme Ni+Ni, permettrait d'étudier la dépendance de la production de fragments avec la taille du système; une variation de l'asymétrie de la voie d'entrée ( $A_{projectile}/A_{cible}$ ) serait également d'un grand intérêt. Si on s'attarde sur la détection, il nous semble qu'une des prochaines étapes serait de pouvoir détecter à la fois les particules chargées et les particules neutres. Nous avons vu à plusieurs reprises dans ce travail que les neutrons constituent une part non négligeable de l'information. Le challenge expérimental est toutefois très difficile. Un autre aspect est bien sûr la détection de la masse des produits de réactions, qui permettrait à la fois de mieux déterminer la cinématique et qui serait utile dans les études calorimétriques (pour la détermination des énergies d'excitation). Il existe actuellement le multi-détecteur CHIMERA avec lequel les premières expériences ont été menées au printemps 2000 [PAG01]. Des développements doivent maintenant être apportés pour détecter la charge et la masse des produits de réaction. Pour aller plus loin dans l'étude des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, l'examen des corrélations semble également primordial. Une très bonne résolution angulaire est alors requise, un accent devrait être mis sur le développement de détecteurs avec une grande granularité.

Mais avant tout, des développements théoriques sont indispensables. Tout d'abord en

ce qui concerne le travail montré ici AMD présente certaines lacunes, les pistes évoquées pour y remédier doivent être explorées. Il serait également intéressant de mener des calculs pour de plus faibles énergies incidentes telles que 32 MeV/n. Il a été montré dans ce travail que plus de 50% des particules légères sont émises dynamiquement à cette énergie. De plus c'est autour de cette énergie que des signaux de transition de phase (capacité calorifique négative [DAG01, LEN00], fluctuations universelles [BOT01], décomposition spinodale [FRA01b, BOR01]) ont été observés. Il serait intéressant de voir ce que AMD pourrait nous apprendre. Enfin d'un point de vue plus général, les différents modèles sont tous basés sur des hypothèses et des approximations plus ou moins drastiques, et nous nous devons en tant qu'expérimentateurs de garder cela à l'esprit.

## Annexe A

# Les particules légères : proportion d'évaporation

Nous avons reporté ici les multiplicités expérimentales de particules légères obtenues par la méthode des fonctions de corrélation.

### A.1 Méthode moyenne

Résultat de la première méthodes utilisées qui donne accès aux valeurs moyennes.

$E_{inc.}$		$^1H$	$^2H$	$^3H$	$^3He$	$^4He$	$Z = 1$	$Z = 2$	$Z = 1\&2$
32	$M_{ev.}$	0.97	0.83	0.71	0.12	3.09	2.51	3.21	5.72
	$M_{tot}$	5.98	2.85	1.84	0.38	7.36	10.67	7.88	18.55
	$P_{ev.} (\%)$	<b>16.22</b>	<b>29.12</b>	<b>38.59</b>	<b>31.58</b>	<b>41.98</b>	<b>23.52</b>	<b>40.74</b>	<b>30.84</b>
39	$M_{ev.}$	1.73	0.92	1.1	0.18	4	3.75	4.18	7.93
	$M_{tot}$	7.16	3.3	2.45	0.55	8.6	12.91	9.15	22.06
	$P_{ev.} (\%)$	<b>24.22</b>	<b>27.95</b>	<b>44.69</b>	<b>32.36</b>	<b>46.49</b>	<b>29.06</b>	<b>45.64</b>	<b>35.94</b>
45	$M_{ev.}$	1.68	1.21	1.01	0.24	3.2	3.91	3.44	7.35
	$M_{tot}$	7.82	3.85	2.93	0.72	9.39	14.6	10.11	24.71
	$P_{ev.} (\%)$	<b>21.48</b>	<b>31.51</b>	<b>34.61</b>	<b>33.89</b>	<b>34.04</b>	<b>26.76</b>	<b>34.03</b>	<b>29.73</b>
50	$M_{ev.}$	1.42	0.98	1.01	0.34	2.6	3.41	2.94	6.34
	$M_{tot}$	8.37	4.35	3.3	0.89	10.1	16.02	10.99	27.01
	$P_{ev.} (\%)$	<b>16.99</b>	<b>22.51</b>	<b>30.45</b>	<b>37.98</b>	<b>25.71</b>	<b>21.26</b>	<b>26.71</b>	<b>23.48</b>

TAB. A.1 -  $Xe+Sn$ , collisions centrales : Multiplicités moyennes de particules évaporées par événement. Pour chacune des énergies et des particules,  $M_{ev.}$  est la multiplicité de particules évaporées,  $M_{tot}$  la multiplicité totale et  $M_{ev.}/M_{tot}$  le pourcentage de particules évaporées.

