Origine dynamique de la multifragmentation nucléaire

Olivier Tirel

▶ **To cite this version:**

Olivier Tirel. Origine dynamique de la multifragmentation nucléaire. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1998. Français. NNT : . in2p3-00008666

HAL Id: in2p3-00008666
https://hal.in2p3.fr/in2p3-00008666

Submitted on 14 Jan 2015

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.

GANIL T 98 02

Université de Caen

THESE

présentée

pour l'obtention

du GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
de L'UNIVERSITE DE CAEN

par

Olivier TIREL

sujet :

Origine dynamique de la multifragmentation nucléaire

soutenue le 18 Décembre 1998 devant le jury composé de :

Monsieur	**J. AICHELIN**	
Monsieur	**G. AUGER**	
Monsieur	**D. CUSSOL**	
Monsieur	**J.F. LECOLLEY**	Président
Monsieur	**B. REMAUD**	Rapporteur
Monsieur	**F. SAINT LAURENT**	
Monsieur	**W. TRAUTMANN**	Rapporteur

Remerciements

Tout le monde sait qu'une thèse est le fruit de trois années de travail. Mais ce n'est qu'au terme de ces trois années que l'on prend conscience de l'importance de chaque personne rencontrée dans la réussite d'un tel travail. Je pense bien évidemment aux physiciens, étudiants, mais aussi au personnel administratif.

Je tiens donc à remercier la direction du GANIL, D. Guerreau et J.P. Fouan pour m'avoir offert la chance de faire une thèse au sein de ce laboratoire.

Je remercie naturellement tous les membres de mon jury : Monsieur Jean-François Lecolley pour avoir présidé ma soutenance ; Messieurs Wolfgang Trautmann et Bernard Remaud pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail ; Messieurs François Saint-Laurent, Joërg Aichelin et Daniel Cussol pour leur participation à la soutenance ; enfin Gérard Auger, mon directeur de thèse.

Je tiens à remercier ici toutes les personnes qui m'ont professionnellement accompagné pendant ces trois années. Je commence par François Saint-Laurent qui fût mon maître de stage de DEA et la personne qui m'a dirigé pendant les premiers mois de la thèse. Je pense bien évidemment à Abdou Chbihi et Jean-Pierre Wieleczko avec lesquels j'ai eu le plaisir d'avoir des discussions toujours riches en enseignements. Je n'oublie pas Dominique Durand avec lequel j'ai travaillé pendant quelques mois. Ma reconnaissance va aussi naturellement à Joërg Aichelin qui nous a permis d'utiliser son code et avec lequel j'ai eu le plus grand plaisir à travailler. Mes remerciements vont aussi à son étudiante Régina Nebauer avec laquelle j'ai beaucoup conversé par e-mail des détails du modèle. J'ai eu aussi le plaisir de la rencontrer à Nantes et lors de quelques conférences. Je tiens à remercier une nouvelle fois Daniel Cussol non seulement parce que j'ai beaucoup appris en travaillant à ses côtés pendant quelques mois, mais aussi pour toutes les discussions parfois animées que nous avons eu et enfin parce que j'ai toujours plaisir à passer un moment avec lui. Enfin, je tiens à remercier tout particulièrement Gérard Auger mon directeur de thèse. Je crois pouvoir dire que nous nous sommes très bien entendus pendant ces trois années et qu'une certaine complicité est née entre nous. Merci de m'avoir laissé travailler comme je l'entendais tout en me dirigeant dans les moments plus difficiles.

Ma reconnaissance va également à quelques personnes non physiciennes de ce laboratoire sans qui la thèse pourrait devenir une sorte de cauchemar. Merci à Nicole Aubry, Monique Bex, Armelle Latour et Christine Lemaitre.

Trois années de travail dans un lieu permettent de nouer des relations qui s'étendent parfois au delà du cadre professionnel. Pour n'oublier personne je ne vais pas faire de longues listes de noms ce qui serait finalement inutile puisque les personnes que j'estime

le savent déjà. J'ai donc une pensée pour les inconditionnels plus ou moins assidus des soirées du vendredi soir, pour les pongistes de tout poil ainsi que pour les adeptes des week-ends en province, ils se reconnaîtront.

Je pense aussi plus particulièrement à deux personnes adeptes des longues soirées de Trivial Pursuit, de jeu de dés ou autre jeu de dames chinoises. Merci à tous les deux.

Bien entendu je n'oublie pas toutes les personnes qui furent pour des temps plus ou moins longs mes collègues de bureau et qui sont pour la plupart devenus des amis, merci à Yann, Giuseppe, Cristina et Anne-Sophie (ma correctrice d'orthographe particulière).

Que mes amis extérieurs au GANIL ne se froissent pas, je ne les oublie pas, même si la vie faisant, nous sommes éloignés géographiquement, la distance n'efface pas les sentiments.

Cette thèse n'aurait sûrement jamais vu le jour sans l'appui de ma famille qui me supporte et m'encourage depuis toujours. Je pense donc très fort à ma maman, mon papa, mon petit frère qui ont toujours su faire preuve de soutien, de patience dans les moments d'euphorie comme dans les moments de découragement qui jalonnent une thèse. Je tiens à leur dire que sans eux je ne suis rien. Un gros bisouxx spécial pour celle que je considère comme ma petite soeur et qui depuis quelques mois a elle aussi été très présente quand il le fallait.

Enfin, comment traduire par des mots tout l'amour que je porte à celle qui depuis quelques années partage ma vie et depuis trois ans supporte jour après jour mes états d'âme. Ces derniers mois n'ont pas du être faciles à vivre, surtout que grandissait en elle le plus beau cadeau qu'une femme puisse faire à son mari : une petite Julia, qui m'a fait la joie de naître quelques jours avant ma soutenance.

Table des matières

INTRODUCTION 3

1 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL 11
- 1.1 Introduction . . . 12
- 1.2 Caractéristiques générales . . . 12
- 1.3 Géométrie d'INDRA . . . 12
- 1.4 Caractéristiques des différents détecteurs . . . 16
  - 1.4.1 Les Phoswichs . . . 16
  - 1.4.2 Les Chambres d'Ionisation (ChIo) . . . 16
  - 1.4.3 Les Siliciums (Si) . . . 17
  - 1.4.4 Les Iodures de Césium (CsI) . . . 18
- 1.5 Conclusion . . . 19

2 IDENTIFICATION ET ÉTALONNAGE 21
- 2.1 Introduction . . . 22
- 2.2 Étalonnage en énergie . . . 22
  - 2.2.1 Les Siliciums . . . 22
  - 2.2.2 Les Chambres d'Ionisation . . . 23
  - 2.2.3 Les Iodures de Césiums . . . 23
- 2.3 L'identification . . . 24
  - 2.3.1 La méthode $E - \Delta E$ . . . 24
  - 2.3.2 Les détecteurs scintillants : l'analyse en forme . . . 24
- 2.4 Les CsI : une nouvelle matrice d'identification . . . 25
  - 2.4.1 Application aux CsI couronne 2-9 . . . 27
  - 2.4.2 La cohérence . . . 29
- 2.5 Le filtre . . . 31
  - 2.5.1 Initialisation de la *base INDRA* . . . 31

2.5.2 L'identification du filtre et la cohérence 33
2.6 Conclusion 35

3 SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS 37
3.1 Caractéristiques générales 38
3.2 Reconstruction du Quasi-Projectile (QP) 44
3.2.1 Reconstruction du QP événement par événement 46
3.3 Conclusion 55

4 SIMULATION DU COL 57
4.1 Introduction 58
4.2 La méthode 58
4.2.1 Introduction 58
4.2.2 Calcul de la taille des pré-fragments 59
4.2.3 Calcul des positions et des vitesses initiales des pré-fragments 61
4.2.4 Calcul de l'énergie d'excitation 62
4.3 Hypothèse "boule de feu" 62
4.4 Hypothèse équilibre thermique 66
4.5 Conclusion 68

5 COMPARAISON AVEC UN MODÈLE DYNAMIQUE 71
5.1 Introduction 72
5.2 QMD 73
5.2.1 Les équations de propagation 73
5.2.2 L'Hamiltonien du système 74
5.2.3 Le terme de collision et le principe de Pauli 75
5.2.4 Le modèle BQMD 76
5.3 Comparaison avec les données 81
5.3.1 Les variables globales 83
5.3.2 La comparaison 89
5.4 Étude de la formation des fragments 103
5.4.1 Évolution temporelle des nucléons 104
5.4.2 GEMINI 109
5.5 Conclusion 113

6 ANALYSES A LA "MORETTO" 115

6.1 Le contexte 116

6.2 La méthode expérimentale 118

6.3 Les résultats 119

6.4 Analyse en loi de Poisson 127

6.5 Conclusion 131

CONCLUSION 136

BIBLIOGRAPHIE 136

INTRODUCTION

Depuis plusieurs décennies, les physiciens se sont intéressés à l'étude de la matière nucléaire, notamment par l'intermédiaire des collisions d'ions lourds qui sont un moyen d'investigation privilégié. En effet, expérimentalement, il est possible de perturber et d'étudier les réactions d'un noyau puis d'extrapoler les résultats à la matière nucléaire. De plus, la large gamme de faisceaux (dépendant de l'énergie de bombardement et de la charge du projectile) couverte par les accélérateurs modernes permet de faire varier l'intensité et la nature de ces perturbations. Le but ultime de ces études est de déterminer l'équation d'état de la matière nucléaire qui prédit l'état du noyau en fonction de variables thermodynamiques macroscopiques comme la température et la densité. Cette équation est définie pour la matière nucléaire infinie, or expérimentalement, nous sommes limités par la taille finie des noyaux ($N < 250$). Les différentes analyses s'attachent donc à explorer les voies de désexcitation d'un noyau porté dans des conditions extrêmes de température et de pression (comme cela peut-être le cas après une collision entre deux ions lourds) et à tester la véracité des hypothèses thermodynamiques pour qualifier un système microscopique comme le noyau. L'une des variables d'intérêt dans la détermination de l'équation d'état est la température. Or la notion de température (variable macroscopique) suppose que le système formé lors de la collision est à chaque instant en équilibre thermique.

Les premières études ont été menées à basse énergie de bombardement ($E/A <$ 10 MeV). Dans ce domaine en énergie, les mécanismes de réactions sont dominés par la fusion (formation d'un noyau composé) et le processus de transfert très inélastique (formation de deux résidus). Dans les deux cas de figure, l'énergie d'excitation déposée est très faible (de l'ordre du MeV par nucléon). Les noyaux ainsi formés se désexcitent par émission séquentielle de particules légères (LCP, $Z<3$) ou par fission. Les temps sont suffisamment longs pour que le système puisse s'équilibrer entre deux émissions successives. Des modèles (par exemple GEMINI [26]) basés sur des concepts thermodynamiques [98, 50] reproduisent parfaitement les données expérimentales. Ces modèles ont été utilisés avec succès pour des énergies d'excitation inférieures à 3 A.MeV.

En augmentant l'énergie de bombardement, le phénomène de fusion-évaporation disparaît [9, 28]. L'énergie d'excitation déposée dans les noyaux augmente et une nouvelle voie de désexcitation s'ouvre : la production multiple de fragments de masse intermédiaire (IMF,) encore appelée "multifragmentation". La charge de ces fragments est comprise entre 3 et 20. Ces limites traduisent le fait que les particules légères ($Z<2$) ainsi que les résidus de fission ($Z>20$) ne caractérisent pas la multifragmentation[1].

Les théoriciens se sont fortement impliqués dans l'étude de cette nouvelle

[1]Il est important de remarquer que cette définition est celle qui est généralement admise dans les collisions d'ions lourds. En ce qui concerne les systèmes légers, cette définition doit être adaptée.

voie de désexcitation des noyaux et de nombreux modèles ont vu le jour dans la dernière décennie. Nous pouvons retenir deux grands types de modèles :

- Les modèles statistiques qui sont basés sur les principes de la thermodynamique. Il est supposé que le système formé lors de la collision s'expand en émettant des particules légères. L'équilibre thermique est atteint au volume de freeze-out. La faible densité du système favorise la production de fragments. Nous pouvons alors distinguer deux familles de modèles :
  1. le modèle EES (Expanding Emitting Source) [43] qui gère la phase d'expansion. Les fragments sont considérés comme étant émis séquentiellement ;
  2. les modèles de Berlin (MMMC : Microcanonical Metropolis Monte Carlo) [47] et de Copenhague (SMM : Statistical Multifragmentation Model) [20] pour lesquels la multifragmentation est supposée simultanée ; la phase d'expansion n'est pas explicitement traitée.
- Les modèles dynamiques peuvent être classés en deux catégories :
  1. les modèles de champ moyen dans lesquels chaque particule individuelle évolue en fonction du temps dans le champ moyen créé par les autres nucléons. Ces modèles sont basés sur des équations de propagation à un corps : par exemple les équations de Landau-Vlassov (modèle BUU : Boltzmann-Uehling-Uhlembeck [16] ou VUU : Vlassov-Uehling-Uhlembeck[90]), de Boltzmann-Langevin ([48]). Certains de ces modèles ont montré que le système, lors de son expansion, pouvait atteindre une région d'instabilité mécanique appelée "zone spinodale". Dans cette zone, les perturbations sont amplifiées et conduisent le système à se multifragmenter. Contrairement aux modèles statistiques, une configuration particulière est favorisée par le faible nombre de modes d'instabilité qui peuvent se développer ;
  2. les modèles à N corps qui présentent l'avantage de gérer l'évolution des N nucléons (par exemple QMD [3]). Dans ce cadre, la formation des fragments est prompte, le système n'a pas le temps d'atteindre l'équilibre thermodynamique.

Expérimentalement, un effort particulier a été porté sur l'étude de ce mécanisme. Il semble que le processus de multifragmentation apparaisse pour des énergies d'excitation d'environ 3 A.MeV [41]. Parallèlement, les temps d'émission entre les fragments diminuent en fonction de l'énergie d'excitation : par exemple, pour les systèmes Ar+Au à 30 et 60 A.MeV et Kr+Au à 60 A.MeV [59, 61], le temps entre deux émissions de fragments passe de 500 fm/c pour une source à 3 A.MeV à 50 fm/c pour une source à 5 A.MeV. Ces résultats laissent supposer que ce processus pourrait être d'origine thermodynamique simultanée, comme cela a aussi

été montré dans le système Xe+Sn [64, 86, 55]. Mais toute la difficulté de ces analyses réside dans la définition des sources d'émission des fragments. En effet, l'estimation de l'énergie d'excitation (ou de la température) d'une source nécessite un traitement particulier des données pour remonter aux caractéristiques initiales du noyau (charge, masse, énergie d'excitation...). Nombre de ces études se sont focalisées sur les événements de collisions centrales, mais la production multiple de fragments est également observée dans les collisions périphériques.

A basse énergie de bombardement, il a été montré qu'une partie de l'énergie disponible pouvait être déposée dans les deux partenaires de la réaction (Transfert Très Inélastique [8]). Cette énergie est alors dissipée par émission de particules légères. L'étude des pentes des spectres en énergie cinétique montre que le système est passé par un état d'équilibre thermique. Nous pouvons donc espérer, en augmentant l'énergie cinétique du projectile, déposer suffisamment d'énergie dans les deux noyaux pour atteindre le seuil théorique de multifragmentation, comme cela a été montré dans la référence [23].

A plus hautes énergies de bombardement, le modèle le plus couramment utilisé pour modéliser le mécanisme de réaction est le modèle participant-spectateur [99, 44]. Lors de la collision, une zone participante (due au recouvrement géométrique des deux noyaux incidents) se forme à une vitesse égale à celle du centre de masse. La vitesse relative des nucléons est transformée en chaleur. Les spectateurs (c'est-à-dire une partie du projectile et de la cible qui n'a pas intéragi) ne sont que très peu perturbés par la collision, mais ils peuvent atteindre des énergies d'excitation relativement élevées (bien que faibles par rapport à l'énergie disponible) ; voir notamment [95].

Expérimentalement, une production importante de fragments a été observée dans les collisions périphériques et semi-périphériques pour le système Xe+Sn à 50 A.MeV. Des études menées sur ce système ont montré qu'une partie de ces fragments étaient difficilement attribuables à la désexcitation d'un quasi-projectile et d'une quasi-cible équilibrés en forme [14, 62]. Une simulation avec un code de type "ablation-abrasion" [34] a été réalisée pour ce système (Xe+Sn à 50 A.MeV) et montre que l'énergie déposée dans les noyaux spectateurs est inférieure au seuil de multifragmentation (voir chapitre 5). La production de fragments observée expérimentalement ne peut donc pas, a priori, être attribuée à la désexcitation de ces deux résidus.

Dans les réactions d'ions lourds aux énergies intermédiaires pour des paramètres d'impacts moyens, le mécanisme responsable de la production de fragments est toujours indéterminé. Sommes-nous dans un cas ou les fragments sont émis par des résidus déformés par la collision (ce qui expliquerait la production de fragments au centre de masse), ou dans un cas où la production est imputable à une zone intermédiaire avec des résidus insuffisamment excités pour multifrag-

menter ?

L'étude des réactions périphériques et semi-périphériques du système Xe+Sn à 50 A.MeV (expérience réalisée au GANIL avec le multidétecteur INDRA) doit nous permettre de suivre l'évolution de mécanisme.

Dans un premier temps, nous décrirons le dispositif expérimental (chapitre 1) ainsi que les différentes techniques employées pour calibrer et identifier les particules et tout particulièrement celles que nous avons adaptées pour réaliser l'identification isotopique des particules légères ($Z<4$) (chapitre 2). Un paragraphe sera consacré à la description du logiciel utilisé pour simuler l'effet du détecteur sur des événements simulés.

Au chapitre 3, nous présenterons une vue générale des événements enregistrés et les différentes sélections qui nous permettront d'isoler les événements présentant un intérêt pour notre étude. Dans ce même chapitre, nous exposerons une méthode mise au point pour déterminer les caractéristiques cinématiques (vitesse, énergie d'excitation) et statistiques (taille, multiplicité de particules émises) du projectile après la collision. Il sera fait l'hypothèse qu'un quasi-projectile (partie du projectile) excité est formé pendant la collision et que ce dernier se désexcite en émettant une partie des fragments observés. Nous détaillerons le principe de base de la méthode et les résultats obtenus sur des événements simulés. Cette première étude nous amenera à modifier notre comportement vis-à-vis des données ; dorénavant nous prendrons en compte les événements dans leur globalité sans essayer de séparer les différentes contributions responsables de l'émission de particules et de fragments. Nous devrons donc faire appel à des modèles de simulation pour confronter les données expérimentales avec différentes hypothèses physiques.

Le chapitre 4 sera dédié aux résultats d'une comparaison menée avec le code SIMON [38]. Deux hypothèses seront détaillées : une hypothèse de type participant-spectateur (boule de feu) et une hypothèse pour laquelle l'événement est en équilibre thermique. Dans les deux cas de figure, les différentes sources de production de fragments seront supposées équilibrées. Nous monterons qu'il est difficile d'expliquer l'ensemble de la production de fragments observés expérimentalement par un processus thermodynamique. Une partie importante de ces fragments pourrait être d'origine dynamique. Cette hypothèse sera testée au chapitre 5 en comparant les données expérimentales aux simulations du code QMD [3]. Nous exposerons les différentes variables comparées et discuterons la qualité des résultats avant de détailler le mécanisme de formation des fragments. Les caractéristiques cinétiques et statiques relatives aux fragments sont remarquablement reproduites par ce modèle. Il semble donc que la majeure partie des fragments soient produits de façon dynamique lors de la collision. Finalement, le bon accord obtenu entre l'expérience et les données simulées nous autorise à mener une analyse fine basée sur l'étude de la multiplicité de fragments (analyse en loi binômiale et en loi de

Poisson). Cette étude sera détaillée au chapitre 6. Nous mettrons en évidence un effet de détection dans l'obtention de la loi d'Arrhénius et nous discuterons de la pertinence des variables utilisées pour discriminer un processus thermique d'un processus dynamique.

Chapitre 1

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

1.1 Introduction

Aux énergies de bombardement inférieures à 20 A.MeV, les réactions conduisent, suivant le paramètre d'impact, à un noyau de fusion ou à un transfert très inélastique. La dissipation d'énergie se produit par évaporation de particules légères ou par fission. A des énergies incidentes égales ou supérieures à l'énergie de Fermi, le phénomène de multifragmentation apparaît. La (ou les) source(s) ainsi formée(s) se désexcite(nt) en émettant des particules chargées et des fragments. L'étude détaillée de ce mécanisme particulier nécessite une détection de grande qualité (charge, énergie, angle d'émission) d'un maximum de produits émis lors de la réaction. Aux énergies de faisceau délivrées par le GANIL, les produits de la réaction sont émis en nombre, dans tout l'espace et avec des énergies allant du MeV au GeV. Le dispositif expérimental utilisé doit donc être optimisé pour l'étude de la multifragmentation. C'est dans ce but que le multidétecteur INDRA a été construit.

1.2 Caractéristiques générales

Le multi-détecteur INDRA est le fruit d'une collaboration entre les laboratoires suivants :

- GANIL (Caen)
- LPC (Caen)
- IPN (Orsay)
- DAPNIA (Saclay)

Ce détecteur 4π possède 4 grandes qualités :

- une grande granularité (336 modules de détection) ;
- une couverture spatiale proche de 4π ;
- une large gamme en identification $1 \leq Z \leq 54$;
- une large gamme en énergie de quelques MeV au GeV.

1.3 Géométrie d'INDRA

INDRA est un multi-détecteur à symétrie axiale, composé de 17 couronnes (fig 1.1), dont les détecteurs pointent vers la cible. Cette structure en couronnes offre l'avantage d'être compacte et facilement démontable et transportable sur un autre site d'expérience [85].