## A.2 Méthode particule par particule

La deuxième méthode nous permet de connaître les distributions en multiplicités. Nous avons reporté dans le tableau les valeurs moyennes correspondantes ainsi que les largeurs de distributions (en petits caractères). Les pourcentages sont calculés uniquement si le nombre

$E_{inc.}$		$^1H$	$^2H$	$^3H$	$^3He$	$^4He$
32	$M_{ev.}$	0.99 <sub>0.98</sub>	0.79 <sub>0.88</sub>	0.61 <sub>0.78</sub>	0.11 <sub>0.34</sub>	2.71 <sub>1.60</sub>
	$M_{tot}$	5.98 <sub>2.15</sub>	2.85 <sub>1.63</sub>	1.84 <sub>1.32</sub>	0.38 <sub>0.61</sub>	7.36 <sub>2.57</sub>
	$P_{ev.} (%)$	<b>17.69</b> <sub>15.60</sub>	<b>23.89</b> <sub>22.68</sub>	<b>22.68</b> <sub>24.08</sub>	<b>7.38</b> <sub>14.78</sub>	<b>37.59</b> <sub>19.12</sub>
50	$M_{ev.}$	1.33 <sub>1.16</sub>	0.9 <sub>0.94</sub>	0.88 <sub>0.94</sub>	0.29 <sub>0.53</sub>	2.44 <sub>1.49</sub>
	$M_{tot}$	8.37 <sub>2.53</sub>	4.35 <sub>1.99</sub>	3.30 <sub>1.76</sub>	0.89 <sub>0.92</sub>	10.09 <sub>3.06</sub>
	$P_{ev.} (%)$	<b>16.86</b> <sub>13.03</sub>	<b>20.96</b> <sub>19.15</sub>	<b>24.27</b> <sub>22.08</sub>	<b>13.65</b> <sub>20.63</sub>	<b>25.45</b> <sub>14.53</sub>

TAB. A.2 -  $Xe+Sn$ , collisions centrales: Multiplicités moyennes de particules évaporées par événement. Pour chacune des énergies et des particules,  $M_{ev.}$  est la multiplicité de particules évaporées,  $M_{tot}$  la multiplicité totale et  $M_{ev.}/M_{tot}$  le pourcentage de particules évaporées.

de particules n'est pas nul. Ceci peut poser des problèmes, en particulier pour les particules de  $^3He$ : tous les événements où la particule est absente ne sont pas comptabilisés.

$E_{inc.}$		$Z = 1$	$Z = 2$	$Z = 1\&2$
32	$M_{ev.}$	2.39 <sub>1.50</sub>	2.82 <sub>1.63</sub>	5.21 <sub>2.11</sub>
	$M_{tot}$	10.67 <sub>2.83</sub>	7.73 <sub>2.60</sub>	18.40 <sub>3.26</sub>
	$P_{ev.} (%)$	<b>23.22</b> <sub>13.21</sub>	<b>37.37</b> <sub>18.70</sub>	<b>28.98</b> <sub>11.00</sub>
50	$M_{ev.}$	3.11 <sub>1.74</sub>	2.73 <sub>1.57</sub>	5.83 <sub>2.21</sub>
	$M_{tot}$	16.02 <sub>3.35</sub>	10.98 <sub>3.12</sub>	27.0 <sub>3.78</sub>
	$P_{ev.} (%)$	<b>19.92</b> <sub>10.15</sub>	<b>26.05</b> <sub>14.04</sub>	<b>21.98</b> <sub>8</sub>

TAB. A.3 -  $Xe+Sn$ , collisions centrales: Multiplicités moyennes de particules évaporées par événement. Pour chacune des énergies et des particules,  $M_{ev.}$  est la multiplicité de particules évaporées,  $M_{tot}$  la multiplicité totale et  $M_{ev.}/M_{tot}$  le pourcentage de particules évaporées.



## Bibliographie

- [AIC91] J. Aichelin, 'Quantum' Molecular Dynamics: a dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ions collisions, *Phys. Rep.* 202 (1991) 233.
- [AWE82] T.C. Awes et al., Light particle emission in  $^{16}\text{O}$ -induced reactions at 140, 215, and 310 MeV, *Phys. Rev. C* 25 (1982) 2361.
- [BAN85] S. Ban-Hao et D.H.E Gross, Finite-size effects and statistical approach to nuclear fragmentation processes: Monte Carlo simulation, *Nucl. Phys. A* 437 (1985) 643.
- [BAUE93] W. Bauer et al., large radial flow in nucleus-nucleus collisions, *Phys. Rev. C* 47 (1993) R1838.
- [BEA99] L. Beaulieu et al., Thermal excitation of heavy nuclei with 5-15 GeV/c antiproton, proton and pion beams, *Phys. Lett. B* 463 (1999) 159.
- [BEL95] M. Belkacem, V. Latora and A. Bonasera, Critical evolution of finite system, *Phys. Rev. C* 52 (1995) 271.
- [BEN95] J. Benlliure, Thèse de l'université de Valence, GANIL T 95 02.
- [BER88] G.F. Bertsch and S. Das Gupta, *Phys. Rep.* 160 (1988) 189; W. Cassing et al., Production of energetic particles in heavy-ion collisions, *Phys. Rep.* 188 (1990) 363.
- [BET30] H.A. Bethe, *Ann. Phys.* 5 (1930) 325.
- [BIZ92] G. Bizard et al., Three fragment sequential decay of heavy nuclei around 3 MeV/u excitation energy, *Phys. Lett. B* 276 (1992) 413.
- [BOG46] N.N Bogoliubov, *J. Phys. (URSS)* 10 (1946) 256.
- [BOH39] N. Bohr and J.A. Wheeler, *Phys. Rev.* 56 (1939) 426.
- [BON76] P. Bonche et al., One-dimensional nuclear dynamics in the time-dependent Hartree-Fock approximation, *Phys. Rev. C* 13 (1976) 1226.

- [BON94] A. Bonasera, F. Gulminelli, J. Molitoris, The Boltzmann equation at the borderline, *Phys. Rep.* 243 (1994) 1.
- [BON95] J.P. Bondorf et al., Statistical multifragmentation of nuclei, *Phys. Rep.* 257 (1995) 133.
- [BOR01] B. Borderie et al., Evidence for Spinodal Decomposition in Nuclear Fragmentation, *phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 3252.
- [BOR46] H. Born and H.S. Green, *Proc. Roy. Soc.* A188 (1946) 10.
- [BOT01] R. Botet et al., Universal fluctuations in heavy-ion collisions in the Fermi energy domain, *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 3514.
- [BOU01] B. Bouriquet, Relaxation en forme et multifragmentation nucléaire, Thèse de l'université de Caen, GANIL T 01 02 (2001).
- [CAV90] C. Cavata et al., Determination of the impact parameter in relativistic nucleus-nucleus collisions, *Phys. Rev.* C42 (1990) 1760.
- [CHA88] R.J. Charity et al., Systematics of complex fragment emission in niobium-induced reactions, *Nucl. Phys.* A483 (1988) 371.
- [COL92] M. Colonna et al., Equilibrium features and dynamical instabilities in nuclear fragmentation, *Nucl. Phys.* A541 (1992) 295.
- [COP90] N. Copinet, Thèse de l'université de Caen, 1990.
- [CUG83] J. Cugnon and D. L'Hôte, Global variables and the dynamics of relativistic nucleus-nucleus collisions, *Nucl. Phys.* A397 (1983) 519.
- [CUS93] D. Cussol et al., Charged-particle calorimetry of  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  reactions from 36 to 65 MeV/u, *Nucl. Phys.* A561 (1993) 298.
- [CUS01] D. Cussol, What can be learned from the classical molecular dynamics of N-bodies in strong interaction?, *Proc. of the XXXIX Int. meeting on Nuclear Matter, Bormio, 2001*, edited by I. Iori and A. Moroni (Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente, Milano, 2001), p.119.
- [DAG01] M. D'agostino et al., On the reliability of negative heat capacity measurements, *nucl-ex/0104024* (2001). (en presse à NPA le 7/09/01).
- [DEC80] J. Dechargé and D. Gogny, Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei, *Phys. Rev.* C21 (1980) 1568.
- [DEM96] J.F. Dempsey et al., Isospin dependance of intermediate mass fragment production in heavy-ion collisions at  $E/A=55$  MeV, *Phys. Rev.* C54 (1996) 1710.