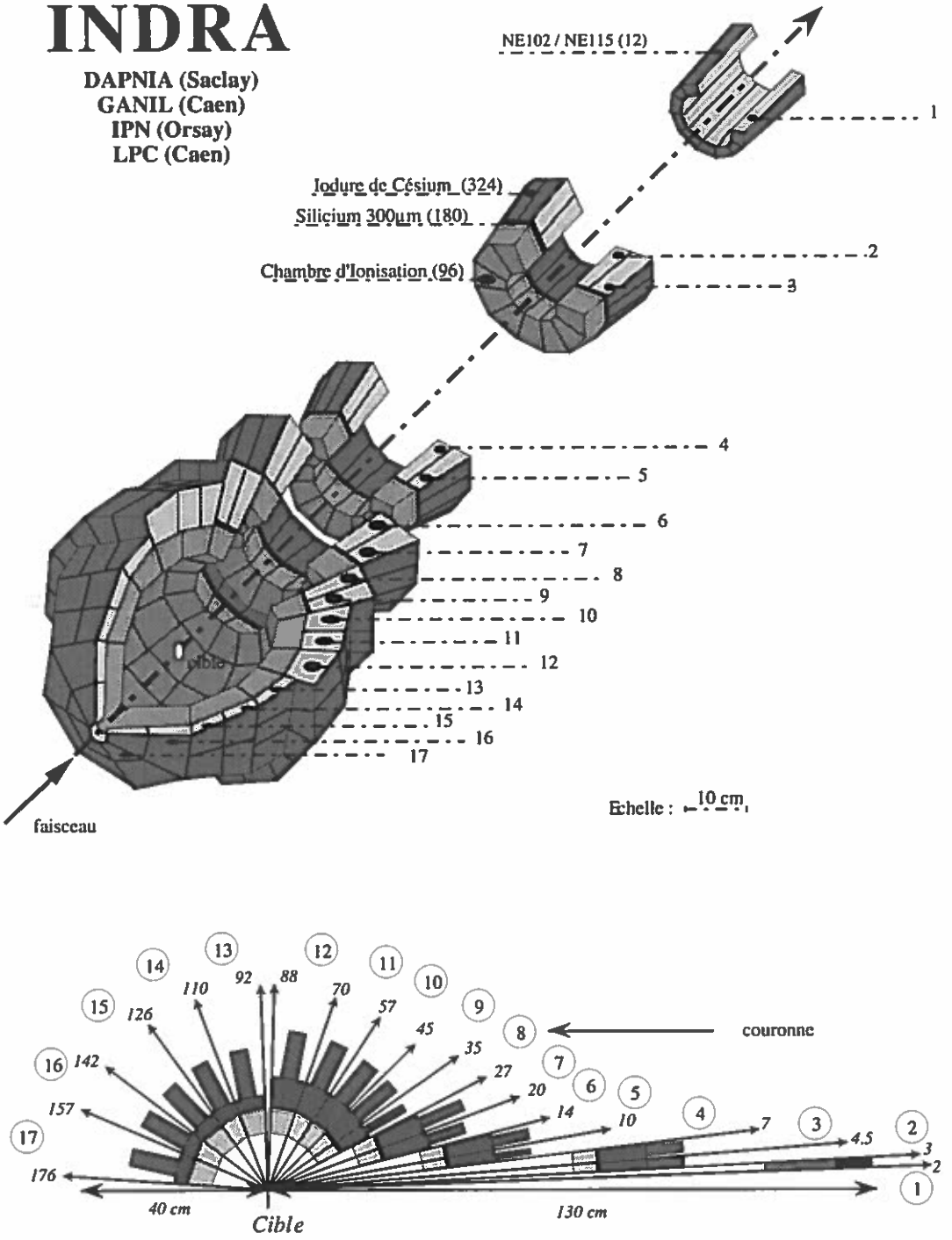

Figure 1.1: Vue générale (figure du haut) et coupe longitudinale (figure du bas) du détecteur INDRA. On peut remarquer la structure en couronne.

	Phoswich NE102-NE115							
N^o de couronne	θ_{min} (^{o})	θ_{max} (^{o})	N	$\Delta\phi$ (^{o})	e (NE102) (mm)	e (NE115) (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)	d (cm)
1	2	3	12	30	5	250	0.37	130

	Iodure de Césium (Tl)						Si	Chambre d'Ionisation				
N^o de couronne	θ_{min} (^{o})	θ_{max} (^{o})	N	$\Delta\phi$ (^{o})	e (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)	e (μm)	$\Delta\phi$ (^{o})	N	n	d (cm)	$\Delta\Omega$ (msr)
2	3	4.5	12	30	138	0.74	300	30	12	3	65.4	2.9
3	4.5	7	24	15	138	1.01	300					
4	7	10	24	15	138	1.70	300	30	12	4	38.4	10.3
5	10	14	24	15	138	3.21	300					
6	14	20	24	15	97	8.01	300	30	12	4	25	37.7
7	20	27	24	15	97	11.2	300					
8	27	35	24	15	90	15.8	300	30	12	4	12	86
9	35	27	24	15	90	26.4	300					
10	45	57	24	15	76	39.6		30	12	4	12	183
11	57	70	24	15	76	50.3						
12	70	88	24	15	48	81.0		30	12	2	12	155
13	92	110	24	15	60	82.3		45	8	3	12	240
14	110	126	16	22.5	50	93.5		45	8	4	12	338
15	126	142	16	22.5	50	73.1						
16	142	157	8	45	50	91.2		45	8	2	12	144
17	157	176	8	45	50	50.9						

Tableau 1.1: Détail des paramètres de la géométrie d'INDRA. θ : angle polaire, N : nombre de cellule pour une couronne de Chambre d'ionisation, $\Delta\phi$: couverture azimutale de la cellule, e : épaisseur, $\Delta\Omega$: angle solide couvert par la cellule, n : nombre de Iodure de Césium par cellule ChIo, d : distance à la cible.

On peut décomposer INDRA en trois grands secteurs en fonction de l'angle polaire (fig 1.1) :

- de 2 à 3° : couronne 1, composée de phoswichs (voir chapitre1.4.1) ;
- de 3 à 45° : couronnes 2 à 9, composées de modules de détection à trois étages (fig 1.2) : Chambres d'Ionisation (voir chapitre1.4.2), Silicium (voir chapitre1.4.3), Iodure de Césium (voir chapitre 1.4.4) ;
- de 45 à 176° : couronnes 10 à 17, composées de modules de détection à deux étages : Chambres d'Ionisation, Iodure de Césium.

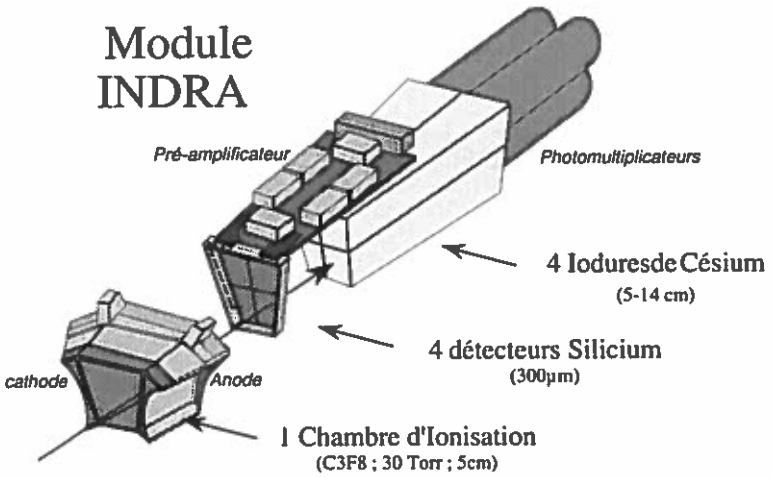

Figure 1.2: Vue d'ensemble d'un module d'INDRA à trois étages.

La couronne 1 a été étudiée pour soutenir un fort taux de comptage dû aux collisions élastiques. Les couronnes 2 à 9 sont à trois étages pour détecter les particules les plus rapides provenant de la désexcitation du projectile, mais aussi celles plus lentes provenant de la cible. Les couronnes 10 à 17 ne sont qu'à deux étages car la cinématique des particules détectées dans ces couronnes le permet.

Cette géometrie en couronnes ainsi que l'optimisation des zones mortes confèrent à INDRA une couverture angulaire voisine de 95% de 4π, ce qui est très important pour étudier correctement la multifragmentation. La forte granularité d'INDRA autorise une détection parfaite du plus grand nombre de particules en minimisant le taux de double comptages, c'est-à-dire la détection de 2 ou plusieurs particules dans le même détecteur. Le pourcentage de détection multiple est proportionnel à la multiplicité de particules émises lors de la réaction, ainsi qu'au nombre de détecteurs. Pour limiter ces problèmes de double comptage, chaque couronne d'INDRA est fractionnée en plusieurs modules de détection (8, 12, 16, ou 24 suivant les couronnes). INDRA comprend donc 336 modules de détection tournés vers la cible. Ce nombre a été optimisé en fonction du coût et de la multiplicité

attendue lors des collisions d'ions lourds (de l'ordre de 40 aux énergies GANIL) [29].

L'utilisation de modules de détection à plusieurs étages permet une identification des noyaux possédant une charge jusqu'à 60, ayant une énergie allant du MeV au GeV. Pour atteindre ces performances, on a utilisé un premier étage de détecteur gazeux (Chambre à Ionisation (ChIo)), qui permet d'avoir un seuil de détection très bas ($\approx$ 1 A.MeV). Le dernier étage est en Iodure de Césium (CsI) car il doit pouvoir arrêter des particules très énergétiques. Ce détecteur scintillant a l'avantage d'avoir un grand pouvoir d'arrêt et de pouvoir discriminer en masse les particules légères. Le second étage (pour les couronnes 2 9) est constitué d'un détecteur Silicium (Si) de $300\mu m$. Les caractéristiques de ces différents détecteurs sont présentées brièvement dans les paragraphes suivants.

1.4 Caractéristiques des différents détecteurs

1.4.1 Les Phoswichs

La couronne 1 est composée de 12 détecteurs Phoswichs [89]. Chaque Phoswich est un assemblage de 2 scintillateurs plastiques : le NE102 et le NE115. Le principe de détection d'une particule dans un scintillateur est le suivant : lorsqu'une particule traverse le détecteur, des niveaux moléculaires sont excités. Il s'en suit une émission lumineuse dont l'intensité décroît exponentiellement avec le temps. Les caractéristiques principales sont donc la longueur d'onde de la lumière émise et le temps de décroissance τ. Le signal lumineux est ensuite guidé vers un photomultiplicateur. L'utilisation de deux scintillateurs plastiques ayant des temps de décroissance différents permet l'identification de la particule par analyse en forme du signal délivré par le photomultiplicateur (cf 2.3.2 et référence [67]).
Voici les caractéristiques des deux plastiques scintillants utilisés :
NE102 $\tau \sim 2.4ns$ de 500 μm ;
NE115 $\tau \sim 240ns$ de 25 cm de long.

1.4.2 Les Chambres d'Ionisation (ChIo)

Les 96 chambres d'ionisation d'INDRA couvrent les angles de 3 à 176 degrés, et forment le premier étage de détection des particules (fig 1.3) pour les couronnes 2-17.
L'utilisation d'une chambre à symétrie axiale et à champ longitudinal a permis de limiter les zones mortes qui sont le principal défaut de ce type de détecteur. Ces chambres sont séparées mécaniquement en cinq parties formant les couronnes 2-3, 4-5, 6-7, 8-12 et 13-17. Chaque couronne est divisée en cellules de détection qui possèdent une cathode commune, qui constitue la face d'entrée de la chambre,

mais une anode indépendante. Les deux faces de la cellule (anode et cathode) sont réalisées en mylar de 2.5 μm.
Une circulation de gaz est imposée entre les différentes cellules. Le gaz C_3F_8 a été choisi pour son poids moléculaire ($\sim 188 g/mol$), sa non-toxicité et sa résistance à la chaleur. La faible pression de gaz utilisée (70 mb pour les couronnes 2-7 et 50 mb pour les couronnes 8-17), permet de réduire les seuils d'identification tout en maintenant une bonne résolution.
Pour diminuer le bruit créé dans les ChIo par les électrons de la cible qui sont arrachés par le passage du projectile, une tension de quelques 30 kV est appliquée à la cible. Cette tension a pour but de piéger les électrons dans la cible. Le signal électrique recueilli est très faible, un pré-amplificateur est donc placé à quelques centimètres de la ChIo pour limiter la perte de signal et sa distorsion.

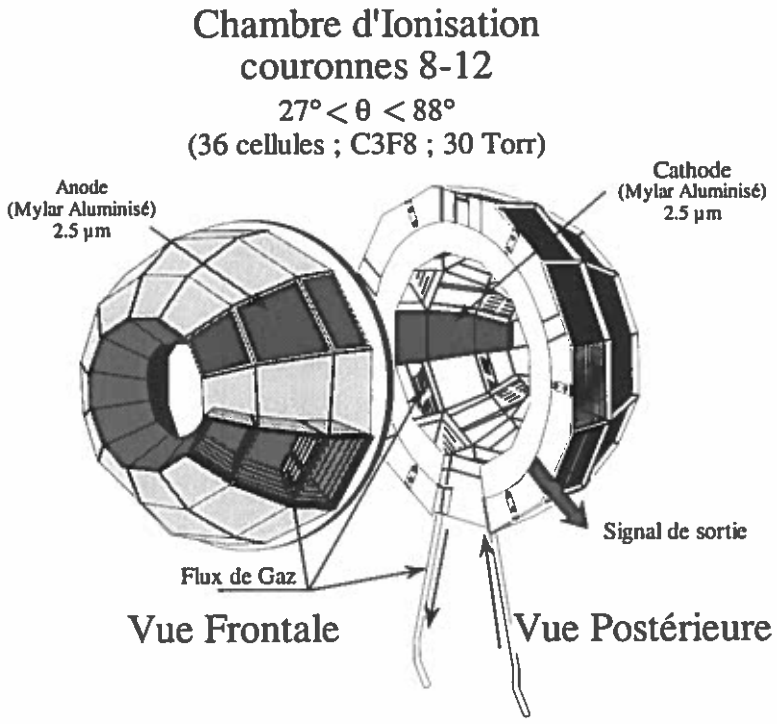

Figure 1.3: Vue frontale et postérieure des Chambres d'ionisation 8-12 et 13-17.

1.4.3 Les Siliciums (Si)

Les détecteurs Silicium constituent le deuxième étage de détection pour les couronnes 2-9 ($3^o < \theta < 45^o$). Ces 180 détecteurs permettent d'obtenir une identification des fragments lents en association avec les ChIo, et des fragments rapides en association avec les détecteurs à Iodure de Césium (CsI).

Pour limiter au maximum les zones mortes et augmenter la granularité, il a été décidé de mettre plusieurs détecteurs (3 pour la couronne 2 et 3 pour les couronnes 4-9) sur une même pastille de Si de 300 μm d'épaisseur. Il subsiste malgré tout une zone inerte d'environ 0.7 mm à la périphérie de chaque jonction. La géométrie de ces détecteurs épouse parfaitement celle des ChIo les précédant. La technologie PLANAR a été employée pour réaliser ces jonctions. Cette technique permet de contrôler avec une grande précision l'épaisseur et l'homogénéité de la jonction Silicium. Les Si sont polarisés avec une tension de 150 V pour obtenir une déplétion totale du détecteur. Toutefois, il existe des défauts de collection dont il faut tenir compte pour les fragments lourds de basse énergie [39].
Les signaux provenant des Si sont eux aussi pré-amplifiés par une électronique placée à quelques cm du détecteur.

1.4.4 Les Iodures de Césium (CsI)

Le dernier étage de détection est couvert par 324 Iodures de Césium. Ces détecteurs ont la particularité de posséder une réponse à deux composantes lumineuses, une composante rapide dépendant de la particule ($0.4 \leq \tau_{rapide} \leq 0.7\mu s$) et une composante lente (τ_{lent}=7 μs). L'intégration séparée de ces deux composantes permet l'identification isotopique des produits de la réaction de charge inférieure à 4 (voir paragraphe2.3.2).
Le choix des détecteurs à Iodure de Césium a été fait en raison de leur grand pouvoir d'arrêt, de leur faible coût et de la possibilité de faire des détecteurs de grande épaisseur. Ainsi, l'épaisseur de chaque détecteur a été déterminée en fonction de l'énergie maximale des protons à un angle donné pour des énergies de réactions autour de 100 A.MeV (50 mm $\leq$ épaisseur$\leq$ 140mm) (cf 1.1, 1.2).

	CsI						Phoswich
couronne	2-3-4-5	6-7-8-9	10-11	12	13	14-15-16-17	1
énergie maximale des protons	195 MeV		160 MeV		95 MeV		150 MeV
épaisseur (cm)	14	10	7.5	5.5	5.5	4.5	25

Tableau 1.2: épaisseur des CsI et Phoswich

En contre partie, les CsI ont quelques défauts :

- une réponse non linéaire en fonction de l'isotope, ce qui a imposé un traitement particulier pour l'étalonnage en énergie (voir paragraphe 2.2.3) et l'utilisation de faisceau secondaire pour réaliser ce dernier ;
- une identification qui ne dépasse pas les fragments de charge 4.

Chaque CsI est connecté via une colle spéciale à un photomultiplicateur chargé de transformer le signal lumineux en signal électrique. Les détecteurs sont isolés les uns des autres par une première couche de matériau diffusant (téflon) et une deuxième couche réfléchissante (mylar aluminisé).

1.5 Conclusion

Les caractéristiques principales du multidétecteur INDRA ainsi que celles des différents types de matériaux qui le composent ont été succintement exposés dans ce chapitre[1]. Nous retiendrons qu'INDRA a été optimisé pour l'étude de la multifragmentation grâce à sa grande couverture angulaire, à sa forte granularité, et à sa large gamme d'identification et d'étalonnage en énergie. Ces deux derniers points sont présentés dans le chapitre suivant et plus particulierement l'identification isotopique des particules légères dans les Iodures de Césium des couronnes 2 à 9 .

[1] Pour plus de détails sur les caractéristiques mécanique et électronique d'INDRA, se reporter aux articles suivants : [80, 79]

Chapitre 2

IDENTIFICATION ET ÉTALONNAGE

2.1 Introduction

L'étude de la multifragmentation des noyaux chauds nécessite une connaissance très précise de l'énergie et de la charge de toutes les particules émises. Il est donc impératif de calibrer tous les détecteurs et d'identifier tous les produits de la réaction. Nous expliciterons dans un premier temps les méthodes employées pour l'étalonnage en énergie, puis les différentes techniques utilisées pour identifier les particules en charge et/ou en masse. Nous insisterons plus particulièrement sur l'identification isotopique des particules légères dans les CsI des couronnes 2-9.

2.2 Étalonnage en énergie

2.2.1 Les Siliciums

Pour calibrer les détecteurs Siliciums sur toute la gamme des charges détectées, deux méthodes ont été utilisées :

- le calibrage des ions de charge inférieure à 12 nécessite l'emploi de la technique du générateur d'impulsion. Une impulsion est envoyée sur la chaîne d'électronique de traitement des signaux Silicium après avoir été ajustée sur la réponse de ce Silicium à des particules alpha provenant d'une source ^{212}Bi/^{212}Po. Cette technique permet de vérifier la linéarité de l'électronique en modulant la hauteur de l'impulsion.
- le calibrage des fragments lourds est obtenu par diffusion élastique d'un faisceau d'ions lourds de moyenne énergie sur une cible placée au centre du détecteur. Les faisceaux et les énergies choisis permettent de couvrir tous les angles des couronnes à l'avant ($\theta \leq 45^o$). Ces faisceaux d'ions lourds de moyennes énergies sont délivrés par le premier cyclotron du GANIL (appelé CSS1). Les caractéristiques de ces faisceaux sont regroupées dans le tableau 2.1.

faisceau	^{36}Ar	^{58}Ni	^{129}Xe
énergie (A.MeV)	9		7.7
cible	Au		
angle d'effleurement (^{o})	42.7	40.8	49.9

Tableau 2.1: Caractéristiques des faisceaux de moyennes énergies employés pour le calibrage des Chambres d'Ionisation et des Siliciums

Nous devons noter que, dans le cas des fragments lourds, il faut tenir compte du défaut d'ionisation. Pour une même énergie déposée dans la jonction Silicium,

le signal recueilli est plus faible pour un ion lourd que pour une particule légère. Une étude très détaillée du problème a été menée par P. ECOMARD [39].

2.2.2 Les Chambres d'Ionisation

L'étalonnage des Chambres d'Ionisation s'effectue en même temps que celui des Siliciums. Une première série de mesures s'effectue sans gaz dans les chambres, puis une deuxième avec la pression de gaz utilisée pendant l'expérience. La différence d'énergie résiduelle mesurée dans les Siliciums donne alors la perte d'énergie dans le gaz.

2.2.3 Les Iodures de Césiums

Le calibrage en énergie des CsI est un exercice difficile, car contrairement aux Chambres d'Ionisation, ou aux Siliciums, les CsI ont une réponse qui dépend à la fois de la particule et de son énergie. On ne peut donc par faire appel à la technique du générateur d'impulsion. Pour obtenir un étalonnage de qualité, deux méthodes ont été employées :

- Pour les ions de charge supérieure à 3, la calibration s'effectue à partir de celle des Siliciums. Lorsque le fragment traverse le Silicium et s'arrête dans le CsI, on peut déterminer l'énergie déposée dans le CsI : $E_{CsI} = E_{incidente} - E_{Si}$. L'énergie incidente est connue car il s'agit de diffusion élastique à un angle donné. On peut donc, par cette technique et en variant les énergies et les faisceaux, trouver la correspondance entre les canaux bruts (signal après codage de l'impulsion électrique) et l'énergie de la particule.

- Pour les particules légères, cette technique n'est pas applicable. Nous avons donc recours à une autre méthode utilisant des faisceaux secondaires. Un faisceau d'^{16}O est envoyé sur une cible épaisse. Les particules produites lors de la réaction sont ensuite triées par le spectromètre ALPHA. La rigidité magnétique du spectromètre impose une énergie fixe pour chaque type de particules. Le faisceau secondaire ainsi créé est envoyé sur un cible de diffusion placée au centre du détecteur. Pour chaque angle de diffusion et pour chaque particule, nous obtenons un point de calibration. En faisant varier la rigidité magnétique du spectromètre, on peut balayer une large gamme en énergie [27, 64, 86] et ainsi connaître la fonction d'étalonnage pour chacune des particules légères.

2.3 L'identification

2.3.1 La méthode $E - \Delta E$

L'identification d'une particule chargée nécessite l'emploi d'un télescope (superposition de plusieurs étages de détection). En effet, lorsqu'un ion pénètre dans un détecteur, il perd une partie de son énergie en ionisant le milieu. Cette perte d'énergie est donnée par la formule de Bethe (2.1) [17] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \left\{ \ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 - \frac{C_k}{Z} \right\} \qquad (2.1)$$

z	charge	de l'ion incident
M	masse	
v	vitesse	
E	énergie	
Z	charge	du milieu ralentisseur
N	nombre d'atomes par unité de volume	
I	potentiel d'ionisation	

En négligeant les corrections relativistes et quantiques, on voit que $-\frac{dE}{dx}$ est proportionnel à $\frac{Mz^2}{E}$. Les courbes $\Delta E = f(E)$ sont donc des branches d'hyperboles dépendant de la charge et, dans une moindre importance, de la masse de la particule. Pour identifier cet ion, il doit avoir laissé un signal dans deux détecteurs. Ainsi, connaissant la perte d'energie dans un premier détecteur (ΔE) et la perte d'énergie dans un deuxième ($E_{inc} - \Delta E$) nous déterminons la charge et la masse de l'ion incident.
Cette méthode est employée avec succès pour les couples de détecteurs ChIo-Si, ChIo-CsI et Si-CsI (pour les fragments lourds).

2.3.2 Les détecteurs scintillants : l'analyse en forme

Nous venons de voir dans le paragraphe précédent que lorsqu'une particule pénètre dans un matériau, elle ionise le milieu (l'ionisation étant proportionnelle à l'énergie déposée). Dans le cas d'un matériau scintillant, le passage d'un ion excite les atomes du milieu, qui se désexcitent ensuite par émission de photons. Pour pouvoir identifier une particule dans ce type de matériau, on utilise la technique d'analyse en forme du signal.

Le signal lumineux résultant doit pour cela avoir deux composantes distinctes en temps de décroissance (cf équation 2.2 et figure 2.1).

$$I(t) = I_r \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) + I_l \exp\left(-\frac{t}{\tau_l}\right) \tag{2.2}$$

$\left.\begin{array}{ll} I_r & : \text{Amplitude} \\ \tau_r & : \text{Temps de décroissance} \end{array}\right\}$ de la composante rapide

$\left.\begin{array}{ll} I_l & : \text{Amplitude} \\ \tau_l & : \text{Temps de décroissance} \end{array}\right\}$ de la composante lente

L'intégration séparée de ces deux composantes permet une identification isotopique (cf figure 2.1).

Cette méthode est employée avec succès pour l'identification des particules dans les Phoswichs. En effet, ces derniers sont composés de deux matériaux ayant des constantes de temps très différentes, permettant ainsi l'application de la méthode. L'identification est réalisée à partir des cartes signal rapide - signal total (cf Métivier pour la première campagne [67]), et permet une identification allant du proton à Z=40. Cette méthode peut être employée pour l'identification dans les CsI mais, comme le montre la figure 2.1 b, nous ne pouvons faire mieux qu'une identification isotopique jusqu'à la charge égale à 2. De plus, cette identification est difficile à basse énergie. Le paragraphe suivant explicite une nouvelle méthode employée pour obtenir une identification isotopique sur toute la gamme en énergie pour les charges inférieures à 5.

2.4 Les CsI : une nouvelle matrice d'identification

Nous venons de voir qu'une identification isotopique par la méthode de l'analyse en forme est possible dans les CsI, mais qu'elle s'avère insuffisante au moins pour les basses énergies déposées. La figure 2.2 montre que l'utilisation de la méthode $E - \Delta E$ pour le couple Si-CsI permet de corriger ce point. Nous disposons donc de deux types de matrices :

- les matrices CsI rapide-lente qui permettent une identification à haute énergie (voir figure 2.1) ;
- les matrices Si-CsI qui permettent une identification à basse énergie (voir figure 2.2 a)

d'ou l'idée de coupler ces deux matrices [15].

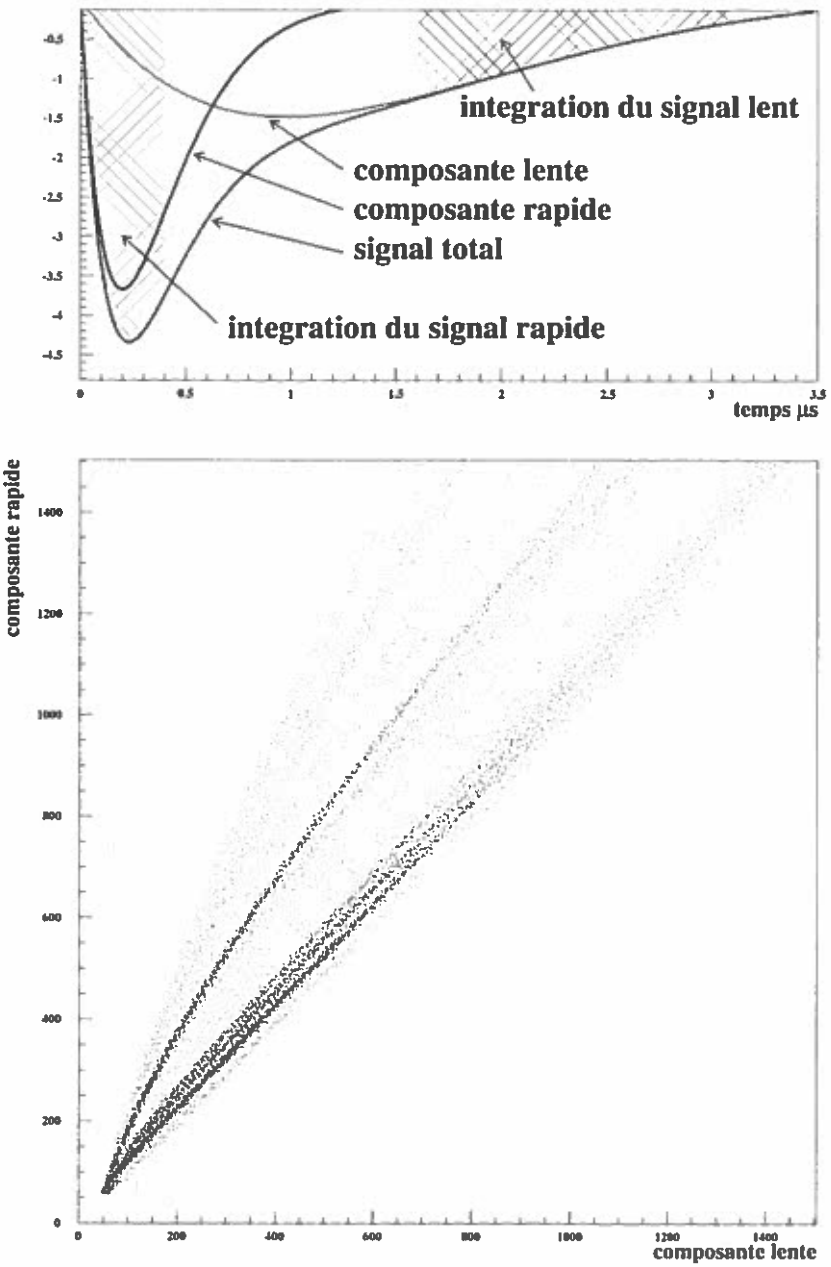

Figure 2.1: en haut : Simulation du signal d'un détecteur à Iodure de Césium. Les zones hachurées symbolisent les parties intégrées. en bas : Matrice CsI rapide-lente pour le système Ni+Au à 74 A.MeV module 21 couronne 8.

La nouvelle matrice (fig 2.2 b) est construite comme suit :

$$\begin{aligned} x &= CsI(rapide) + k * Si_{gg} \\ y &= CsI(lente) \end{aligned} \tag{2.3}$$

Cette solution présente plusieurs avantages :

- réduire le nombre de matrices à traiter ;
- permettre une identification sur tout le domaine en énergie couvert par les CsI ;
- identifier en charge et en masse jusqu'au béryllium (Z=4) inclu [14].

2.4.1 Application aux CsI couronne 2-9

Dans les matrices d'identification $CsI_r + k * Si = f(CsI_l)$ (cf figure 2.2 b), chaque point représente une particule qui a traversé le détecteur Silicium et pénétré dans le détecteur CsI. L'identification consiste à attribuer à chacun de ces points une charge et une masse. Dans une première étape, les lignes de statistique visibles sur les matrices $CsI_r + k * Si = f(CsI_l)$ sont repérées et modélisées. Lors de la première campagne [1] seul les lignes correspondant au protons, deutons, tritons et hélium 4 ont été paramétrisées. Pour les données de la seconde campagne [2] nous avons choisi, afin d'améliorer la qualité de l'identification, d'ajuster chacunes des lignes par une courbe "théorique". Chaque ligne correspond donc à un isotope donné.

Dans une deuxième étape nous repérons, pour chaque point, les lignes qui l'encadrent et nous calculons la distance de ce point à chacune de ces lignes. Dans le cadre de la première campagne, ces distances ont été calculées comme étant la différence entre la valeur $CsI_r + k * Si$ du point considéré et la valeur $CsI_r + k * Si$ de la ligne de référence, donc pour une valeur CsI_l constante. En ce qui concerne la deuxième campagne, nous préférons calculer la distance minimum entre le point et la ligne considérée. Une méthode basée sur une recherche dichotomique, nous permet d'obtenir une valeur approchée de cette distance minimale.

Dans un troisième temps, ces distances sont reportées dans un spectre dit "redressé". Cette nouvelle matrice est construite comme suit :

- en abscisse est reportée la distance du point aux deux lignes qui l'encadrent. A chaque ligne de la matrice $CsI_r + k * Si = f(CsI_l)$ est attribuée une valeur fixe[1] ;
- l'ordonnée est la valeur de la composante rapide de chaque point.

[1] la distance entre deux lignes est déterminée de façon à respecter l'écart qui existe entre ces deux mêmes lignes dans la matrice $CsI_r + k * Si = f(CsI_l)$

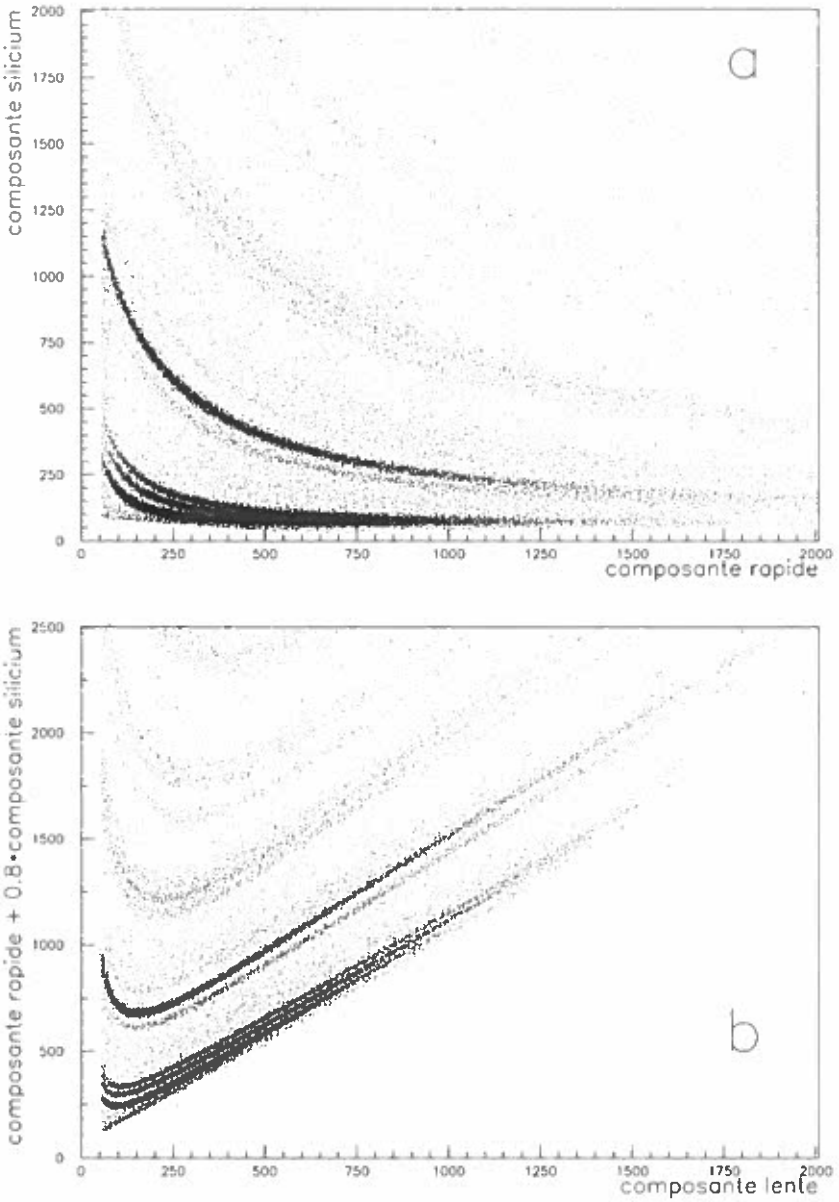

*Figure 2.2: a) matrice Si CsI(rapide) b) matrice CsI(rapide)+k*Si CsI(lente) pour le système Ni+Au à 74 A.MeV module 21 couronne 8.*

Ainsi la ligne idéale déterminée auparavant pour chaque isotope à partir du maximum de statistique est-elle représentée par une droite verticale dans cette nouvelle matrice. Les courbes de la matrice $CsI_r + k * Si = f(CsI_l)$ sont maintenant des droites. Nous obtenons alors une nouvelle matrice (cf 2.3 a) à partir de laquelle nous pouvons facilement affecter une charge et une masse à chaque point. Il suffit pour cela de projeter ce spectre sur l'axe des abscisses pour déterminer des lignes de séparation entre les différents isotopes. La figure 2.3 b montre que par cette méthode, nous obtenons une très bonne séparation des différents isotopes.

2.4.2 La cohérence

Nous venons de voir que ces nouvelles matrices, combinant les signaux rapide et lent des CsI à celui du Silicium, permettent l'identification isotopique des particules légères (appelé Z_{Sirl}), mais il faut vérifier la validité de cette identification. Le fait de prendre en compte le signal Silicium pour l'identification peut engendrer des erreurs. En effet, si deux particules pénètrent dans le même module de détection, deux cas de figure se présentent :

1. Les deux particules traversent le Silicium et s'arrêtent dans le CsI ;
2. Une des deux particules s'arrête dans le Silicium, l'autre pénètre dans le CsI.

Le cas n° 1 ne peut être décelé, les signaux des différents détecteurs sont la somme des contributions de chaque particule. L'identification est éronnée, mais nous ne pouvons la corriger. Le cas n°2 peut être détecté si l'on réalise une identification à partir des signaux rapide et lent uniquement. En effet, dans ce cas nous obtenons une identification différente de celle réalisée à partir de la matrice combinant les signaux des deux détecteurs. Nous avons donc effectué une identification en charge uniquement (Z_{rl}) à partir des matrices CsI : les deux valeurs obtenues pour la charge de chaque particule nous permettent de lever l'ambiguïté sur les double comptages [2].

Trois cas peuvent alors se présenter :

1. Si Z_{sirl} est égal à Z_{rl}, alors il y a cohérence : la charge et la masse de la particule sont bien celles obtenues par la matrice Rapide + Silicium en fonction de la Lente Z_{sirl} ;
2. Si Z_{sirl} est supérieur à Z_{rl}, alors deux particules ont déposé de l'énergie dans le Silicium mais une seule a pénétré dans le CsI. Dans ce cas, la charge et la masse prises en compte pour la particule qui pénètre dans le CsI sont bien celles obtenues dans la matrice Rapide Lente Z_{rl}. Pour la seconde particule,

[2]Rappelons qu'INDRA a été optimisé pour limiter ce taux de double comptages

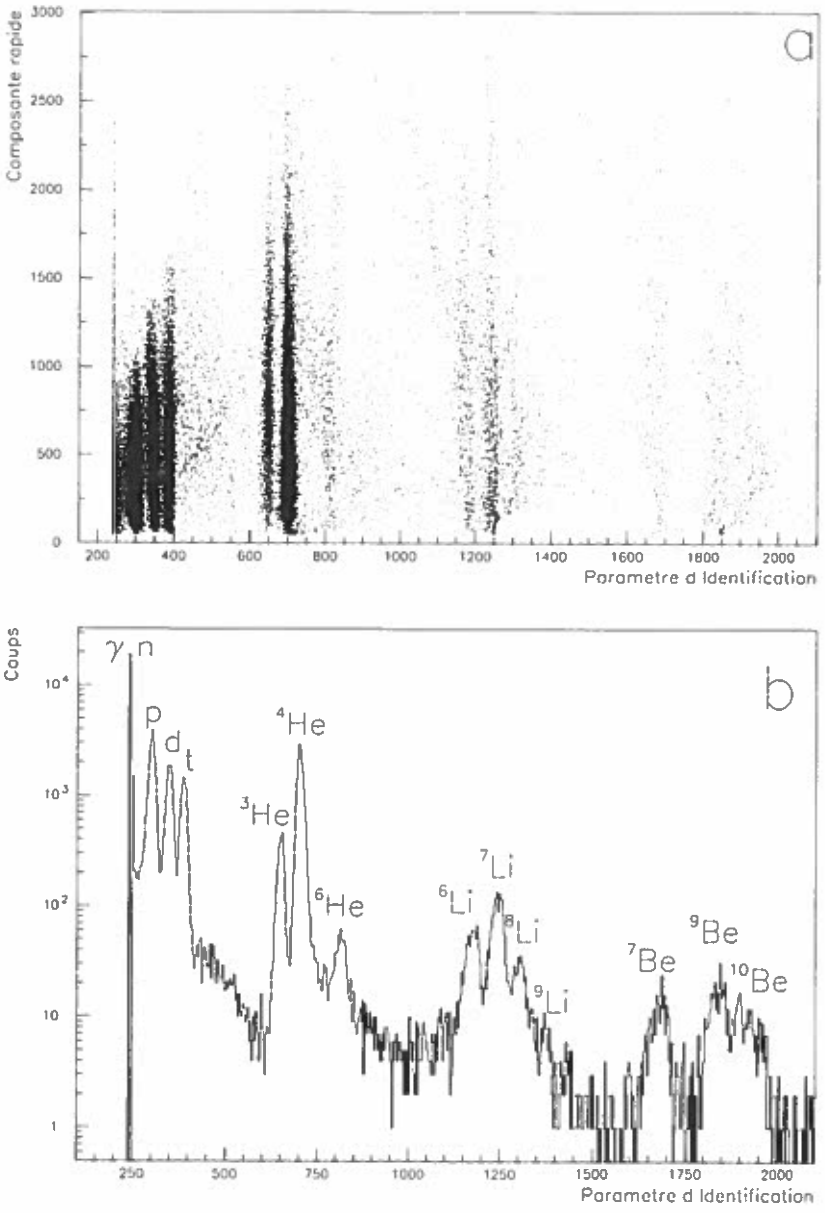

Figure 2.3: a) Matrice redressée b) Spectre d'identification

il faudra faire une identification à partir des matrices ChIo-Si (à chacune de ces composantes est soustrait la valeur correspond au dépot d'énergie de la particule déjà identifiée) ;

3. Si Z_{sirl} est inférieur à Z_{rl}, il y a un dysfonctionnement au niveau du Silicium et la particule est considérée comme étant mal identifiée.

2.5 Le filtre

Nous venons d'exposer, dans ces deux premiers chapitres, les caractéristiques d'INDRA : couverture angulaire, résolution en charge, en masse et en énergie. Nous verrons par la suite que l'étude et la compréhension de phénomènes complexes, comme la production multiple de fragments dans les collisions d'ions lourds, nécessitent de confronter les données expérimentales à des résultats théoriques. Des comparaisons directes entre des événements simulés et l'expérience ne peuvent pas être menées à bien. Le détecteur INDRA, bien qu'il ait de très grandes qualités, n'est pas parfait. Un certain nombre d'effets liés au dispositif expérimental biaisent les événements :

- effets géométriques ;
- effets de seuil en énergie ;
- double comptage ;
- résolution intrinsèque aux différents détecteurs.

Ces biais expérimentaux peuvent avoir une influence non négligeable sur la mesure de l'événement et donc sur les sélections utilisées (voir chapitre 3) et/ou sur l'interprétation des résultats (voir par exemple chapitre 6). Il est donc nécessaire de mettre au point un logiciel ayant pour vocation de reproduire les caractéristiques du détecteur INDRA. Ce logiciel est appelé "Filtre". Les grandes lignes de ce programme ainsi que les améliorations que nous y avons apportées sont commentées dans la suite de ce chapitre.

2.5.1 Initialisation de la *base INDRA*

Pour être filtré, un événement simulé correspondant à une particule doit comporter les informations suivantes :

- la charge ;
- la masse ;
- l'énergie cinétique, l'angle d'émission et/ou les trois composantes de l'impulsion.

A partir de ces données, nous pouvons dans une première étape simuler l'effet de la géométrie d'INDRA. Certaines de ces particules vont en effet traverser des zones qui sont insensibles à la détection. Pour chaque particule, nous vérifions que son angle d'émission ne correspond pas à l'un des deux cas suivants :

- celui des trous ménagés pour le passage du faisceau ($176^o < \theta < 180^o$ et $0^o < \theta < 2^o$) ;
- celles des zones mortes ne permettant pas de détecter la particule incidente (par exemple les supports mécaniques des détecteurs).

Après cette première étape, ne sont retenues que les particules pénétrant dans un détecteur.