- [DES99] B. de Schauenburg, Multifragmentation et thermalisation dans les collisions centrales d'ions lourds dans le domaine d'énergie 100-400 MeV par nucléon, Thèse de l'université de Starsbourg, IReS 99-06.
- [DES95] P. Désesquelles, Ann. Phys. Fr. 20 (1995) 1 (in English).
- [DES00] P. Désesquelles et al., New method for the discrimination of single-source events in heavy-ion collisions, Phys. Rev. C62 (2000) 024614.
- [DES91] R.T. de Souza et al., Multifragment emission in the reaction  $^{36}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$  at  $E/A=35, 50, 80,$  and  $110$  MeV, Phys. Lett. B268 (1991) 6.
- [DJE01] B. Djerroud et al., Heavy residues and intermediate-mass fragment in dissipative  $^{197}\text{Au} + ^{86}\text{Kr}$  collisions, Phys. Rev. C64 (2001) 034603.
- [DOR93] C. Dorso and J. Randrup, Early recognition of clusters in molecular dynamics, Phys. Lett. B301 (1993) 328.
- [DRI84] D. Drijard, H.G. Fischer and T. Nakada, Study of event mixing and its application to the extraction of resonance signals, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 225 (1984) 367.
- [DUR92] D. Durand, An event generator for the study of nuclear collisions in the Fermi energy domain, Nucl. Phys. A541 (1992) 266.
- [DUR01] D. Durand, E. Suraud, B. Tamain, Nuclear dynamics in the nucleonic regime (IoP publishing, Bristol and Philadelphia), 2001.
- [FEL90] H. Feldmeier, Fermionic Molecular Dynamics, Nucl. Phys. A515 (1990) 147.
- [FEL00] H. Feldmeier, Molecular dynamics for fermions, Rev. Mod. Phys. 72 (2000) 655.
- [FIE84] D.J. Fields et al., Complex particle emission from decaying regions of high excitation formed in  $^{12}\text{C}$  induced reactions on  $^{197}\text{Au}$  at  $E/A=30$  MeV, Phys. Rev. C30 (1984) 1912.
- [FRA01a] J.D. Frankland et al., Multifragmentation of a very heavy nuclear system (I): selection of single-source events, Nucl. Phys. A689(2001)905.
- [FRA01b] J.D. Frankland et al., Multifragmentation of a very heavy nuclear system (II): bulk properties and spinodal decomposition, Nucl. Phys. A689(2001)940.
- [FRI90] W.A. Friedman, Rapid massive cluster formation, Phys. Rev. C42 (1990)667.
- [GAI00] T. Gaitanos, H.H. Wolter et C. Fuchs, Spectator and participant decay in heavy ion collisions, Phys. Lett. B478 (2000) 79.