Dans une seconde étape, nous calculons l'énergie déposée par chaque particule dans les différents détecteurs traversés. Un programme de simulation de perte d'énergie est utilisé[3]. Cette perte d'énergie dépend bien évidemment de la nature du détecteur traversé, ainsi que de son épaisseur (voir formule de Bethe 2.1). Si pour les détecteurs Silicium et CsI, les épaisseurs sont fixées par construction, il n'en est pas de même pour les Chambres d'Ionisation. En effet, l'épaisseur de gaz traversée par une particule (donc, par conséquent, l'énergie déposée) dépend de la nature du gaz et de la pression imposée. Or expérimentalement, les valeurs de pression ont été modifiées de façon à optimiser la qualité de la détection en fonction du système (projectile-cible-énergie de bombardement) étudié. Dans une première version du filtre [29], le paramètre pression de gaz était imposé. Nous avons donc dû modifier le programme pour que cette variable soit initialisée à sa valeur expérimentale. De plus, certaines expériences ont été réalisées sans les chambres d'ionisation situées aux angles arrières (couronnes 13-17, expériences Ar+Ni et Ar+KCl [1]).

Afin de simuler au mieux les conditions expérimentales nous avons répertorié toutes les configurations possibles (présence des ChIo, pression de gaz). Pour filtrer des événements simulés, nous devons donc préciser la configuration expérimentale dans laquelle on se place afin d'initialiser correctement les variables relatives aux chambres d'ionisation.

Ainsi, connaissant toutes les caractéristiques des détecteurs utilisés, les pertes d'énergie dans chaque détecteur peuvent être calculées. Ces valeur sont sauvergardées dans un tableau appelé *base INDRA*. Si plusieurs particules traversaient le même module de détection, les différentes contributions seraient sommées. Ce tableau répertorie donc les détecteurs touchés et la somme des énergies déposées dans chacun de ces détecteurs.

[3]Les différentes paramétrisations utilisées sont : Z>2, E/A>2.5 MeV [51] ; Z>2, E/A<2.5 MeV [75] ; Z<2 [101, 53].

L'étape suivante consiste à identifier la particule incidente en fonction des pertes d'énergies.

2.5.2 L'identification du filtre et la cohérence

Pour réaliser cette identification, des cartes E-ΔE ont été simulées pour chaque type de détecteur (ChIo-Si, Si-CsI, ChIo-CsI), ainsi que des cartes composantes Rapide-Lente pour les CsI. En utilisant une méthode de recherche par dichotomie, nous pouvons déterminer la charge de la particule correspondant à l'énergie déposée dans le détecteur considéré. Les différentes étapes de l'identification et de la cohérence sont exposées dans la figure 2.4 [32].

Dans un premier temps, nous testons la valeur de l'énergie déposée dans le détecteur CsI. Si le CsI n'est pas touché alors cette valeur est à 0 et nous réalisons une identification en utilisant les matrices ChIo-Si (i.e. méthode E-ΔE). Si le CsI est touché alors nous regardons si l'énergie déposée correspond à un IMF ou à une particule légère :

- dans le premier cas, nous utilisons les matrices Si-CsI (i.e. méthode E-ΔE) pour identifier ce fragment. Nous vérifions ensuite que la perte d'énergie enregistrée dans la Chambre d'ionistion correspond effectivement à cette particule. Si la cohérence n'est pas vérifiée, deux cas de figure se présentent[4] :
  - les deux particules ont traversé la même cellule ChIo et le même détecteur Si (ou CsI pour les couronnes arrières). Ce cas n'est pas identifiable sauf pour les couronnes avant (à trois étages) si l'une des deux particules a pénétré dans le troisième étage ;
  - les deux particules ont traversé la même cellule ChIo mais des détecteurs Silicium différents, alors on peut espérer, par cohérence, déterminer les charges de ces deux particules. L'énergie déposée dans la chambre d'ionisation est donc corrigée de celle de la première particule identifiée et une seconde identification est réalisée à partir des matrices ChIo-Si.
- dans le deuxième cas, une particule est identifiée à partir des matrices CsI rapide-lent. Nous devons ensuite vérifier si la cohérence est obtenue dans le Silicium et la ChIo et si nécessaire entreprendre une identification ChIo-Si.

L'identification des couronnes arrières (i.e. module à deux étages de détection) est basée sur le même principe.

Chaque particule, après identification, possède donc une charge, une masse (calculée pour les IMF, identifiée pour les particules légères) et une énergie données, lui est aussi associée une variable qui permet de garder en mémoire

[4] Rappelons qu'une cellule ChIo peut être suivie de 2, 3 ou 4 détecteurs Si et ou CsI (voir tableau 1.1 et la figure 1.2)

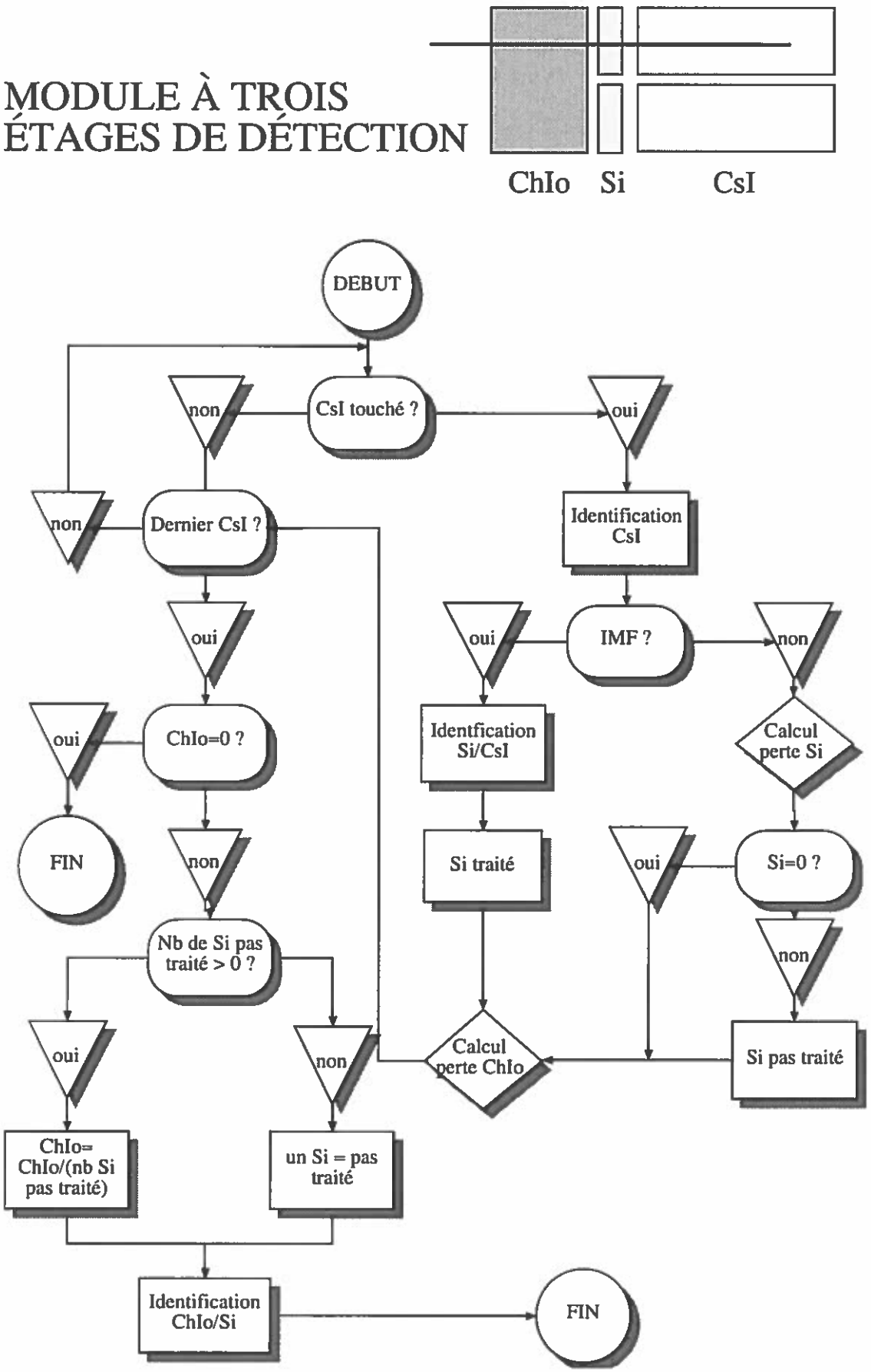

Figure 2.4: Schéma de principe de l'identification et de la cohérence du filtre.

son mode d'identification (ChIo-Si, Si-CsI, CsI, Phoswichs) ainsi que sa qualité (identification par cohérence ou non). Si la charge de la particule est déterminée par cohérence alors, nous admettons une certaine tolérance sur sa valeur et nous attribuons un code particulier à cette particule. Ces différents codes nous permettent de déterminer le taux de confiance associé à l'identification. Une même procédure est appliquée aux données expérimentales. Pour simplifier l'utilisation du logiciel de filtrage des événements, nous avons travaillé sur ces codes afin qu'ils soient identiques à ceux utilisés expérimentalement. Ce point est important car il nous permet désormais d'appliquer le même logiciel de traitement des événements qu'ils soient expérimentaux ou simulés.

2.6 Conclusion

En conclusion de ces deux premiers chapitres, nous pouvons dire qu'INDRA est actuellement l'un des multidétecteurs les plus performants pour l'étude de la mutifragmentation. Les études préliminaires à sa construction ont permis d'optimiser le choix et le nombre de détecteurs de telle sorte qu'un très grand nombre de particules émises lors de la réaction soient détectées, identifiées puis calibrées avec un minimum d'erreur. La qualité et la richesse des informations accessibles pour chaque événement nous autorise à mener une analyse événement par événement en contrôlant autant que possible les biais expérimentaux. Dans le chapitre suivant sont présentées les valeurs de différentes variables globales (variables caractérisant un événement dans sa totalité : par exemple l'impulsion totale, la charge totale, la forme de l'événement...).

Chapitre 3

SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS

Après avoir décrit succintement le détecteur, ainsi que les méthodes utilisées pour identifier et calibrer les particules détectées dans INDRA, ce chapitre est destiné à présenter quelques caractéristiques générales des événements Xe+Sn à 50 A.MeV. Après identification et étalonnage, nous disposons des informations suivantes : la charge, l'énergie et la direction de vol de chaque particule. Chacune de ces quantités physiques obéit à des lois de conservation : conservation de la charge, de la masse, de l'énergie totale et de l'impulsion. Quel est l'effet du dispositif expérimental sur la vérification de ces lois de conservation ? L'étude de ces variables nous permet d'estimer la qualité du détecteur et par conséquent de définir les sélections nécessaires à notre étude des collisions périphériques et semi-périphériques.

3.1 Caractéristiques générales

La figure 3.1 présente la charge totale relative (Z_{tot}) détectée dans l'événement en fonction de l'impulsion parallèle totale relative ($P_{dét}/P_{tot}$).

Nous distinguons clairement trois zones :

- la zone (a) dans laquelle l'impulsion et la charge détectées sont faibles. Il s'agit d'événements de collisions quasi-élastiques pour lesquelles le projectile a diffusé à très petit angle ($\theta < 2°$) et n'a pas transmis suffisamment d'énergie à la cible pour qu'elle puisse franchir les seuils de détection d'INDRA. Le projectile et la cible n'étant pas détectés, la conservation de la charge et de l'impulsion ne sont donc pas vérifiées ;
- la zone (b) correspond à des événements périphériques pour lesquels le projectile a été diffusé avec un angle supérieur à 2°, mais pour lesquels le résidu de la cible n'a pas été détecté. L'impulsion est pratiquement conservée car la cible n'emporte que peu d'impulsion. Par contre, la conservation de la charge n'est pas vérifiée car la cible porte la moitié de la charge du système symétrique Xe+Sn ;
- la zone (c) est relative aux événements dits "bien détectés" dus à des collisions plus dissipatives. L'impulsion communiquée à la cible lors de la collision lui permet de franchir les seuils de détection. Pour ces événements, la perte d'information sur l'impulsion est due aux particules non détectées et en particulier aux neutrons[1].

L'efficacité d'INDRA est donc maximale pour les collisions les plus dissipatives (plus de 75% de l'impulsion et 80% de la charge détectées). Ces événements

[1]Si, pour ces événements, l'impulsion détectée est en générale inférieure à l'impulsion initiale, cela est dû à la réaction en cinématique inverse qui focalise les produits de la réaction à des vitesses positives dans le repère du laboratoire. Aussi, chaque particule non détectée diminue-t-elle généralement l'impulsion totale détectée.

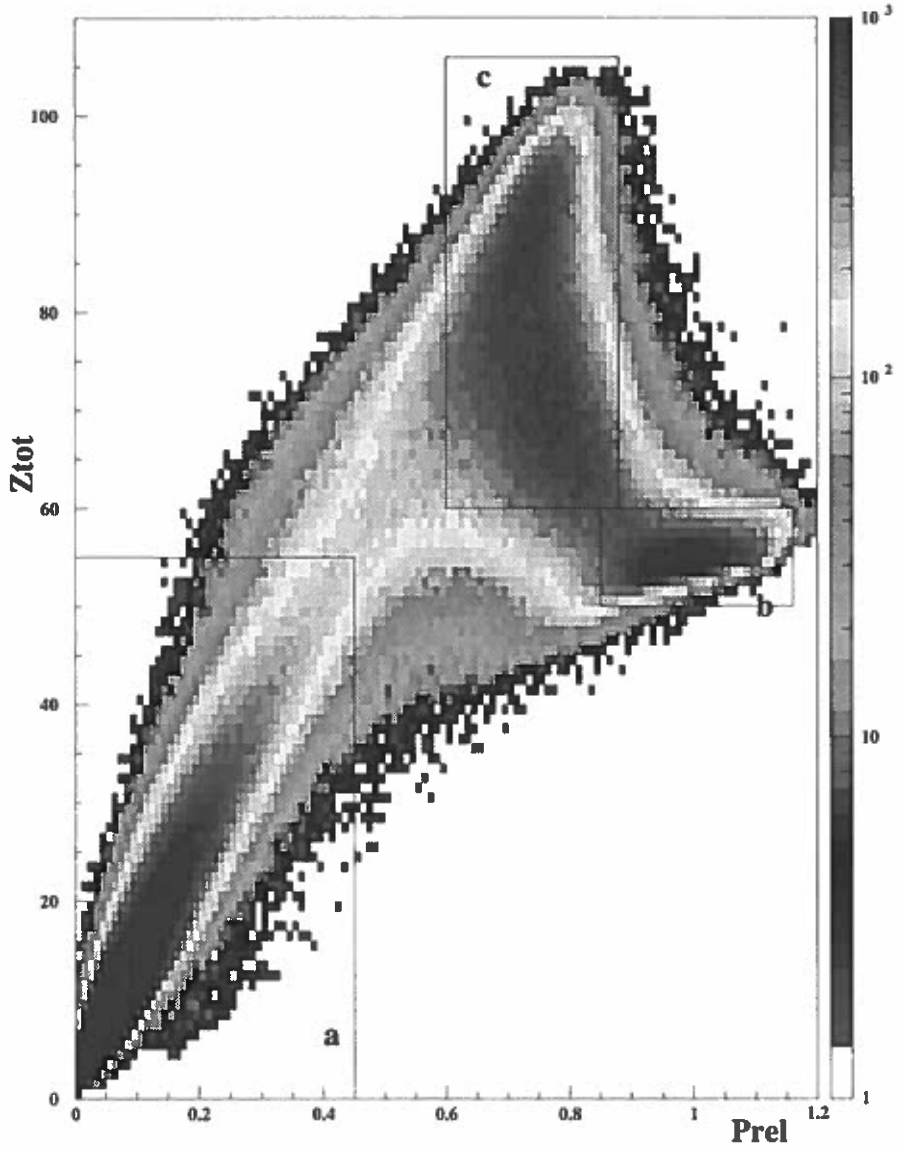

Figure 3.1: diagramme bidimensionnel Ztot en fonction de Prel (AV//)

sont appelés "événements complets" [64], mais ils ne représentent que quelques pourcents de la section efficace totale. Ils ont cependant permis de caractériser la formation d'une source unique pour les collisions les plus centrales [64, 55, 86].

Mais pour notre analyse de la désexcitation du quasi-projectile (collisions périphériques et semi-périphériques), nous préférons retenir tous les événements ayant une impulsion relative détectée supérieure à 60%. Ces événements ne sont pas tous complets en charge, mais ceci est dû, comme nous l'avons déjà précisé, aux seuils d'INDRA trop élevés pour permettre l'identification du résidu de la cible. Nous faisons, par conséquent, l'hypothèse que la charge et l'impulsion manquantes sont dues à la non détection de ce résidu. Il est donc aisé de "compléter" ces événements en charge et en impulsion si nécessaire.

Pour la suite de notre analyse, nous retenons donc les événements de multiplicité supérieure à 4 et d'impulsion supérieure à 60% de l'impulsion initiale. Les figures suivantes présentent quelques caractéristiques générales de ces événements.

La figure 3.2 présente la distribution de multiplicité de particules détectées (3.2 a), ainsi que la distribution de multiplicité d'IMF (3.2 b). Les courbes en trait continu correspondent aux événements mesurés par INDRA ; les courbes grisées aux événements retenus par notre sélection.

Nous savons déjà que les événements rejetés sont dus à des collisions élastiques pour lesquelles :

- le projectile n'est pas suffisamment défléchi pour être détecté ;
- la cible n'est pas suffisamment énergétique pour passer les seuils de détection.

L'analyse des figures 3.2 a et b confirme que ces événements sont effectivement dus à des collisions peu dissipatives ; les multiplicités de particules et de fragments qui leurs sont associées sont très faibles. En requérant 60% de l'impulsion détectée, nous avons donc éliminé les collisions les moins dissipatives qui ne présentent que peu d'intérêt pour l'étude du mécanisme de production de fragments. Notre sélection nous permet donc de retenir les événements pour lesquels nous avons au moins détecté le résidu du projectile en coïncidence avec un grand nombre de particules (ie particules légères et fragments). Aussi, l'étude de la désexcitation du projectile et de l'évolution du mécanisme de production de fragments dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires peut être entreprise à partir de ces événements.

La figure 3.3 a présente l'évolution de la charge du plus gros fragment détecté dans l'événement en fonction de sa vitesse parallèle dans le repère du centre de masse. Pour la majorité des événement, la mémoire de la voie d'entrée est conservée, c'est-à-dire qu'il persiste deux gros fragments ayant une vitesse proche de la vitesse initiale du projectile et de la cible. La dissymétrie avant-arrière, visible sur la figure 3.3 a, est due à un effet de détection. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné, INDRA n'est pas adapté pour détecter les fragments lourds et lents. Le résidu de la cible est donc moins souvent détecté

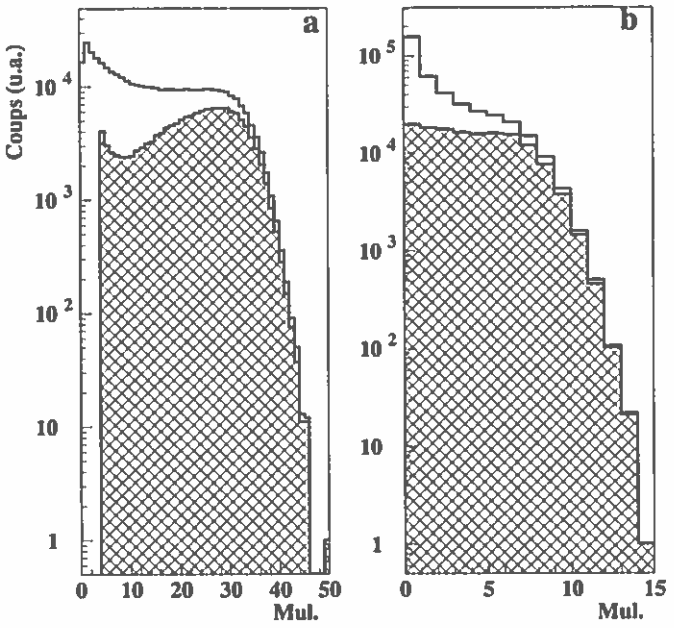

Figure 3.2: -a- Distribution de multiplicité totale -b- Distribution de multiplicité des fragments $3 < Z < 20$. *La courbe en histogramme correspond aux distributions avant sélection, la courbe grisée correspond aux distributions après sélection.*

que son partenaire[2]. Cette mémoire de la voie d'entrée a également été observée par d'autres équipes; le mécanisme de réaction dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires est fortement dominé par des collisions binaires [14, 60, 67, 76, 82]. Les réactions conduisant à la formation d'une source de quasi-fusion sont très peu probables [9, 28, 64, 86].

Pour étudier plus en détail les événements retenus, nous utilisons la charge du plus gros fragment comme sélecteur.

Dans le cadre du modèle participant-spectateur, la taille des résidus est proportionnelle au paramètre d'impact; la charge des spectateurs (i.e. résidus du projectile et de la cible) est égale à la partie de la charge des noyaux initiaux qui ne se trouvent pas dans la zone de recouvrement. Dans une approche thermodynamique, elle est corrélée à l'énergie d'excitation déposée dans le quasi-projectile

[2]Un commentaire doit être fait sur cette première constatation. En effet, nous ne devons pas oublier que le système Xe + Sn est un système légèrement asymétrique en cinématique inverse. Par conséquent, si l'on considère que cette tendance se conserve en moyenne, alors il est plus probable de trouver le plus gros fragment de l'événement à l'avant du centre de masse, c'est-à-dire avec une vitesse proche de celle du projectile.