- [GOL78] A.S. Goldhaber, Volume versus surface sampling of Maxwellian distributions in nuclear reactions, *Phys. Rev. C* 17 (1978) 2243.
- [GOL60] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee and A. Pais, Influence of Bose-Einstein Statistics on the Antiproton-Proton Annihilation Process, *Phys. Rev.* 120 (1960) 300.
- [GON91] W.G. Gong et al., Space-time evolution of the reactions  $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$ ,  $^{197}\text{Au}$  at  $E/A=75$  MeV and  $^{129}\text{Xe} + ^{27}\text{Al}$ ,  $^{122}\text{Sn}$  at  $E/A=31$  MeV probed by two-proton intensity interferometry, *Phys. Rev. C* 43 (1991) 1804.
- [GRE87] C. Grégoire, B. Remaud, F. Sébille, L. Vinet and Y. Raffray, Semi-classical dynamics of heavy-ion reactions, *Nucl. Phys. A* 465 (1987) 317.
- [GRO90] D.H.E. Gross, Statistical decay of very hot nuclei, *Rep. Prog. Phys.* 53 (1990) 605.
- [GUA96] A. Guarnera, étude des approches stochastiques du problème à N-corps : application à la multifragmentation nucléaire, Thèse de doctorat de l'université de Caen, GANIL T 96 01 (1996).
- [GUL97] F. Gulminelli et D. Durand, Theoretical comparison of different thermometers for the determination of the nuclear caloric curve, *Nucl. Phys. A* 615 (1997) 117.
- [HAU52] W. Hauser and H. Feshbach, *Phys. Rev.* 87 (1952) 366.
- [HUD00] S. Hudan et al., Excitation energy of the fragments produced in central collisions of Xe+Sn at intermediate energies, *Proc. of the XXXVIII Int. meeting on Nuclear Matter, Bormio, 2000*, edited by I. Iori and A. Moroni (Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente, Milano, 2000), p.443.
- [JIA89] D.X. Jiang et al., Saturation of the thermal energy deposited in Au and Th nuclei by Ar projectiles between 27 and 77 MeV/u, *Nucl. Phys. A* 503 (1989) 560.
- [KIR46] J.G. Kirwood, *J. Chem. Phys.* 14 (1946) 180.
- [KOL96] A. Kolomiets et al., Nuclear temperature of the disassembling source in central heavy-ion collisions from isotope yields, *Phys. Rev. C* 54 (1996) R472.
- [KRA40] H.A. Kramers, *Physica VII* 4 (1940) 284.
- [KRU85] H. Kruse, B.V. Jacak and H. Stöcker, *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985) 289.
- [KSH72] A.M. Kshirsagar, *Multivariate Analysis*, (Marcel Dekker Inc., New York), 1972.
- [LAC99] D. Lacroix, P. Chomaz, S. Ayik, On the simulation of extended TDHF theory, *Nucl. Phys. A* 651 (1999) 369.

- [LAV01] F. Lavaud, Thèse de doctorat, IPNO-T 01-06.
- [LEF99] A. Le Fèvre, M. Ploszajczak, and V. D. Toneev, Multifragmentation of nonspherical nuclei, *Phys. Rev. C* 60 (1999) 051602.
- [LEF00] T. Lefort et al., Study of intermediate velocity products in the Ar+Ni collisions between 52 and 95 A.MeV, *Nucl. Phys. A* 662 (2000) 397.
- [LEN99] N. Le Neindre, Aspect thermodynamique de la multifragmentation Xe+Sn 32 à 50 A.MeV, Thèse de doctorat de l'université de Caen, LPCC T 99-02.
- [LEN00] N. Le Neindre for the INDRA collaboration, Negative heat capacities in central Xe+Sn reactions, Proc. of the XXXVIII Int. meeting on Nuclear Matter, Bormio, 2000, edited by I. Iori and A. Moroni (Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente, Milano, 2000), p.404.
- [LEN90] R.J. Lenk, T.J. Schlagel and V.R. Pandharipande, Accuracy of the Vlasov-Nordheim approximation in the classical limit, *Phys. Rev. C* 42 (1990) 372.
- [LLO84] E. Llyod, Handbook of Applicable Mathematics Vol. VI, Statistics, part B (Wiley and Sons Eds), 1984.
- [LOP90] J.A. Lopez and J. Randrup, Theory of nuclear multifragmentation (II). Post-transition dynamics, *Nucl. Phys. A* 512 (1990) 345.
- [LOT01] B. Lott et al., Thermal excitation and decay of nuclei from antiproton-nucleus interactions at 1.22 GeV, *Phys. Rev. C* 63 (2001) 034616.
- [MA95] Y.G. Ma and W.Q. Shen, Onset of multifragmentation in intermediate energy light asymmetrical collisions, *Phys. Rev. C* 51 (1995) 710.
- [MA97] Y.G. Ma et al., Surveying the nuclear caloric curve, *Phys. Lett. B* 390 (1997) 41.
- [MAR97] N. Marie et al., A hot expanding source in 50 A.MeV Xe+Sn central reactions, *Phys. Lett. B* 391 (1997) 15.
- [MAR98] N. Marie et al., Experimental determination of fragment excitation energies in multifragmentation events, *Phys. Rev. C* 58 (1998) 256.
- [MAR56] J.B. Marion, G. Weber, and F.S. Mozer, *Phys. Rev.* 104 (1956) 1402.
- [MAR00] E. Martin et al., Transition in isospin behavior between light and heavy fragments emitted from excited nuclear systems, *Phys. Rev. C* 62 (2000) 027601.
- [MAR92] T. Maruyama, A. Ono, A. Ohnishi and H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys.* 87 (1992) 1367.