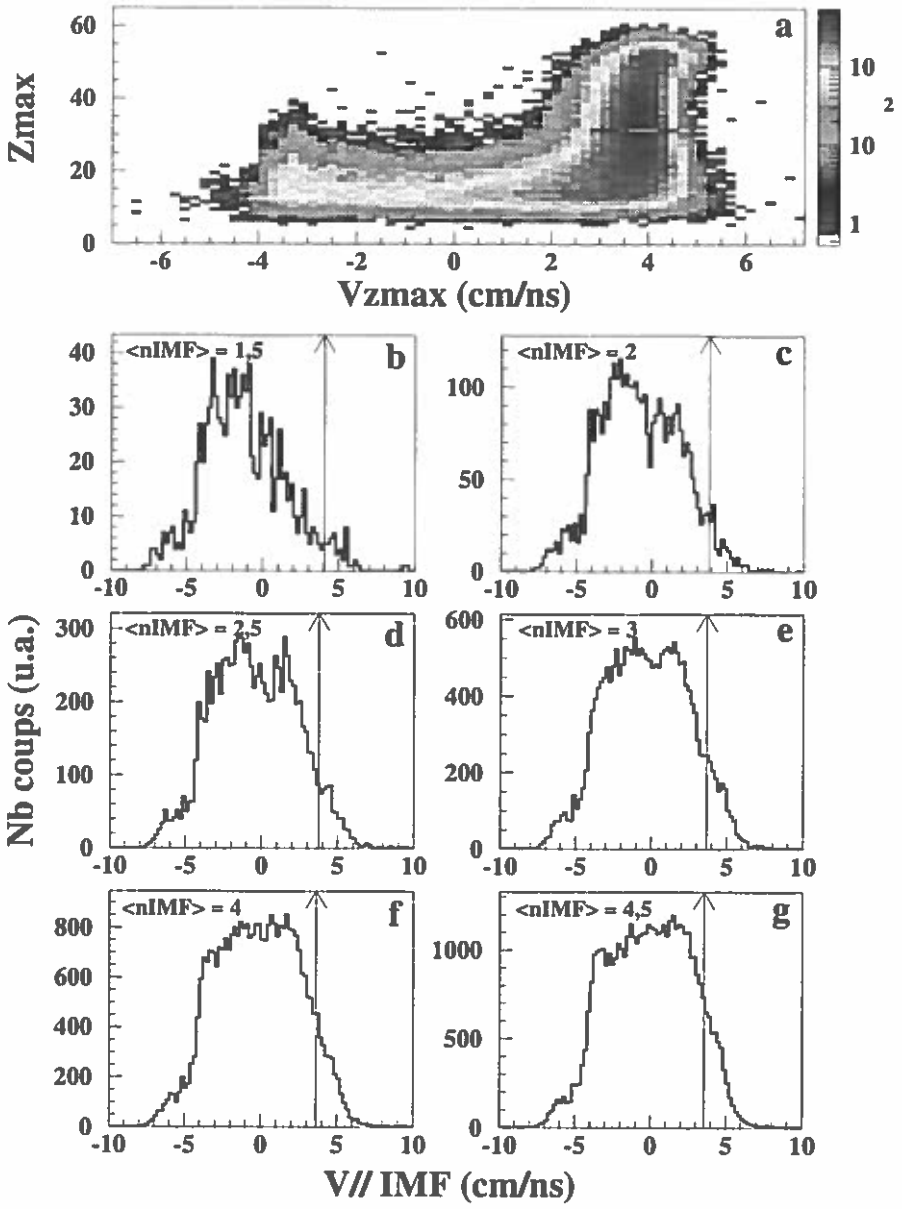

Figure 3.3: -a- Charge du plus gros fragment en fonction de sa vitesse parallèle dans le repère du centre de masse. Figures -b- à -g- distribution de vitesse parallèle des IMF pour différentes tailles de résidus, de $Z_{max} \geq 50$ à $25 \leq Z_{max} < 30$, par pas de 5, respectivement. Les flèches représentent la vitesse parallèle moyenne du projectile pour chacune des coupures. La multiplicité moyenne d'IMF est indiquée sur chacune des figures.

formé pendant la réaction ; plus l'énergie d'excitation est importante, plus le nombre de particules émises est grand, par conséquent plus le résidu est petit. Dans les deux cas, la charge du résidu est corrélée avec la violence de la collision. Une sélection des événements en fonction de cette variable peut nous permettre de suivre l'évolution de la production de fragment.

La distribution en vitesse des IMF (fragments de charge comprise entre 3 et 20) en fonction de la taille du résidu du projectile (ce dernier n'est pas comptabilisé dans la distribution des IMF) est présentée sur les figures 3.3(b-g). La vitesse moyenne du Zmax (plus gros fragments de l'événement) correspondant à chaque tranche est reportée sur chaque figure (flèches). Parallèlement est indiquée la multiplicité d'IMF correspondante[3]. Il est intéressant de remarquer que quelle que soit la taille du résidu (du plus gros, figure 3.3b, au plus petit, figure 3.3g) les IMF sont émis de manière non isotrope par rapport à la vitesse de ce dernier, et préférentiellement à une vitesse située autour du centre de masse, c'est à dire entre les deux partenaires de la réaction[4]. Cette particularité de l'émission des IMF à mi-rapidité a elle-aussi été observée par différents groupes [68, 87, 56, 92, 35, 54, 62]. Il est important de remarquer cependant que ceci n'est pas un effet ponctuel, mais au contraire un effet rencontré quelle que soit la taille du résidu donc, à priori, quelle que soit la violence de la collision.

L'émission de particules légères présente les mêmes caractéristiques. Les distributions en multiplicité de LCP (particules chargées de charges inférieures ou égales à 2) en fonction de la vitesse parallèle, pour les mêmes coupures en taille du résidu que précédemment, sont regroupées dans la figure 3.4. Les conclusions sont identiques à celles concernant les distributions d'IMF. Un excès de particules, par rapport à l'émission thermique de deux sources (QP et QT), est observé. Comme pour les IMF, cet effet est présent quelle que soit la taille du Zmax, et semble corrélé à la violence de la collision. Nous ne pouvons attribuer l'augmentation supposée de cette émission à mi-rapidité à un effet de ralentissement des deux sources d'émission (recouvrement des cercles d'émission), car la vitesse du résidu (flèche) est pratiquement constante quelle que soit sa taille. Des études plus détaillées de ce système (Xe+Sn) [62], ainsi que du système plus léger (Ni+Au) [57, 33] ont montré que la proportion de particules émises à mi-rapidité par rapport à l'émission associée au quasi-projectile dépend de la masse de la particule considérée. Les particules dites de mi-rapidité sont plus riches en

[3]Cette multiplicité est calculée uniquement à partir des événements ayant au moins un fragment de plus que le Zmax, c'est-à-dire les événements contribuant à la figure.

[4]En ce qui concerne les figures 3.3b et c, la dissymétrie avant-arrière (par rapport au centre de masse) de l'émission de fragments, est due à une auto-corrélation entre la variable de sélection et la variable étudiée. La taille requise pour le résidu est supérieure à 50 et comprise entre 45 et 50 pour les figures b et c respectivement. Aussi, pour ces événements, le quasi-projectile n'a pas pu se fragmenter. Les fragments détectés seront donc essentiellement situés à des vitesses plus faibles.

neutrons.

En résumé, les événements retenus par notre sélection nous autorisent à étudier les mécanismes de désexcitation du projectile et leur évolution, de l'évaporation de particule à l'émission de fragments. Cette étude nécessite de reconstruire la source initiale afin de pouvoir déterminer ses caractéristiques. L'émission de fragments et de particules légères à une vitesse centrée autour de celle du centre de masse impose un traitement particulier pour leur attribution à une source de production. En effet, ces IMF ne peuvent pas être associés à priori à l'un ou l'autre des deux partenaires de la réaction. Nous devons mettre au point une méthode qui nous permette de découpler les différentes sources responsables de l'émission de fragments. Dans le paragraphe suivant, nous exposons brièvement les différentes techniques généralement utilisées pour isoler le quasi-projectile. Dans un deuxième temps, nous exposerons la méthode que nous avons mise au point pour reconstruire ce dernier événement par événement.

3.2 Reconstruction du Quasi-Projectile (QP)

Nous espérons pouvoir étudier la multifragmentation du quasi-projectile formé lors de la réaction et suivre l'évolution de cette multifragmentation en fonction de l'énergie d'excitation déposée. Cette étude se base sur l'hypothèse très forte que, lors de la collision, le projectile a été excité. Si cette hypothèse est vérifiée, alors il doit être possible de déterminer les caractéristiques de cette source à partir des particules émises par cette dernière. Pour mener à bien ce travail, nous devons donc reconstruire la source d'émission, c'est à dire attribuer au résidu les particules légères et les fragments qu'il a émis. Ce travail de reconstruction du quasi-projectile a déjà été entrepris pour plusieurs systèmes, avec différentes méthodes dont les grandes caractéristiques sont exposées ci-dessous :

- la détermination de la vitesse de la source (QP) est généralement effectuée à partir de la conservation de l'impulsion des fragments émis par cette source ;
- toutes les particules légères et les fragments ayant une vitesse supérieure à la vitesse de la source sont souvent considérés comme appartenant à la source ;
- pour les particules légères et fragments émis à l'arrière dans le repère de la source, différentes techniques ont été jusqu'à présent utilisées :
  - tous les fragments sont retenus, mais les particules légères émises à l'arrière ne sont prises en compte que si leur nombre est inférieur au nombre de particules légères émises à l'avant, sinon on multiplie par 2 ces dernières [14] ;
  - multiplication par 2 de la charge des particules légères et des fragments émis à l'avant du QP [63] ;

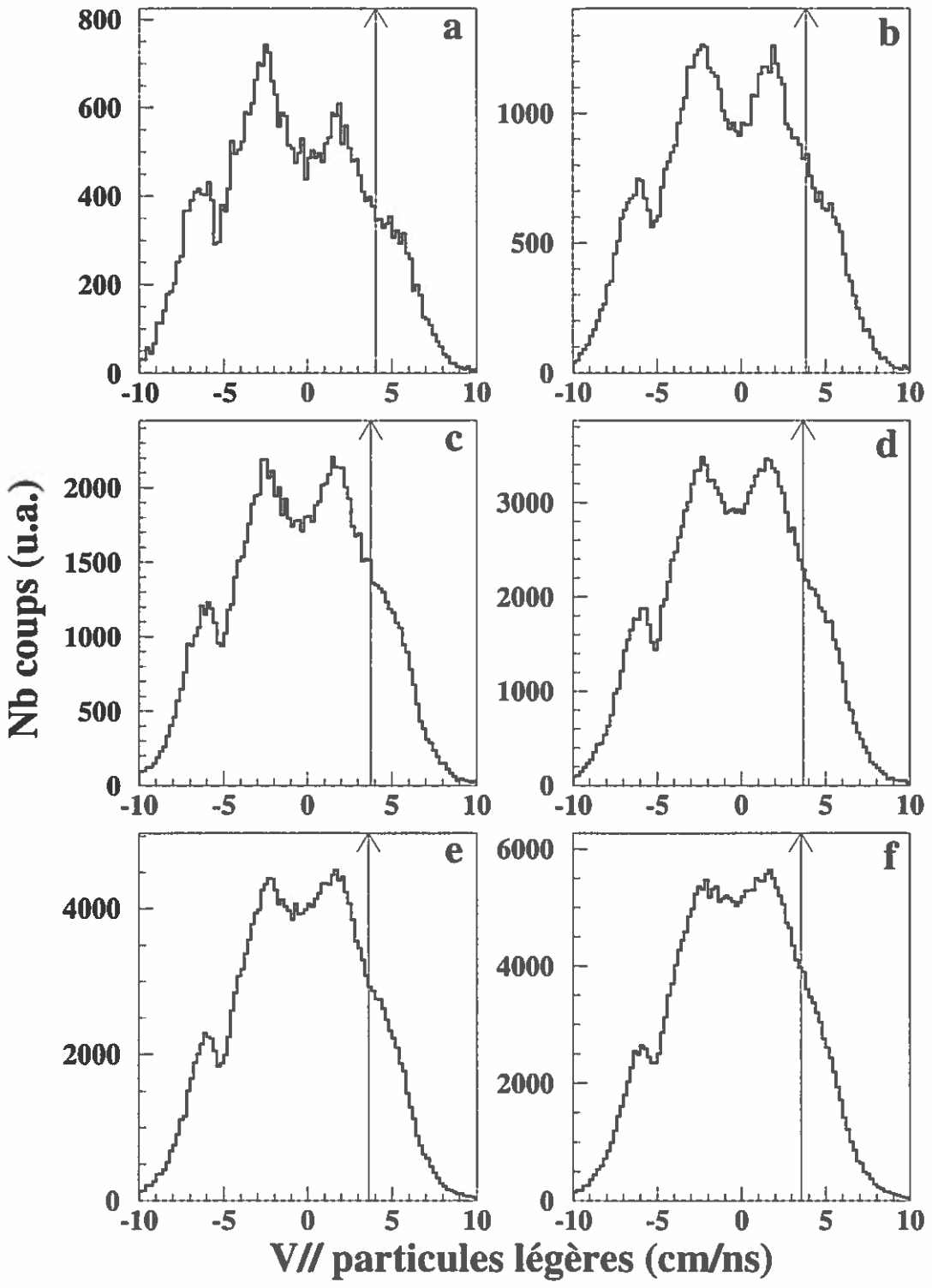

Figure 3.4: Figures -a- à -f- distribution de vitesse parallèle des LCP pour différentes tailles de résidus, de $Z_{max} \geq 50$ à $25 \leq Z_{max} < 30$, par pas de 5, respectivement. Les flèches représentent la vitesse parallèle moyenne du projectile pour chacune des coupures.

- attribution des particules à la source si leur vitesse est inférieure ou égale à la vitesse coulombienne [36, 58].

Toutes ces méthodes d'affectation des particules légères et des fragments ont été employées dans le but de minimiser la pollution des particules provenant d'une possible source intermédiaire localisée à mi-rapidité.

L'existence de cette "$3^{ième}$ source" a été évoquée pour la première fois dans le système Xe+Sn à 50 A.MeV par J. Benlliure [14]. Nous avons montré au paragraphe précédent qu'il semble effectivement exister une "source" de production de fragments et de particules légères pouvant entraîner un recouvrement des spectres d'émission, dans l'espace des vitesses, avec la source quasi-projectile (cf figure 3.5). Le spectre en section efficace invariante présenté figure 3.5 nous permet de visualiser les sources d'émission si elles existent. Ces sources d'émission sont caractérisées par le cercle coulombien qui leur est associé. Nous voyons clairement deux cercles coulombiens centrés à la vitesse du quasi-projectile et de la quasi-cible, mais comme nous l'avons déjà vu sur les figures 3.3(b-g), il y a un surplus de fragments entre ces deux sources d'émission. Le système étudié (Xe+Sn 50 A.MeV) n'a pas une dynamique suffisante pour que ces différentes contributions soient séparées dans l'espace des vitesses. Nous constatons que ce surplus d'IMF vient peupler le cercle coulombien que l'on pourrait attribuer au projectile ou à la cible.

Une première estimation de cette composante a été donnée par Lukasik et collaborateurs [62]. La composante dite dynamique a été estimée en soustrayant au spectre total de particules détectées la distribution de particules associées à l'émission du quasi-projectile. Cette analyse a été effectuée pour différentes tranches en énergie transverse. Les résultats obtenus montrent que pour des collisions semi-périphériques 25% de la charge totale et environ 50% des fragments ne sont pas associés à la désexcitation du QP. Certaines des méthodes exposées plus haut tentent de tenir compte de cet effet, mais il nous a semblé important de mettre au point une méthode de reconstruction du quasi-projectile qui gère cet effet événement par événement. Cette méthode est détaillée dans le paragraphe suivant.

3.2.1 Reconstruction du QP événement par événement

hypothèse de travail

La reconstruction d'une source événement par événement impose de trouver une loi physique qui doit être vérifiée par l'ensemble des particules émises par celle-ci. Seule la vérification (ou non) de cette loi nous permettra d'affecter (ou non) à la source la particule ou le fragment.

Lorsqu'une particule est émise, la vitesse du noyau résiduel est modifiée de telle sorte que la conservation de l'impulsion du système (particule évaporée-

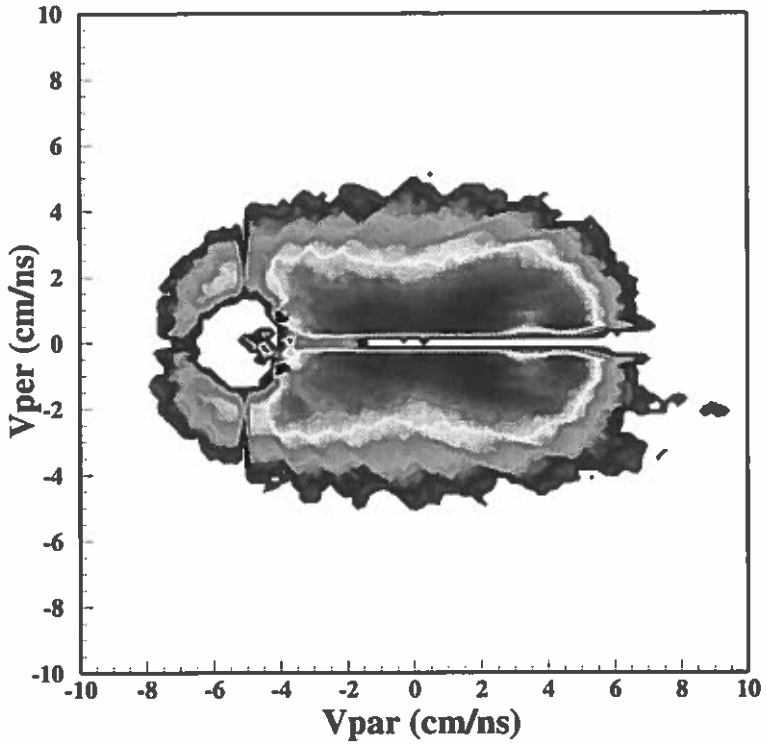

Figure 3.5: Spectre de section efficace invariante pour les IMF produits dans les réactions périphériques du système Xe+Sn à 50 A.MeV

noyau résiduel) soit vérifiée. Si nous supposons que le quasi-projectile et la quasi-cible, formés lors de la collision, survivent un temps suffisamment long pour être considérés comme deux systèmes isolés, alors le système formé du résidu et des particules émises doit vérifier la loi de conservation de l'impulsion (cf équation 3.1).

$$\sum_{i=1}^{npart} \vec{P_i} = \vec{0} \tag{3.1}$$

avec *npart* le nombre de particules émises par la source ; la somme des impulsions est nulle si l'on se place dans le repère de la source.

Cette loi de conservation (3.1) doit être vérifiée pour chacune des trois composantes de l'impulsion. Par conséquent, si nous parvenons à déterminer un des axes de la source émettrice, nous sélectionnerons les particules appartenant à cette source en vérifiant la conservation de l'impulsion sur les deux axes perpendiculaires à ce dernier. Le problème est désormais de trouver un des axes de la source. Nous avons déjà montré que pour les événements sélectionnés, le système en voie de sortie a conservé une forte mémoire de la voie d'entrée (caractère bi-

naire de la réaction). La figure 3.3 montre que la vitesse relative entre les deux résidus reste relativement constante pour une grande partie des événements, et qu'elle est suffisamment grande pour donner à l'événement une forme ellipsoïdale. C'est-à-dire que les événements possèdent un axe privilégié d'émission. Il est donc possible de déterminer cet axe en utilisant le tenseur caractéristique de la forme de l'événement [31]. Ce tenseur s'écrit de la façon suivante :

$$Q_{ij} = \sum_{n=1}^{N} \gamma P_i^n P_j^n \tag{3.2}$$

avec P_i^n impulsion sur l'axe i de la particule n. Le coefficient γ permet de donner une signification physique à ce tenseur :

- si $\gamma = \frac{1}{p^{n2}}$, le tenseur est équivalent à une distribution de particules. Ce coefficient permet de donner pour chaque particule un poids équivalent à sa masse et à sa vitesse ;
- si $\gamma = \frac{1}{p^n}$, le tenseur a la dimension d'une impulsion. Cette normalisation permet de privilégier les plus gros fragments ;
- si $\gamma = \frac{1}{2m^n}$, le tenseur a la dimension d'une énergie.

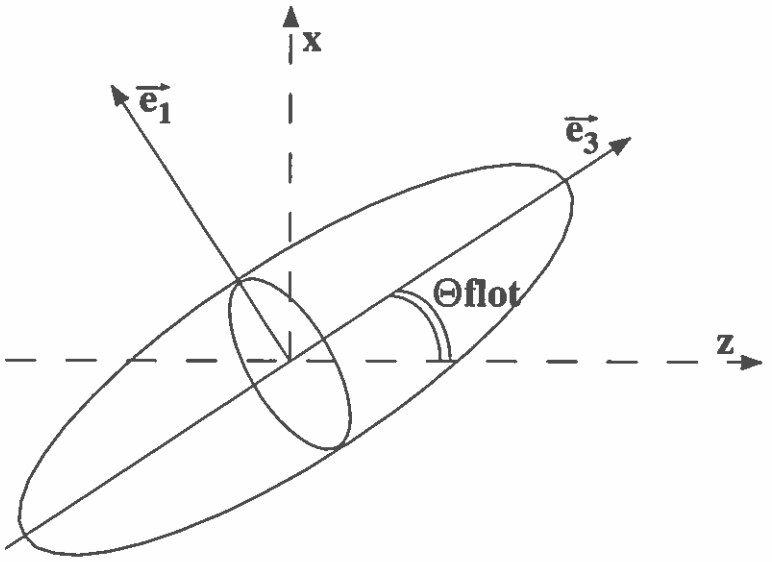

Figure 3.6: Repère de l'ellipsoïde ($\vec{e_1}$,$\vec{e_3}$)par rapport au repère du centre de masse (x,z)

Par diagonalisation du tenseur nous obtenons les valeurs propres $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ ainsi que les vecteurs propres $(\vec{e_1}, \vec{e_2}, \vec{e_3})$, définissant les axes privilégiés d'émission des particules. Ces trois couples (valeurs propres, vecteurs propres) permettent

de construire le repère dit de l'ellipsoïde (figure 3.6). A partir des trois valeurs propres, il est possible de définir les variables sphéricité et coplanarité. Ces deux variables donnent une mesure de la forme de l'événement. La sphéricité mesure l'allongement de l'événement sur le grand axe de l'ellipsoïde, la coplanarité mesure le défaut de symétrie de l'événement dans le plan perpendiculaire. Ces deux variables sont définies comme suit :

$$\begin{aligned} \textit{Sphéricité} &= 3/2(1-\lambda_3)S \in [0.,1.] \\ \textit{Coplanarité} &= \sqrt{3/2}(\lambda_2-\lambda_1)\ C \in [0.,\sqrt{3}/4] \end{aligned} \tag{3.3}$$

Nous utiliserons, dans les chapitres suivants, la variable sphéricité pour classer les événements. S est égal à 1 pour les événements les plus compacts (ie événements qui peuvent être assimilés à des événements de fusion avec une émission isotrope) et S=0 pour les événements les plus allongés (ie collisions périphériques).