- [MET95] V. Metivier, Thèse de l'université de Caen, LPCC T 95-03.
- [MOR75] L.G. Moretto, Nucl. Phys. A247 (1975) 211.
- [NAY92] T.K. Nayak et al., Emission temperatures from the decay of particle unstable complex nuclei, Phys. Rev. C45 (1992) 132.
- [NEB99] R. Nebauer et al., Multifragmentation in Xe(50 AMeV)+Sn: Conformation of theory and data, Nucl. Phys. A 658 (1999) 67.
- [NOR28] L.W. Nordheim, Proc. Roy. Soc. A119 (1928) 689.
- [ODE00] T. Odeh et al., Fragment Kinetic Energies and Modes of Fragment Formation, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 4557.
- [OGI91] C.A. Ogilvie et al., Rise and Fall of Multifragment Emission, Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 1214.
- [ONO92] A. Ono et al., Antisymmetrized Version of Molecular Dynamics with Two-Nucleon Collisions and Its Application to Heavy Ion Reactions, Prog. Theor. Phys. 87(1992) 1185.
- [ONO95] A. Ono et H. Horiuchi, Flow of nucleons and fragments in  $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$  collisions studied with antisymmetrized molecular dynamics, Phys. Rev. C51 (1995) 299.
- [ONO96] A. Ono et H. Horiuchi, Antisymmetrized molecular dynamics of wave packets with stochastic incorporation of the Vlasov equation, Phys. Rev. C53 (1996) 2958.
- [ONO99a] A. Ono, Antisymmetrized molecular dynamics with quantum branching process for collisions of heavy nuclei, Phys. Rev. C59 (1999) 853.
- [ONO99b] A. Ono, Cluster formation dynamics in medium energy nuclear collisions, Proceedings of the 7<sup>th</sup> Int. Conference on Clustering aspects of nuclear structure and Dynamics, Rab, Croatia, June 1999, World Scientific.
- [ONO01] A. Ono, S. Hudan, A. Chbihi and J.D. Frankland, Compatibility of the focalized wave packets and the unrestricted single particle dynamics for the cluster formation in nuclear collisions, submitted to Phys. Rev. C.
- [PAG01] A. Pagano et al., Physics with the Chimera detector at LNS in Catania: The REVERSE experiment, Nucl. Phys. A681 (2001) 331c.
- [PAR91] W.E. Parker et al., Charged-particle evaporation from hot composite nuclei: evidence over a broad Z range for distortions from cold nuclear profiles, Phys. Rev. C44 (1991) 774.
- [PAR01] M. Pârlog et al., submitted to Nucl. Instr. and Meth. A.