Dans cette étude, nous choisissons la normalisation en impulsion ; le tenseur en impulsion privilégiant les fragments les plus lourds, l'axe principal de l'événement va donc dépendre fortement de la direction de propagation du résidu du quasi-projectile. Ce résidu, s'il est suffisamment lourd, n'a pas dû être trop perturbé par les différentes émissions de particules, il doit donc avoir une vitesse proche, en module et direction, de la vitesse du quasi-projectile. Si le quasi-projectile a multifragmenté, c'est-à-dire s'il s'est brisé en plusieurs fragments, nous ne pouvons pas réellement définir de résidu. Mais, la définition des axes de l'ellipsoïde est invariante par clustérisation[5]. L'axe de propagation du quasi-projectile initial peut être approximé par l'axe principal de l'ellipsoïde.

la méthode

Cette méthode de reconstruction du QP est donc basée :

- sur la loi de conservation de l'impulsion ;
- sur l'hypothèse que la vitesse de la source est portée par le plus grand axe de l'ellipsoïde.

Parmi les particules et les fragments produits lors de la réaction, nous devons être capables, grâce à cette méthode, de reconstituer l'émission du quasi-projectile. Dans le but de minimiser les temps de calcul et pour éviter d'affecter au quasi-projectile des particules légères et/ou fragments provenant de la cible, nous

[5]Cette propriété nous permet de compléter l'événement en supposant que la charge et l'impulsion manquante sont portées par un seul fragment dont nous déterminons la charge et l'impulsion par conservation de ces deux quantités.

limitons le champ d'action de notre méthode aux particules ayant une vitesse positive dans le centre de masse. Cette hypothèse est justifiée au regard de la figure 3.5. Le cercle coulombien qui correspondrait à l'émission du quasi-projectile ne s'étend pas au-delà de la vitesse du centre de masse[6]. Il faut cependant, pour que cette hypothèse soit juste, que la réaction soit binaire (ie il doit y avoir un gros fragment à l'avant). Nous retenons uniquement les événements pour lesquels la vitesse du Zmax est supérieure à 2.5 cm/ns dans le repère du centre de masse. La figure 3.3 montre que cette contrainte permet de conserver une très large majorité des événements précédemment sélectionnés (ie multiplicité de particules supérieure à 4 et impulsion parallèle détectée supérieure à 60%).

Dans une première étape, nous supposons que l'avant du QP, dans le repère des vitesses, ne doit pas être très pollué par les particules émises par une troisième source localisée au centre de masse. Les particules légères et les fragments ayant une vitesse supérieure à celle du résidu sont donc attribués au quasi-projectile (cf grisé vertical de la figure 3.7).

Nous devons maintenant traiter les particules qui sont comprises entre la vitesse $V = 0$ et $V = V_{zmax}$ dans le repère de l'ellipsoïde (cf figure 3.7 grisé horizontal) et c'est à ce niveau que notre méthode est innovante.

A partir des particules déjà affectées au QP (ie partie avant du QP), nous calculons les deux composantes de l'impulsion transverse $\overrightarrow{P^{avant}_{trans}}$. Nous devons maintenant trier, parmi les particules situées entre la vitesse du centre de masse et la vitesse du Z_{max}, celles qui vérifient la loi de conservation de l'impulsion, c'est-à-dire dans notre cas, celles qui minimisent l'impulsion transverse. Nous traitons alors toutes les configurations possibles entre les particules produites à l'arrière. Pour chacune de ces configurations, nous calculons les deux composantes de l'impulsion transverse $\overrightarrow{P^{arrière}_{trans}}$. Il ne reste donc qu'à comparer les valeurs obtenues pour l'impulsion transverse totale de chaque configuration et à retenir la configuration qui minimise cette dernière. Par conservation de l'impulsion sur la troisième composante (grand axe de l'ellipsoïde), nous déterminons la vitesse de la source.

Cette procédure est récapitulée ci-dessous (i est l'indice courant sur les particules).

- $i \in QP$ si $V_{Zmax} \leq V^i \implies \overrightarrow{P^{avant}_{trans}}$
- $i \in QP$
  - si $0 \leq V^i \leq V_{Zmax}$
  - et si $i \in$ configuration qui minimise $\overrightarrow{P^{totale}_{trans}} = \overrightarrow{P^{avant}_{trans}} + \overrightarrow{P^{arrière}_{trans}}$

[6]Dans le cas d'une application de cette méthode à plus basse énergie de bombardement, il faudra vérifier cette hypothèse.

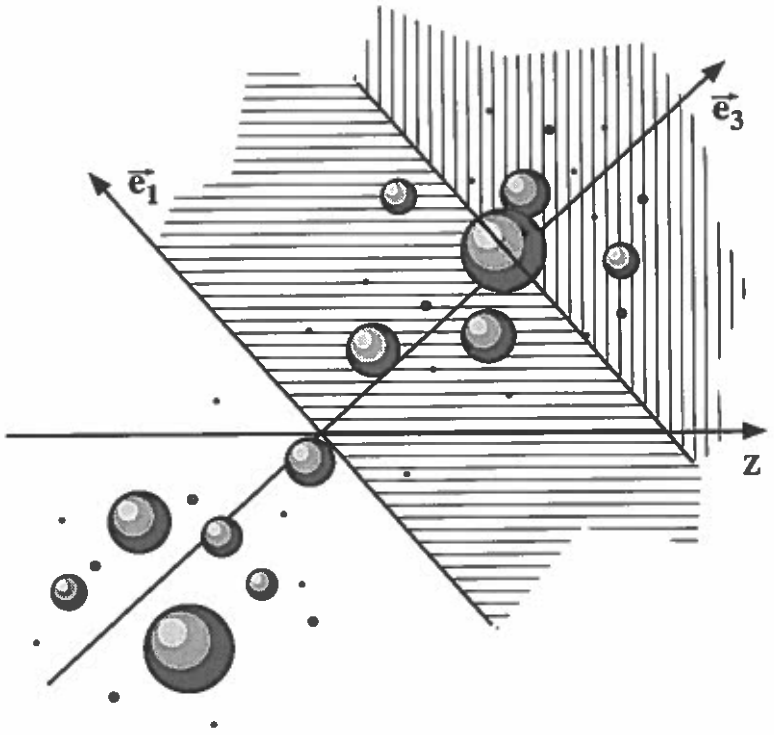

Figure 3.7: méthode de reconstruction du quasi-projectile. La partie en grisé vertical représente la zone en vitesse pour laquelle les particules et les fragments sont tous affectés à la source. La zone en grisé horizontal symbolise la région d'application de notre méthode dans l'espace des vitesses.

- $\sum_i M_i \, (\vec{V}_i - \vec{V}_s) = \vec{0} \Longrightarrow \vec{V}_s$ vitesse du quasi-projectile.

Afin de pouvoir appliquer en toute confiance cette méthode aux données expérimentales, nous devons la tester sur des événements issus de simulations pour lesquelles nous connaissons la source d'émission de chacune des particules produites. Dans le même temps, nous allons pouvoir contrôler l'effet du détecteur sur la détection des particules émises par une source et l'effet de la perte d'information sur la méthode de reconstruction. C'est dans ce but que nous avons réalisé des simulations avec le générateur d'événements SIMON[7][38]. Ce code permet de suivre la désexcitation statistique par émission de particules légères et de fragments, d'une source thermalisée. La rapidité de calcul et l'interactivité de ce code permet de simuler très simplement un grand nombre d'événements pour

[7]Le code SIMON permet de simuler des événements. Pour cela, il suffit de lui donner en entrée le nombre et les paramètres de chacune des sources (taille, position, vitesse, énergie d'excitation, moment angulaire...). Le code désexcite chacune des sources par émission de particules légères et de fragments de façon statistique (méthode de l'état transitoire). Ces particules sont ensuite propagées dans le champ coulombien créé par les autres particules.

différentes configurations ayant des tailles de source et des énergies d'excitation différentes. Deux grands types de simulations ont été effectués :

- des simulations à deux sources (projectile, cible) pour différentes énergies d'excitation, permettant de contrôler d'une part la résolution du détecteur en fonction de la multiplicité de particules émises, et d'autre part la fiabilité de la méthode dans un cas simple, c'est-à-dire dans un cas où le recouvrement entre les deux sources est faible ;
- des simulations à trois sources, permettant de contrôler le pouvoir de résolution de la méthode en présence d'une source "polluante".

Les résultats sont présentés dans les figures 3.8, 3.9 et le tableau 3.1.

les résultats

La figure 3.8 montre l'efficacité de détection d'INDRA pour une source unique (quasi-projectile) à différentes énergies. Cette source est simulée avec une vitesse égale à celle du projectile. Nous prêtons une attention particulière à la direction de vol de cette source de façon à ne pas biaiser nos résultats par un effet de détection non expérimental. Nous choisissons donc une distribution d'angle de flot ajustée sur la distribution expérimentale.

Nous constatons que l'efficacité de détection évolue avec l'énergie d'excitation de la source. Elle est de 98% en charge à $\varepsilon^* = 3\ A.MeV$ et atteint 90% à $\varepsilon^* = 7\ A.MeV$. INDRA est donc bien adapté à la mesure du résidu du projectile et des particules émises par ce dernier. Notre technique de reconstruction peut donc être utilisée.

Dans une première étape, nous contrôlons l'effet de la perte d'information (effet de détecteur) sur la résolution intrinsèque de notre méthode. Le tableau 3.1 présente les résultats de la reconstruction d'une source de charge 54 pour deux énergies d'excitation.

ϵ^* (A.MeV)	Charge détectée	Charge reconstruite
5	52 ± 3	50 ± 4
7	49 ± 4	46 ± 8

Tableau 3.1: résultat de la reconstruction d'une source de charge 54 et d'énergie d'excitation 5 et 7 A.MeV

Les résultats dépendent bien évidemment de l'énergie d'excitation et donc de la multiplicité de particules émises. Mais cet effet est moins prononcé que l'effet dû au détecteur. En effet, si à 7 A.MeV d'énergie d'excitation nous ne reconstruisons que 85% de la charge initiale, cela représente 94% de la charge détectée. Pour 5 A.MeV d'énergie, la charge reconstruite représente 96% de la charge détectée.

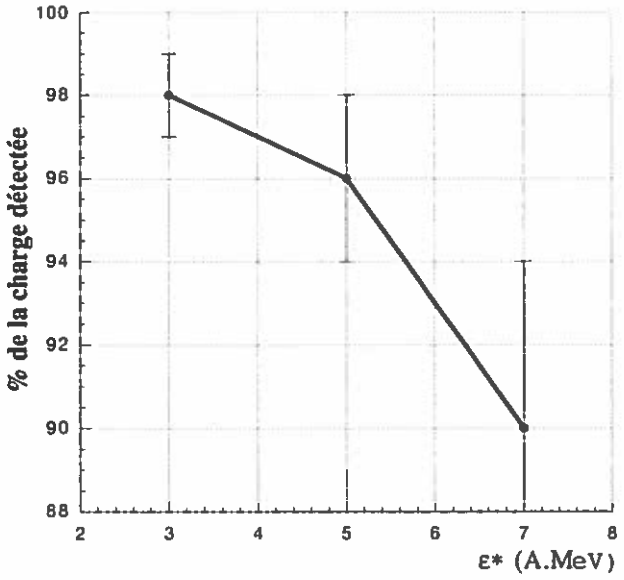

Figure 3.8: Pourcentage de la charge détectée par INDRA pour une source de charge 54 en fonction de son énergie d'excitation.

Bien que pour les faibles énergies d'excitation les résultats soient tout à fait exploitables, la perte d'information due aux effets de détection et à la méthode rend cette dernière inutilisable à plus haute énergie d'excitation. L'incertitude sur la charge du quasi-projectile reconstruit est trop importante pour espérer pouvoir la corriger des effets de détection et de méthode. Le test de la méthode est effectuée à partir de simulations dans lesquelles la charge initiale de la source est unique. Or, dans l'expérience, nous avons une distribution en taille du quasi-projectile. Le résultat final sera donc la convolution de trois distributions :

- la distribution expérimentale de la charge de la source ;
- la distribution de la charge détectée par INDRA ;
- la distribution de la charge reconstruite.

Si l'on veut exploiter less résultats, nous devons donc connaitre :

- la fonction de réponse du détecteur en fonction de la taille de la source et de son énergie d'excitation ;
- la fonction de réponse de la méthode en fonction de la taille de la source et de son énergie d'excitation ;
- la distribution expérimentale de la taille de la source.

Le problème est que nous ne connaissons pas cette distribution expérimentale. Notre espoir était de pouvoir la déterminer. Nous constatons donc que cette technique de reconstruction ne permet pas, comme nous l'avions espéré, de remonter

à la distribution en charge et en énergie de la source du quasi-projectile avec une précision suffisante.

L'analyse des résultats des tests à trois sources, confirme ceux obtenus à deux sources. La figure 3.9 présente les résultats de cette étude. Lors de ces simulations, nous ne tentons pas de reproduire les résultats expérimentaux, mais nous imposons une troisième source pour tester le pouvoir discriminant de notre méthode. Les paramètres de cette source (taille, énergie d'excitation, ...) n'ont donc aucune importance car nous ne cherchons pas à reproduire l'expérience, mais uniquement à tester notre méthode. Ils sont uniquement optimisés pour que cette source émette des particules et des fragments de façon réaliste, dans une région en vitesse où des particules du projectile sont émises. Nous constatons que pour une source de charge 54, le taux d'événements conduisant à une bonne reconstruction de la source décroît dramatiquement avec l'énergie d'excitation. A 7 A.MeV d'énergie, ce taux ne dépasse pas 20%.

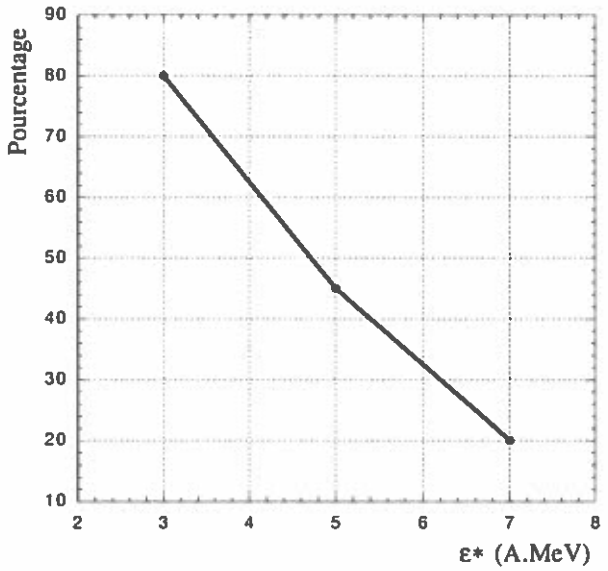

Figure 3.9: Pourcentage d'événements pour lesquels le quasi-projectile a été bien reconstruit pour une source de charge 54, en fonction de son énergie d'excitation

L'échec de cette méthode n'est donc pas dû au fait de trouver un faible nombre de sources bien reconstruites, mais au fait qu'il nous est impossible de séparer ces événements de ceux ayant conduit à une mauvaise reconstruction. L'étude des simulations à trois sources nous a permis de comprendre que plus le nombre de particules augmente, plus le nombre de configurations susceptibles d'être retenues croît. En effet, les imprécisions sur l'énergie de la particule, sur son angle d'émission et sur sa charge font que des configurations très différentes peuvent conduire à la quasi-conservation de l'impulsion. Une étude plus détaillée de ces

différentes configurations plausibles ne nous a pas permis de trouver une règle de tri fiable.

3.3 Conclusion

Nous avons donc échoué dans notre tentative de reconstruction, événement par événement, de la source du quasi-projectile. La mauvaise détermination de la taille de la source n'est pas un problème en soit si les barres d'erreurs sont faibles et fiables. Mais ce dernier point n'est pas vérifié. En effet, il est très difficile de mettre des barres d'erreur sur la taille ou l'énergie d'excitation du projectile reconstruit. Ces barres d'erreur dépendent à la fois de la méthode, du détecteur, mais aussi de la physique présente dans la réaction. Corriger les résultats obtenus des effets de détection et de méthode n'est pas aisé. De plus, quelle que soit la technique utilisée pour reconstruire la source, les hypothèses de départ sont dictées par des hypothèses sur le mécanisme de réaction. Par exemple, l'ensemble des méthodes employées suppose que la partie avant de la source du quasi-projectile n'est pas ou peu polluée par des particules ne provenant pas de la désexcitation de cette source, c'est-à-dire que l'on peut affecter sans précaution les particules et les fragments émis dans cette région à la source. Or de récents résultats [42] basés sur des calculs Landau-Vlasov, pour la réaction ^{40}Ar+^{27}Al à 65 A.MeV, montrent que cette partie avant de la source peut être polluée de façon non négligeable par des particules émises très rapidement au cours de la collision. D'autres simulations [37] montrent que la répulsion coulombienne entre deux particules peut faire en sorte que des particules légères, n'ayant eu aucune vie commune avec un fragment peuvent, dans l'espace des vitesses, peupler le cercle coulombien, qui est généralement associé au cercle d'émission d'une source.

En conclusion, ce travail effectué sur la reconstruction du quasi-projectile nous permet de prendre conscience des difficultés liées à l'affectation d'une particule à une source. Il nous apparaît difficile de pouvoir mener ce type d'analyse événement par événement tant que les mécanismes d'émission de particules légères et de fragments dans les réactions entre ions lourds ne seront pas mieux compris. Il est bien entendu que dans les collisions périphériques et semi-périphériques, la situation est beaucoup plus délicate que dans le cas des collisions centrales où il a été montré qu'il était possible d'isoler une source présentant des caractéristiques de source de fusion dans le système Xe+Sn [64, 55, 86]. Aussi, plutôt que de tenter de reconstruire les hypothétiques sources de multifragmentation dans les collisions périphériques en attribuant "à priori" les particules et les fragments à une source ou à une autre, nous préférons mener une analyse globale de l'événement. Mais ce genre d'analyse ne peut se faire sans confronter les résultats expérimentaux à différents modèles. Dans une première étape, nous

avons simulé des événements de type émission au col avec une source centrale excitée et deux résidus. Cette analyse menée à l'aide du générateur d'événements SIMON sera présentée dans le chapitre suivant. Dans une deuxième étape, nous avons comparé les résultats expérimentaux aux résultats d'un code dynamique : QMD.

Chapitre 4

SIMULATION DU COL

4.1 Introduction

Nous venons de démontrer au chapitre précédent qu'il est très difficile de reconstruire la source du quasi-projectile. La surabondance de particules et de fragments produits à mi-rapidité ne permet pas une identification précise des produits d'émission de ce quasi-projectile. Pour tenter de comprendre le mécanisme de réaction responsable de cette émission au centre de masse, nous avons décidé d'étudier les événements dans leur globalité.

Dans la littérature, il a été plusieurs fois mentionné qu'un col de matière formé au cours de la réaction entre le projectile et la cible pourrait être responsable de cette émission de fragments à mi-rapidité [68, 87, 56, 92, 35, 54, 62]. Nous pouvons imaginer que ce col soit la manifestation à moyenne énergie de ce qui, à plus haute énergie, est appelé la zone participante. En effet, dans le modèle participant-spectateur [99, 44] une zone (participants), due au recouvrement géométrique entre le projectile et la cible, est formée à la vitesse nucléon-nucléon[1]. Les résidus du projectile et de la cible (spectateurs) sont supposés ne pas être trop affectés par la collision, et les énergies d'excitation atteintes sont faibles comparées à celles de la zone participante. Aux énergies intermédiaires, la vitesse relative entre le projectile et la cible est relativement faible. La viscosité de la matière nucléaire peut donc jouer un rôle beaucoup plus important qu'à plus haute énergie. Cette zone participante pourrait rester en contact avec les deux partenaires de la réaction. Elle serait alors déformée (col de matière) avant de se séparer des deux résidus. Dans cette hypothèse, nous avons donc une réaction de type binaire (deux résidus) avec une production de matière à la vitesse du centre de masse (col), comme cela a été observé expérimentalement. Nous avons simulé cet effet de col à l'aide du générateur d'événement SIMON.

4.2 La méthode

4.2.1 Introduction

Nous avons déjà mentionné que l'utilisation de SIMON nécessite de déterminer le nombre et les caractéristiques de chacune des sources. Dans notre cas, nous parlons plutôt de pré-fragments. En fait, nous imaginons que juste après la collision les deux partenaires s'éloignent l'un de l'autre, cependant une partie de la masse se trouve entre ces deux partenaires et forme un col de matière. Pour simuler cette géométrie, nous utilisons, comme cela a été fait pour les collisions

[1] Le système Xe+Sn est un système pratiquement symétrique. Cela présente l'avantage de maximiser le dépôt d'énergie, mais en contre partie, la vitesse nucléon-nucléon est égale à la vitesse du centre de masse. Nous ne pouvons donc pas distinguer les particules émises lors de chocs entre nucléons de celles émises par une source de quasi-fusion ayant une vitesse égale à celle du centre de masse.

centrales [64], plusieurs pré-fragments que nous disposons dans l'espace de telle sorte que la géométrie ainsi créée reproduise au mieux les données expérimentales [74]. Cette étape préliminaire est très importante car elle va conditionner toute la suite de la comparaison. Cette initialisation du code doit donc être faite en accord avec les données expérimentales [2].