- [PEA94] G.F. Peaslee et al., Energy dependance of multfragmentation in  $^{84}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$  collisions, Phys. Rev. C49 (1994) R2271.
- [PEI92] G. Peilert et al., Dynamical treatment of Fermi motion in microscopic description of heavy ion collisions, Phys. Rev. C46 (1992) 1457.
- [PLA99] E. Plagnol et al., Onset of midvelocity emissions in symmetric heavy ion reactions, Phys. Rev. C 61 (1999) 014606.
- [POC87] J. Pochodzalla et al., Two-particle correlations at small relative momenta for  $^{40}\text{Ar}$  induced reactions on  $^{197}\text{Au}$  at  $E/A=60$  MeV, Phys. Rev. C35 (1987) 1695.
- [POC95] J. Pochodzalla et al., Probing the Nuclear Liquid-Gas Phase Transition, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1040.
- [POU95] J. Pouthas et al., Nucl. Instr. and Meth. A357 (1995) 418.
- [POU96] J. Pouthas et al., Nucl. Instr. and Meth. A369 (1996) 222.
- [PÜL77] F. Pühlhofer, Nucl. Phys. A280 (1977) 267.
- [PUR96] R.K. Puri, C. Hartnack and J. Aicheln, Early fragment formation in heavy-ion collisions, Phys. Rev. C54 (1996) R28.
- [RAM00] F. Rami et al., Isospin tracing : A Probe of Nonequilibrium in Central Heavy-Ion Collisions, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 1120.
- [RIN80] P. Ring et P. Schuck, The nuclear many-body problem, Springer-Verlag (New-York), 1980.
- [SAL97] S. Salou, Thèse de doctorat de l'université de Caen, GANIL T 97 06.
- [SCH87] T.J. Schlagel and V.R. Pandharipande, Classical simulations of heavy-ion collisions, Phys. Rev. C36 (1987) 162.
- [SCH96] A. Schüttauf et al., Universality of spectator fragmentation at relativistic bombarding energies, Nucl. Phys. A607 (1996) 457.
- [SPI67] R.J. Spiger and T.A. Tombrello, Scattering of  $^3\text{He}$  by  $^4\text{He}$  and of  $^4\text{He}$  by Tritium, Phys. Rev. 163 (1967) 964.
- [SOB83] L.G. Sobotka et al., Compound-Nucleus Decay via the emission of Heavy Nuclei, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 2187.
- [SOU00] S.R. Souza et al., Nuclear isotope thermometry, Phys. Rev. C62 (2000) 064607.
- [STA01] P. Staszal et al., Fragment excitation energies at freeze-out in  $^{84}\text{Kr} + ^{93}\text{Nb}$  collisions at 45 MeV/nucleon, Phys. Rev. C63 (2001) 064610.

- [SUR95] E. Suraud, Cours de l'école Joliot-Curie de physique nucléaire, IN2P3 (1995).
- [SUR98] E. Suraud, Physique des collisions nucléaires (Hermann éditeurs des sciences et des arts), 1998.
- [TIR98] O. Tirel, Origine dynamique de la multifragmentation nucléaire, Thèse de l'université de Caen, GANIL T 98 02.
- [TOK96] J. Tóke et al., Dynamical Fragment Production as a Mode of Energy Dissipation in Heavy-Ion Reactions, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 3514.
- [TRO87] R. Trockel et al., Correlated Fragment Production in  $^{18}\text{O}$ -Induced Reactions at  $E/A = 84$  MeV, Phys. Rev. Lett. 25 (1987) 2844.
- [TUR01] K. Turzó, Thèse en préparation, Université Claude Bernard-1 de Lyon.
- [UHL33] E.A. Ühling and G.E. Uhlenbeck, Phys. Rev. 43 (1933) 552.
- [VIC85] A. Vicentini, G. Jacucci and V.R. Pandharipande, Fragmentation of hot classical drops, Phys. Rev. C31 (1985) 1783.
- [WAD00] R. Wada et al., Reaction mechanisms and multifragmentation processes in  $^{64}\text{Zn} + ^{58}\text{Ni}$  at 35A-79A MeV, Phys. Rev. C62 (2000) 034601.
- [WEI37] V. Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1937) 295.
- [WES82] G.D. Westfall et al., Energy dependence of nuclear matter disassembly in heavy-ion collisions, Phys. Lett. B116 (1982) 118.
- [WHI94] J.P. Whitfield and W.T. Porile, Target residues from the interaction of copper with 90MeV/nucleon  $^6\text{Li}$  ions, Phys. Rev. C49 (1994) 304.
- [WON78] C.Y. Wong and H.H.K. Tang, Extended Time-dependent Hartree-Fock Approximation with particle collisions, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1070; Dynamics of nuclear fluid V. ETDHF approximation illuminates the approach of thermal equilibrium, Phys. Rev. C20 (1979) 1419.
- [XI99] H. Xi et al., Influence of secondary decay on isotope-ratio temperature measurements, Phys. Rev. C59 (1999) 1567.
- [XU00] H.S Xu et al., Isospin Fractionation in Nuclear Multifragmentation, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 716.





## Résumé

Afin de comprendre la production de fragments qui se déroule dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, nous avons fait dans ce travail une étude à la fois expérimentale et théorique du phénomène de multifragmentation. Les données recueillies avec le multidétecteur INDRA sur une large gamme en énergie incidente pour le système Xe+Sn ont permis de faire une étude des collisions centrales et de montrer que le maximum de production de fragments se situe autour de 65 MeV/n d'énergie incidente. Un examen plus approfondi des collisions centrales entre 32 et 50 MeV/n d'énergie de bombardement, fondé sur les fonctions de corrélation fragment/particule, a aidé à déterminer les caractéristiques des fragments primaires produits au cours de la collision. Il a été montré que les énergies d'excitation de ces fragments saturent vers une valeur de 3 MeV/n à partir de 39 MeV/n d'énergie de faisceau, et que les particules évaporées représentent moins de 40% (23% à 50 MeV/n) de toutes les particules légères chargées, ce qui montre l'importance de la dynamique de la collision. Afin de mieux comprendre ces grandeurs, d'étudier le rôle de la dynamique et l'évolution en temps de la collision, des calculs avec le modèle de dynamique moléculaire antisymétrisée AMD ont été effectués. Les simulations donnent une bonne image des données expérimentales, notamment des collisions les plus centrales à 50 et à 100 MeV/n d'énergie incidente pour le système Xe+Sn. Pour cela des développements du modèle ont été nécessaires afin de bien prendre en compte la diffusion des nucléons dans le milieu. Les calculs ont permis de situer le temps de formation des fragments entre 100 et 200 fm/c dans le cas des collisions centrales à 50 MeV/n d'énergie incidente, et de montrer un effet de transparence, qui existe même dans les collisions les plus centrales. Les comparaisons avec les données expérimentales montrent que cet effet est légèrement surestimé dans les calculs.

**Mots-clés :** physique nucléaire, collisions d'ions lourds, production de fragments, corrélation fragments-particules légères, énergie d'excitation des fragments primaires, calculs de dynamique moléculaire.

## Experimental and theoretical study of the fragment production in the Xe+Sn collisions from 25 to 150 A.MeV

### Abstract

In order to understand the fragment production which occurs in heavy ion collisions at intermediate energies we have performed in this work an experimental and theoretical study of multifragmentation. The set of data obtained with the INDRA detector over a wide range of incident energy for the Xe+Sn system allows to perform a study of central collisions which shows that the maximum of fragment production is around 65 MeV/n of incident energy. A more detailed study of central collisions from 32 to 50 MeV/n of bombarding energy, based on fragment/particle correlation functions, has helped to determine the characteristics of primary fragments produced by the collision. The excitation energy of these fragments shows a saturation at a value of 3 MeV/n beyond 39 MeV/n of beam energy and the evaporated particles represent less than 40% (23% at 50 MeV/n) of all light charged particles, which indicates the importance of the collision dynamics. Calculations with the antisymmetrised molecular dynamics model AMD have been made in order to study the role of dynamics and the time evolution of the collision. The simulations are in good agreement with the experimental data, namely for the most central collisions at 50 and 100 MeV/n of beam energy for the Xe+Sn system. In this scope some developments have been necessary so that the diffusion properties of nucleons in nuclear matter can be better taken into account. The calculations allowed to locate the fragment time production between 100 and 200 fm/c in central collisions at 50 MeV/n of beam energy. Furthermore they showed a transparency effect even in the most central collisions. The comparison with the experimental data show that this effect is slightly overestimated in the calculations.

**Keywords :** nuclear physics, heavy ion collisions, fragment production, fragment-light charged particle correlations, excitation energy of primary fragments, molecular dynamics calculations.