L'aspect binaire de la réaction est donc reproduit par la présence de deux sources dites de quasi-projectile et de quasi-cible. Le col est quant à lui simulé par une, deux ou trois sources en fonction des événements (i.e. en fonction de la classe d'événements considérée). Pour déterminer ces caractéristiques, nous devons avant tout classer les événements par type, et déterminer les paramètres de la simulation pour chacune de ces classes. En effet, nous avons retenu pour cette étude les mêmes événements que précédemment, c'est-à-dire ceux qui ont une impulsion parallèle détectée supérieure à 60% de l'impulsion initiale. Cette sélection permet de retenir à la fois les événements issus des collisions les plus périphériques ainsi que ceux issus des collisions les plus centrales. Nous pouvons donc, a priori, suivre l'évolution des caractéristiques de ce col.

Nous avons défini au chapitre 3 la sphéricité comme une mesure de l'allongement de l'événement. Nous utilisons cette variable pour classer les événements en fonction de leur forme. La distribution en sphéricité est découpée en plusieurs tranches et dans ce chapitre nous nous focaliserons sur une tranche moyenne ($S \in [0.2; 0.3]$) pour laquelle deux résidus lourds (QP et QC) sont présents en coïncidence avec un nombre important de fragments localisés à mi-rapidité.

Dans les paragraphes suivants, nous allons détailler la méthode mise au point pour simuler l'effet de col. Par souci de clarté, les pré-fragments injectés dans SIMON seront numérotés de 1 à 5 en fonction de leur position dans le repère des vitesses, du pré-fragment le plus rapide n° 1 (quasi-projectile) au plus lent le n° 5 (quasi-cible).

4.2.2 Calcul de la taille des pré-fragments

Les premiers paramètres qui doivent être fixés sont le nombre et la taille des sources primaires de SIMON. Ces deux paramètres sont fixés dans une même étape car ils sont corrélés en raison des lois de conservation de la charge et de la masse totale du système.

A partir de la distribution expérimentale de vitesse parallèle des particules chargées, il est possible de donner une estimation de la taille du quasi-projectile. Comme le montre la figure 4.1, cette distribution est ajustée par une gaussienne sur sa partie avant (par rapport au maximum) et symétrisée pour sa partie arrière. Il suffit donc de calculer l'intégrale de cette distribution pour obtenir une valeur

[2] Il ne s'agit pas ici de valider le code SIMON, mais l'hypothèse de physique que nous avons faite.

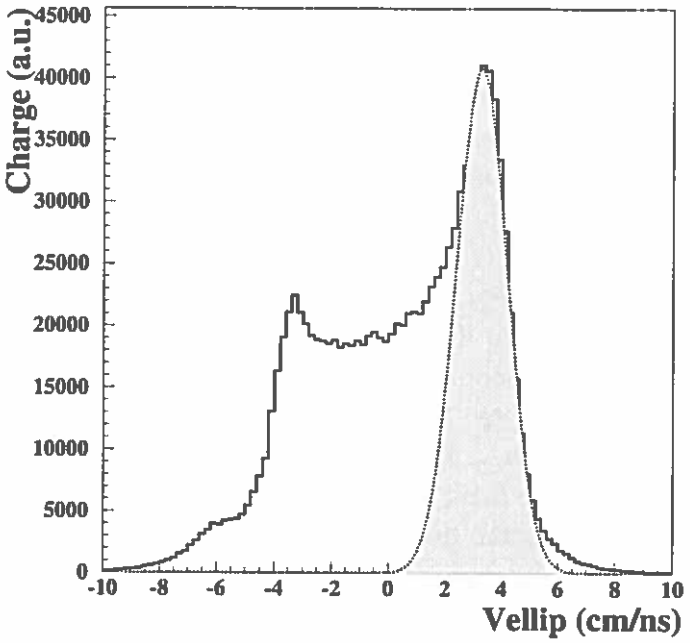

Figure 4.1: Distribution expérimentale de la charge en fonction de la vitesse parallèle dans le repère de l'ellipsoïde, pour une sphéricité comprise entre [0.2 , 0.3] (courbe continue). La courbe grisée représente l'ajustement réalisé pour estimer la taille du pré-fragment n°1 (ie quasi-projectile).

moyenne de la charge du quasi-projectile (pré-fragment n° 1) pour chaque tranche en sphéricité. La taille de la quasi-cible (pré-fragment n° 5) est fixée par conservation de la symétrie de la voie d'entrée : $Z_{QC} = Z_{QP} * Z_{Cible}/Z_{proj}$. Nous pouvons alors, par soustraction de la charge de ces deux résidus à la charge totale, calculer la taille du col : $Z_{col} = Z_{tot} - Z_{QP} - Z_{QC}$. Cette charge va être répartie entre les différents pré-fragments (pré-fragments n° 2, 3, 4) qui composent le col de la manière suivante :

- $Z_2 = 2/3(Z_{proj} - Z_{QP})$;
- $Z_4 = 2/3(Z_{cible} - Z_{QC})$;
- $Z_3 = Z_{proj} + Z_{cible} - Z_1 - Z_2 - Z_4 - Z_5$.

Le nombre de pré-fragments est lui-même déterminé à partir de la taille du col. En raison des fluctuations introduites événement par événement dans le calcul de chacune de ces tailles, la taille du pré-fragment n°3 ne peut être inférieure à une taille limite fixée à 5 ; dans ce cas, les tailles des pré-fragments n°2 et 4 sont recalculées comme suit :

- $Z_2 = Z_{proj} - Z_1$;
- $Z_4 = Z_{cible} - Z_5$.

Les masses de chaque pré-fragment sont calculées comme suit :

- pour les pré-fragments 1 et 2 ; $A_i = Z_i * A_{proj}/Z_{proj}$;
- pour les pré-fragments 4 et 5 ; $A_i = Z_i * A_{cible}/Z_{cible}$;
- pour le pré-fragment n° 3 ; $A_3 = A_{proj} + A_{cible} - A_1 - A_2 - A_4 - A_5$.

4.2.3 Calcul des positions et des vitesses initiales des pré-fragments

La position de chaque pré-fragment est calculée dans le centre de masse de la réaction. Le pré-fragment n°3 est supposé au centre de masse, les autres pré-fragments sont distribués de part et d'autre de ce dernier avec une distance d'environ 2 fm entre deux pré-fragments voisins. Ils sont tous suposés être sur l'axe de l'ellipsoïde. La distribution de l'angle de flot simulée a été fixée à partir des distributions expérimentales pour chaque tranche en sphéricité.

En ce qui concerne les vitesses, nous faisons l'hypothèse qu'elles sont proportionnelles à la position du pré-fragments dans l'espace $\{\vec{r}\}$:

$$V_i \propto \alpha |z_i| \tag{4.1}$$

où z_i est la position. Nous simulons ainsi un gradient de vitesse dans l'événement. Les fragments au centre de masse sont moins rapides que les fragments simulant les résidus de la cible et du projectile.

Le coefficient α est déterminé à partir des résultats expérimentaux. Pour chaque tranche en sphéricité la valeur moyenne de la distribution en vitesse du Z_{max} est extraite des données. En imposant que $V_1 = V_{zmax}$, on détermine la valeur de α. Il suffit alors d'appliquer la formule 4.1 à tous les pré-fragments pour calculer leur vitesse. Il est important de noter qu'une nouvelle fois nous avons, événement par événement, ajouté des fluctuations sur le calcul de chacune des vitesses, et notamment une composante tangentielle pour éviter que le pré-fragment placé au centre de masse (pré-fragment n°3) ne soit à vitesse nulle dans le centre de masse ce qui le rendrait indétectable par INDRA en raison du trou du faisceau[3].

[3]Une vitesse nulle dans le centre de masse de la réaction est équivalente à une vitesse égale à la vitesse du centre de masse dans le repère du laboratoire et donc à une vitesse portée par l'axe du faisceau. En raison du trou du faisceau ($\pm 2^o$ dans le repère du laboratoire), une particule ayant la vitesse du centre de masse ne serait pas détectée.

4.2.4 Calcul de l'énergie d'excitation

Après avoir déterminé la charge, la masse, la position et la vitesse de chaque pré-fragment, l'énergie d'excitation peut être calculée. L'énergie d'excitation totale du système est calculée à partir de la loi de conservation de l'énergie : $E_{tot} = E_{cin} + E_{coul} + Q + E^*$. Cette énergie est ensuite distribuée dans les différents pré-fragments. Deux hypothèses sont éprouvées :

- la première s'inspire du modèle participant-spectateur dans lequel il est montré que la source participante est beaucoup plus excitée que les deux sources spectatrices. De plus, il est supposé que l'énergie d'excitation de la "boule de feu" est fonction de la proportion de nucléons de la cible et du projectile qui composent cette source [72]. L'énergie cinétique des nucléons participants est transformée en chaleur [10]. Notre système étant symétrique, nous pouvons faire l'hypothèse qu'en moyenne, il y a autant de nucléons du projectile que de la cible dans cette zone participante. Dans ce cadre, l'énergie d'excitation atteinte par cette source est égale à l'énergie disponible dans le centre de masse, c'est-à-dire environ 12 A.MeV pour le système Xe+Sn à 50 A.MeV. Nous supposons que l'énergie d'excitation des autres pré-fragments est proportionnelle à la position et nous appliquons la formule suivante : $\varepsilon^* = -\beta|z_i| + 12 A.MeV$. Le paramètre β est contraint événement par événement par la loi de conservation de l'énergie ;
- la deuxième suppose que l'équilibre thermique est atteint. Nous devons donc avoir une seule et unique température dans l'événement. Il suffit pour cela d'imposer l'équipartition de l'énergie d'excitation par nucléon dans chaque événement.

Ces deux hypothèses extrêmes sont testées et confrontées aux données expérimentales. Les résultats sont présentés dans les paragraphes suivants. Il est important de préciser que les résultats des simulations sont filtrés par l'acceptance angulaire et les seuils d'identification d'INDRA.

4.3 Hypothèse "boule de feu"

Dans ce paragraphe sont présentés les résultats concernant les simulations de type "boule de feu". Ces simulations correspondent au cas particulier où l'énergie d'excitation est inversement proportionnelle à la position initiale du pré-fragment dans le repère du centre de masse. Nous avons déjà précisé plus haut que ces comparaisons ne concernent qu'une tranche particulière en sphéricité : $s \in [0.2, 0.3]$. Les caractéristiques des pré-fragments sont résumées dans le tableau 4.1, ainsi que dans la figure 4.2.

Pour la tranche en sphéricité étudiée, nous obtenons une équipartition de la charge totale du système entre le col et les deux résidus (1/3 pour les trois pré-

n° pré-fragment	1	2	3	4	5
Charge	39	11	11	10	36
Masse	92	25	25	24	85
ε^* (A.MeV)	5	9	12	9	5

Tableau 4.1: Tableau récapitulatif des caractéristiques des pré-fragments dans l'hypothèse "boule de feu". Les valeurs reportées dans ce tableau sont les valeurs moyennes obtenues pour 10000 événements simulés.

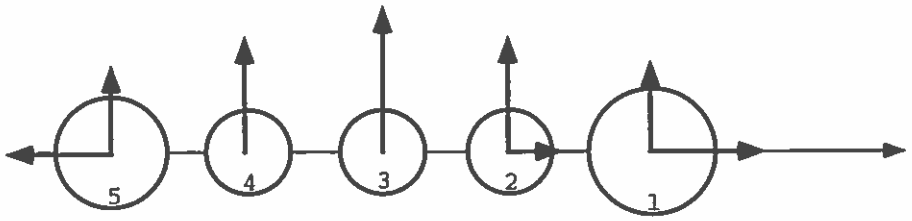

Figure 4.2: Schéma de principe de la méthode dite "boule de feu". Le module des flèches horizontales est proportionnel au module de la vitesse du pré-fragment considéré. Le module des flèches verticales est quant à lui proportionnel à l'énergie d'excitation par nucléons du pré-fragment. Dans ce cas, l'énergie d'excitation par nucléons est inversement proportionnelle à la position du pré-fragment.

fragments du col et 1/3 pour chaque pré-fragments simulant le quasi-projectile et la quasi-cible).

En ce qui concerne le partage de l'énergie d'excitation, le col emporte environ la moitié de l'énergie disponible (i.e. il est donc en moyenne deux fois plus excité ($\approx$ 10 A.MeV) que le quasi-projectile et la quasi-cible ($\approx$ 5 A.MeV). Bien que l'énergie d'excitation du col soit plus importante que celle des pré-fragments simulant le quasi-projectile et la quasi-cible, cette dernière est néanmoins plus élevée que la valeur attendue dans le cadre du modèle participant-spectateur. Un modèle de type ablation-abrasion [34] prévoit une énergie d'excitation de moins de 2 A.MeV pour un quasi-projectile de taille[4] 60 (permettant à priori, après désexcitation secondaire, de reproduire la taille du résidu observé expérimentalement) (voir figure 4.3).

La comparaison entre les simulations et les données expérimentales est présentée dans les différents spectres de la figure 4.4. Il est important de préciser que chacune des courbes est normalisée en fonction du nombre d'événements [5]. Comme

[4]Remarquons que dans le cadre du modèle ablation-abrasion, la tranche en sphéricité considérée correspond à un paramètre d'impact d'environ 5 fm.

[5]Cette normalisation permet de conserver les écarts dus à des désaccords sur les multiplicités, ce qui n'est pas le cas de la normalisation en surface des spectres. L'axe des ordonnées devient

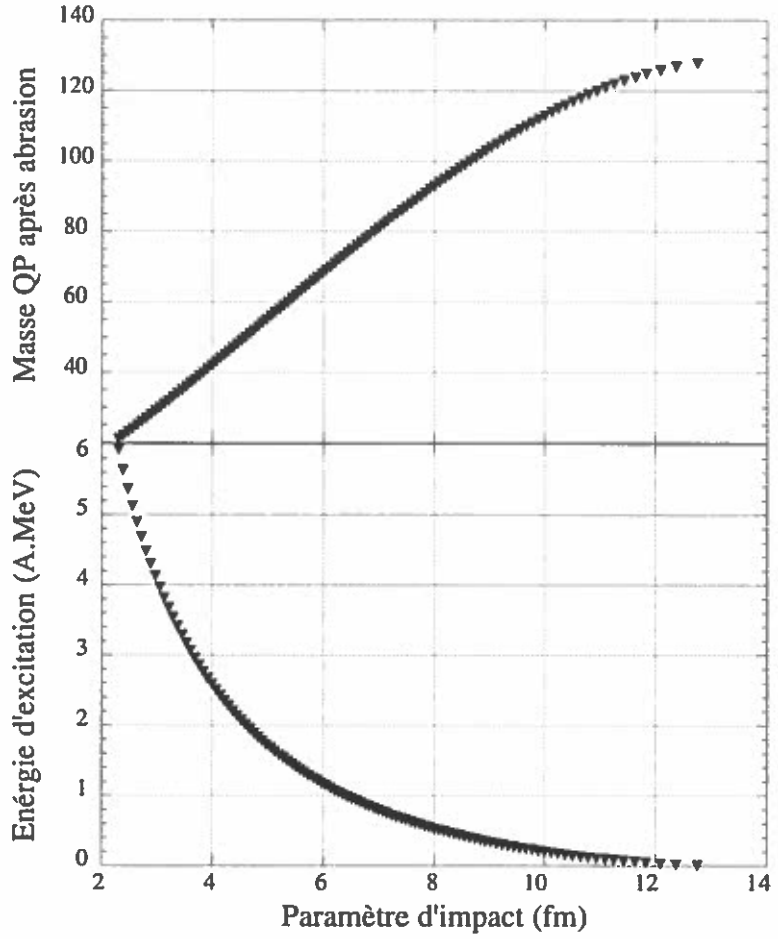

Figure 4.3: Distribution en taille du quasi-projectile (figure du haut) et en énergie d'excitation (figure du bas) en fonction du paramètre d'impact, donnés par le modèle ablation-abrasion.

nous pouvons le voir sur la figure 4.4 a, l'accord entre les simulations et les données expérimentales est parfait en ce qui concerne la vitesse parallèle du plus gros fragment. Ce résultat n'est pas étonnant car la vitesse du plus gros pré-fragment, ainsi que l'angle de flot, ont été fixés à partir des résultats expérimentaux. Néanmoins, cela nous permet de valider la qualité du filtre théorique utilisé (seuils d'identification, couverture angulaire...).

Par contre, comme nous pouvons le voir sur la figure 4.4 b, la simulation est incapable de reproduire la taille de ce plus gros fragment. La charge résultant des calculs est plus faible que celle détectée par INDRA. Il apparaît que l'énergie d'excitation imposée dans les pré-fragments simulant le quasi-projectile et la quasi-cible (i.e. pré-fragments n°1 et n°5) est trop importante. Ces deux pré-fragments

alors une échelle en pourcentage par événements.

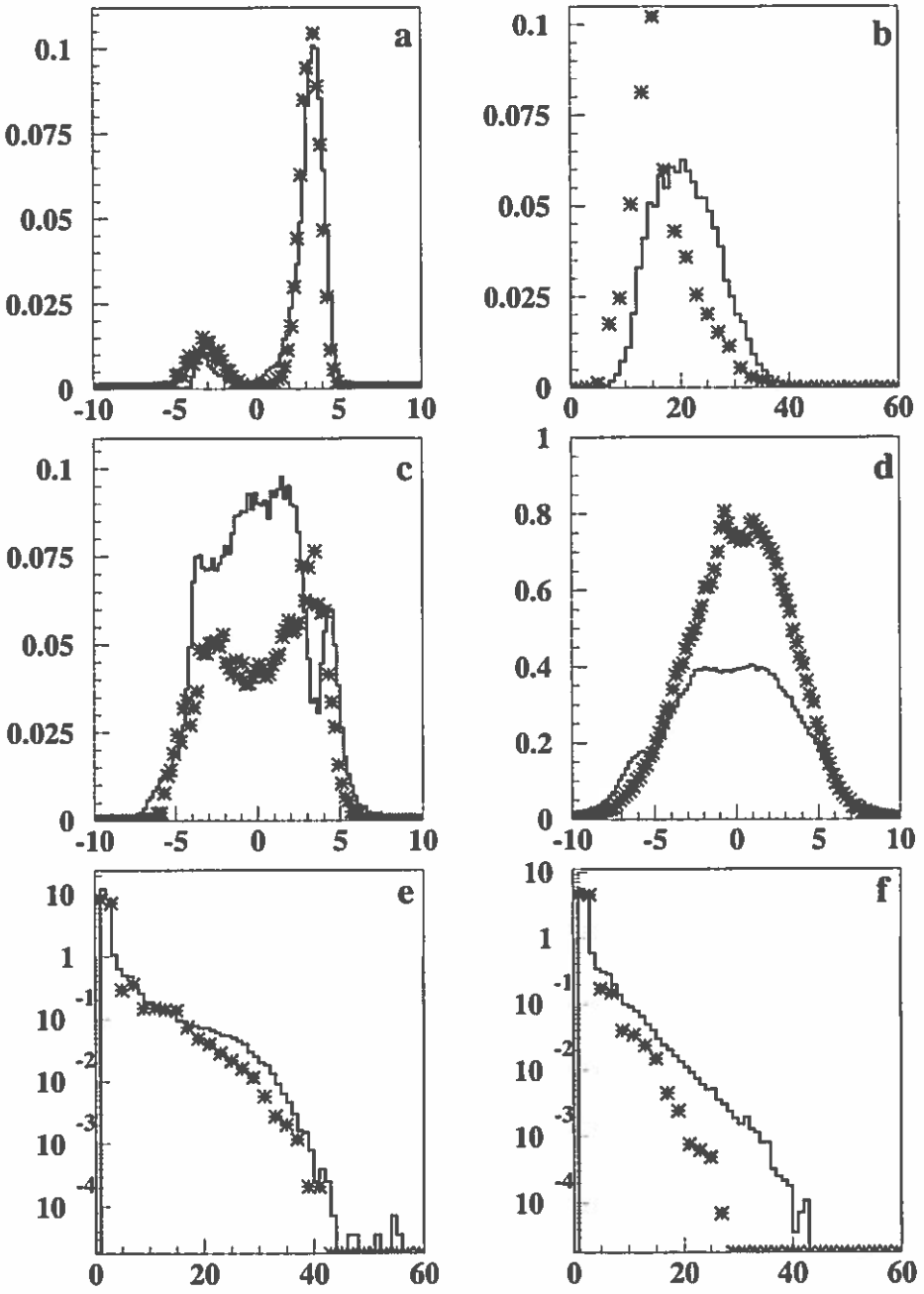

Figure 4.4: Comparaison entre les données expérimentales et les simulations dites "boule de feu" pour un tranche en sphéricité comprise entre 0.2 et 0.3. Les différentes courbes sont normalisées au nombre d'événements. Les résultats expérimentaux sont en trait continu, les simulations sont représentées par les étoiles. La figure -a- présente la vitesse parallèle du plus gros fragment de l'événement, la figure -b- sa distribution en charge. Les figures -c- et -d- présentent les distributions en multiplicité en fonction de la vitesse parallèle pour les IMF et les LCP respectivement. Les distributions de charge totale, et pour la zone de mi-rapidité sont exposées dans les figures -e- et -f-.

émettent trop de particules légères, par conséquent, le résidu d'évaporation est trop léger. Cet effet se confirme à travers l'interprétation des figures 4.4 c-f.

Le désaccord présent entre les distributions expérimentales et simulées de multiplicités d'IMF et de particules légères en fonction de la vitesse parallèle s'explique par une énergie d'excitation trop importante dans les pré-fragments. Nous constatons sur la figure 4.4c que notre simulation ne peut reproduire la multiplicité de fragments produits à mi-rapidité. Cette dernière est largement sous-estimée par les calculs. Au contraire, la distribution de multiplicité de particules légères simulées surestime celle correspondant aux données expérimentales. Enfin, les distributions de charge totale (figure 4.4 e) ainsi que celles pour une zone en vitesse correspondant à la zone de mi-rapidité (figure 4.4 f) ($-0.5 \leq V_{//}/V_{proj} \leq 0.5$) montrent clairement que les fragments formés ou plus exactement les résidus d'évaporation sont beaucoup trop légers dans notre simulation. Par conséquent, nous en déduisons que les pré-fragments sont beaucoup trop excités pour pouvoir conduire à des résidus de taille comparable aux données. Les petits pré-fragments simulant le col ne soutiennent pas l'énergie d'excitation qui leur est imposée. Pour ces pré-fragments (n° 2, 3 et 4) et dans l'hypothèse "boule de feu", nous sommes proches du régime de vaporisation, or ce n'est pas le cas expérimentalement [6].

Nous avons donc, dans une deuxième étape, fait l'hypothèse que l'équilibre thermique est atteint. L'énergie d'excitation du col est plus faible que dans le cas "boule de feu". Nous devrions donc obtenir un meilleur accord en ce qui concerne la production d'IMF.

4.4 Hypothèse équilibre thermique

Les résultats des comparaisons entre les données et les simulations dans l'hypothèse où l'équilibre thermique est supposé atteint sont présentés ici. Les caractéristiques des sources sont semblables à celles détaillées dans le tableau 4.1, à l'exception des valeurs de l'énergie d'excitation. Ces dernières sont identiques, puisque nous avons supposés l'équilibre, et sont égales à environ 6.5 A.MeV pour la tranche en sphéricité considérée ($s \in [0.2, 0.3]$). Les résultats de la comparaison sont résumés dans la figure 4.5.

L'accord entre les données et les simulations est toujours excellent en ce qui concerne la vitesse du plus gros fragment (voir figure 4.5a). Par contre, le désaccord s'est amplifié pour la charge de se dernier (voir figure 4.5b). Cela est dû au fait que dans le cas de la "boule de feu", l'énergie d'excitation du quasi-projectile et de la quasi-cible était de l'ordre de 5 A.MeV au lieu des 6.5 A.MeV

[6] Si la vaporisation totale du système a été observée dans les réactions Ar+Ni entre 52 et 95 A.MeV [11, 84, 21], cette voie particulière de désexcitation n'a pas été vue dans les données Xe+Sn.

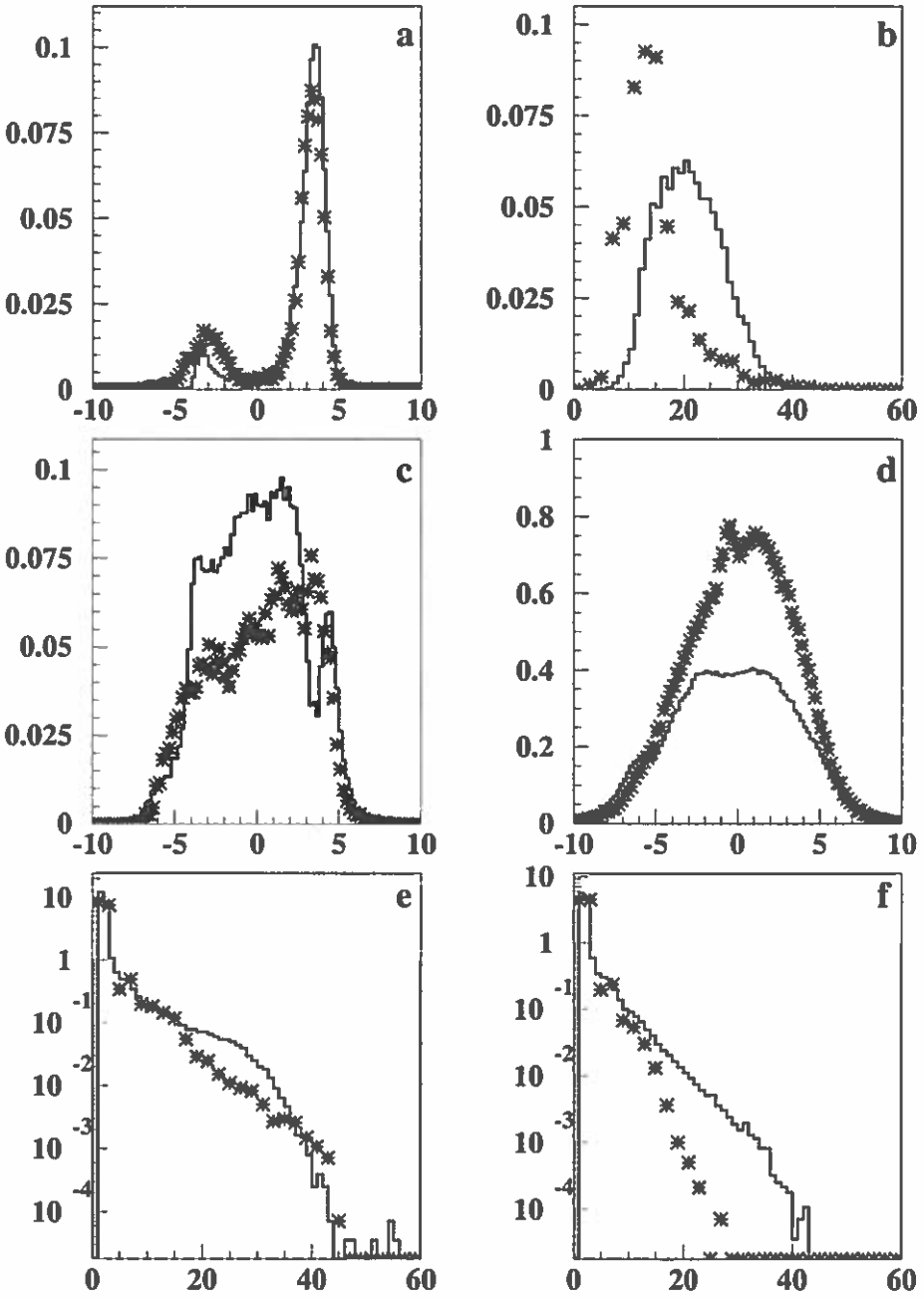

Figure 4.5: Comparaison entre les données expérimentales et les simulations dites "équilibre thermique" pour un tranche en sphéricité comprise entre 0.2 et 0.3. Les différentes courbes sont normalisées aux nombres d'événements. Les résultats expérimentaux sont en trait continu, les simulations sont représentées par les étoiles. La figure -a- présente la vitesse parallèle du plus gros fragment de l'événement, la figure -b- sa distribution en charge. Les figures -c- et -d- présentent les distributions en multiplicité en fonction de la vitesse parallèle pour les IMF et les LCP respectivement. Les distributions de charge totale, et pour la zone de mi-rapidité sont exposées dans les figures -e- et -f-.

dans le cas présent. L'énergie disponible, pour émettre de particules, est donc plus importante ; les résidus sont donc plus petits que dans le premier cas. Mais en contre partie, nous pouvons espérer améliorer l'accord concernant la multiplicité d'IMF et de LCP émis à mi-rapidité car l'énergie du col est passée d'environ 10 A.MeV (en moyennant sur les trois pré-fragments) à seulement 6.5 A.MeV. Les résidus des pré-fragments simulant le col devraient être en plus grand nombre et avec une charge plus proche de l'expérience. Ce point n'est pas réellement confirmé par les figures 4.5 c et d.

La distribution simulée de multiplicité de particules légères n'est que très peu modifiée par rapport à la simulation précédente (cf figures 4.4d et 4.5d). La multiplicité d'IMF (cf figure 4.5d) émis au centre est légèrement supérieure à celle mesurée dans le cas dit "boule de feu", mais cela n'est pas suffisant pour obtenir un bon accord entre les données et les simulations. En ce qui concerne les distributions de charges (voir figures 4.5e et f), l'accord s'est légèrement amélioré pour les IMF légers. Mais le déficit en gros fragments ($20 \leq Z \leq 40$) est toujours présent.

Nous avons donc légèrement amélioré l'accord entre les résultats expérimentaux et les simulations en ce qui concerne les IMF, tout en réduisant le désaccord déjà observé pour les résidus du projectile et de la cible.

4.5 Conclusion

En conclusion, nous ne sommes pas parvenus à reproduire les données expérimentales. Dans les deux cas de figure, l'énergie d'excitation déposée dans les résidus est trop importante pour obtenir un accord entre les simulations et les données expérimentales. Rappelons que cette énergie est bien supérieure à celle qui est estimée par un modèle de type ablation-abrasion. Les quasi-projectile et quasi-cible sont trop excités pour que les résidus aient une taille comparable avec l'expérience. La même conclusion vaut pour les IMF. En réalité nous sommes confrontés à deux problèmes :

- diminuer la taille des pré-fragments simulant le QP et le QC pour augmenter la taille accessible aux pré-fragments du col. Mais dans ce cas, le désaccord sur la charge des résidus va s'amplifier.
- réduire l'énergie d'excitation déposée dans les sources n°1 (QP) et 5 (QC), mais en contre partie, l'énergie déposée dans les pré-fragments du col est augmentée. Il est alors d'autant plus difficile d'obtenir un accord avec les données expérimentales en ce qui concerne la production de fragments.

En fait, si l'on suppose que toute la masse et l'énergie disponibles du système participent à l'émission de particules de manière thermique, nous n'obtiendrons

jamais un accord avec l'expérience, car l'énergie d'excitation est alors trop importante.

Nous devons donc supposer qu'une partie de la masse du système est émise rapidement en emportant une part importante de cette énergie. Cet effet permet d'évacuer rapidement une partie de l'énergie disponible en énergie cinétique. De cette façon, nous pouvons simuler des pré-fragments plus petits, mais surtout beaucoup plus "froids". Il devient alors difficile de continuer cette étude avec un modèle qui ne prend pas en compte ce type d'émission.

En effet, si nous désirons poursuivre notre étude avec SIMON, nous devons déterminer la charge et l'énergie dissipée avant thermalisation, mais également la distribution en charge, en énergie et en impulsion de ces particules en plus des paramètres de nos pré-fragments, afin de filtrer l'événement complet. Or, nous avons déjà mentionné au chapitre précédent les difficultés rencontrées pour déconvoluer les différentes sources d'émission de particules.

L'utilisation d'un code dynamique apparaît donc comme la solution la plus sage, car celui-ci permet de générer des événements en tenant compte de la voie d'entrée. Le chapitre suivant présente les résultats des études menées avec le modèle de J. Aichelin : "Quantum Molecular Dynamics".

Chapitre 5

COMPARAISON AVEC UN MODÈLE DYNAMIQUE

5.1 Introduction

Les analyses exposées dans les chapitres précédents nous ont permis de prendre conscience de la difficulté que l'on a interpréter les résultats expérimentaux sans considérer les événements dans leur globalité. La grande variété des mécanismes de production de particules présents lors de la réaction rend difficile une analyse partielle de l'événement. Ce type d'étude nécessite une connaissance des mécanismes mis en jeu et des techniques de déconvolution des différentes contributions qui ne sont pas suffisamment fiables pour les réactions aux énergies intermédiaires. Nous sommes convaincus qu'il est nécessaire de faire appel à des codes de simulations les plus complets possibles si l'on veut pouvoir expliquer ces différents phénomènes et leur poids relatif dans l'émission de fragments.

Nous décidons donc d'utiliser un modèle de type microscopique. Ces modèles sont capables de décrire l'évolution des nucléons au cours de la réaction, contrairement aux modèles macroscopiques qui ne décrivent que l'évolution du système après la collision. Il existe deux grandes familles de codes de transport : les modèles Landau-Vlassov et les modèles dits de dynamique moléculaire comme QMD.

Les modèles de type Landau-Vlasov sont basés sur l'équation de Vlasov 5.1 qui décrit l'évolution du système à travers l'évolution de la densité à un corps $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$.

$$(\frac{\delta}{\delta t} + \frac{\vec{p}}{m} \vec{\nabla}_{\vec{r}} - \vec{\nabla}_{\vec{r}} U. \vec{\nabla}_{\vec{p}}) f(\vec{r}, \vec{p}, t) = 0 \tag{5.1}$$

L'interaction des particules entre elles est simulée par l'ajout d'un terme de collision I_c : l'équation de Vlasov devient l'équation de Landau-Vlasov (5.2).

$$(\frac{\delta}{\delta t} + \frac{\vec{p}}{m} \vec{\nabla}_{\vec{r}} - \vec{\nabla}_{\vec{r}} U. \vec{\nabla}_{\vec{p}}) f(\vec{r}, \vec{p}, t) = I_c \tag{5.2}$$

Deux versions de ce modèle sont très employées : le code BUU (Boltzmann Uehling Uhlenbeck) [16] et le code VUU (Vlasov Uehling Uhlenbeck) [90]. Ces deux versions ne diffèrent que par les méthodes numériques utilisées [1].

Le principal inconvénient de ces modèles basés sur l'équation de Landau-Vlasov est de ne décrire que l'évolution de la densité à un corps. Il est donc difficile de faire des comparaisons entre ces calculs et les données expérimentales car le passage de la densité à un corps à la formation de fragments nécessite des hypothèses qui peuvent être sujettes à caution.

Les modèles de type QMD traitent l'évolution de la distribution à N corps et possèdent les corrélations nécessaires pour former des fragments à la fin de la

[1] Pour une revue des différents modèles voir par exemple [83]

réaction. De plus, ils possèdent l'énorme avantage de pouvoir travailler événement par événement.

5.2 QMD

5.2.1 Les équations de propagation

Dans le modèle QMD décrit ici [5, 6, 3], chaque nucléon est paramétrisé par une fonction d'onde gaussienne de la forme :

$$\phi_i(\vec{r},t) = \left(\frac{2}{L\pi}\right)^{3/4} \exp^{-(\vec{r}-\vec{r_i}(t))^2/L} * \exp^{i(\vec{r}-\vec{r_i}(t))\vec{p_i}(t)} * \exp^{i(\vec{r}-\vec{r_i}(t))\vec{p_i}(t)} \quad (5.3)$$

$\vec{r_i}$ et $\vec{p_i}$ sont les coordonnées du nucléon i dans l'espace des position et impulsion respectivement. Le paramètre L représente l'extension du paquet d'onde dans l'espace des phases. La fonction d'onde totale est alors le produit des fonctions d'onde individuelles :

$$\Phi = \Pi_i \phi_i(\vec{r},\vec{r_i},\vec{p_i},t)$$

Le principe d'antisymétrisation est négligé, la fonction d'onde n'est donc pas antisymétrisée. Les valeurs initiales des paramètres sont choisies de telle sorte que la distribution de densité ainsi que la distribution en impulsion soient correctes pour les nucléons du projectile et de la cible. Lorsque la configuration est retenue, le calcul de propagation peut débuter. Les noyaux suivent alors une trajectoire coulombienne jusqu'à une distance de 2fm. Le Lagrangien du système est défini par :

$$\mathcal{L} = < \Phi | i\hbar \frac{d}{dt} - H | \Phi >$$

L'évolution des positions de chaque nucléon dans l'espace des positions et des impulsions est alors donnée par les équations de Hamilton (5.4) en minimisant les variations de l'action S (5.5).

$$\begin{aligned} \dot{\vec{r_i}} &= \frac{\vec{p_i}}{m} + \nabla_{\vec{p_i}} \sum_j < V_{ij} > \\ \dot{\vec{p_i}} &= -\nabla_{\vec{r_i}} \sum_j < V_{ij} > \end{aligned} \quad (5.4)$$

$$S = \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{L}[\Phi, \Phi^*] dt \quad (5.5)$$

Si $\triangle S = 0$, alors les fonctions Φ_i sont les solutions exactes de l'équation de Schrödinger, sinon nous obtenons des solutions approchées.

5.2.2 L'Hamiltonien du système

Pour résoudre ces équations (5.4), nous devons calculer l'Hamiltonien du système et notament la partie potentielle. Les fonctions de Wigner $f_i(\vec{r},\vec{p},t)$ sont calculées comme les transformées de Fourier des fonctions de densité. Dans notre cas, nous obtenons :

$$f_i(\vec{r},\vec{p},t) = \frac{1}{\pi^3\hbar^3} e^{-(\vec{r}-\vec{r_i(t)})^2 \frac{2}{L}} e^{-(\vec{p}-\vec{p_i(t)})^2 \frac{L}{2\hbar^2}}$$

L'Hamiltonien du système devient donc :

$$\begin{aligned} < H > &= < T > + < V > \\ &= \sum_i \frac{P_i^2}{2m_i} + \sum_i \sum_{j>i} \int f_i(\vec{r},\vec{p},t) V^{ij} f_j(\vec{r}',\vec{p}',t) d\,\vec{r}\; d\,\vec{r}'\; d\,\vec{p}\; d\,\vec{p}' \end{aligned} \tag{5.6}$$

La partie énergie potentielle est décrite par la partie réelle de la matrice de Brückner (matrice G) ainsi que par un terme coulombien.

Ainsi, $V^{ij} = G^{ij} + V^{ij}_{coul}$.

La partie réelle de la matrice G peut être approximée par un terme de portée nulle (interaction de Skyrme V^{ij}_{Skyrme}), un terme de surface (interaction de Yukawa V^{ij}_{Yukawa}) et par une interaction dépendante du moment V^{ij}_{mdi}.

Ainsi, nous obtenons la formulation suivante pour le potentiel d'interaction :

$$\begin{aligned} V^{ij} &= V^{ij}_{Skyrme} + V^{ij}_{Yukawa} + V^{ij}_{mdi} + V^{ij}_{coul} \\ &= t_1\delta(\vec{x_i}-\vec{x_j}) + t_2\delta(\vec{x_i}-\vec{x_j})\rho^{\gamma-1}(\vec{x_i}) + t_3\frac{exp(-|\,\vec{x_i}-\vec{x_j}\,|/\mu)}{|\,\vec{x_i}-\vec{x_j}\,|/\mu} + \\ &\quad t_4 ln^2(1+t_5(\vec{p_i}-\vec{p_j})^2)\delta(\vec{x_i}-\vec{x_j}) + \frac{Z_iZ_je^2}{|\,\vec{x_i}-\vec{x_j}\,|} \end{aligned} \tag{5.7}$$

L'interaction dépendant du moment est ajustée sur les résultats expérimentaux à partir de la partie réelle du potentiel optique et nous obtenons donc :

$$U_{mdi} = \delta ln^2(\varepsilon(\triangle\,\vec{p})^2+1)\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)$$

La partie potentielle de l'équation d'état s'écrit donc :

$$U = \alpha\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) + \beta\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma} + \delta ln^2(\varepsilon(\triangle\,\vec{p})^2+1)\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)$$

Les paramètres α, β, γ, δ et ε ne dépendent que de t_1, t_2, t_3, t_4 et t_5. α et β sont fixés de telle façon que le modèle reproduise les caractéristiques de la matière

nucléaire infinie (-16 MeV d'énergie de liaison par nucléon et $\rho_0 = 0.17fm^{-3}$). Le paramètre γ est choisi en fonction du type d'équation d'état que l'on désire simuler. En effet, γ est relié au facteur de compressibilité de la matière nucléaire K_∞. Les paramètres δ et ε sont quant à eux ajustés sur des résultats expérimentaux [2]. Le choix de l'équation d'état détermine les paramètres $\alpha...\varepsilon$ et donc les paramètres de l'intéraction t_i. Nous pouvons alors résoudre les équations d'évolution (5.4) ne dépendant que des interactions à deux et trois corps introduites par l'intermédiaire du potentiel V_{ij} (5.7).

5.2.3 Le terme de collision et le principe de Pauli

Le principe d'exclusion de Pauli n'est pas négligé dans le modèle QMD. En réalité, il n'est pris en compte que dans le calcul de l'état final et non tout au long de la collision entre deux nucléons. Or, ce principe entraîne une diminution des sections efficaces de collisions dans la matière nucléaire par rapport aux sections efficaces n-n libres [52]. Pour tenir compte de cette lacune du code, les sections efficaces utilisées dans le modèle sont celles qui ont été paramétrisées par Cugnon [30].

Deux nucléons collisionnent si la distance qui les sépare est inférieure à $d = \sqrt{\sigma_{tot}(\sqrt{s})/\pi}$, où $\sigma_{tot}(\sqrt{s})$ est la section efficace totale d'interaction de deux nucléons dont l'énergie est $\sqrt{s}$ dans le centre de masse. Le taux de collisions élastiques par rapport aux collisions inélastiques reproduit le rapport des sections efficaces associées. La résonance Δ est créée lors des collisions inélastiques, il faut donc prendre en compte toutes les collisions du type N-N ou N-Δ ainsi que les collisions Δ-Δ. Chaque collision vérifie bien évidemment les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion ; les angles de diffusion ainsi que les énergies sont ajustés sur les distributions expérimentales.

En ce qui concerne le principe de Pauli, il n'intervient qu'après la collision. Si, dans l'état final, un nucléon se trouve dans une position de l'espace de phase déjà occupée, la collision est interdite. Les valeurs de position et d'impulsion des nucléons considérés sont réinitialisées à leurs valeurs avant la collision. Des études spécifiques [6] ont montrées que dans le cas d'un noyau à température nulle, 96% des collisions sont interdites (par le principe de Pauli) au lieu des 100% attendues. Cet effet nous interdit d'utiliser ce modèle à trop basse énergie de bombardement. En effet, pour des collisions d'ions lourds à des énergies de l'ordre de 20 A.MeV, le taux de collisions acceptées lors de la réaction est du même ordre de grandeur que les 4% non interdites par le principe de Pauli. Le système étudié dans cette étude (Xe+Sn à 50 A.MeV) n'est pas affecté par ce problème particulier car l'énergie du projectile est suffisamment importante pour ouvrir l'espace de phase

[2] L'utilisation de ce potentiel d'intéraction dépendant en moment n'est qu'une option dans le calcul QMD.

et donc pour autoriser un nombre de collisions supérieur aux 4% d'erreur liées au traitement du principe de Pauli.

5.2.4 Le modèle BQMD

Les paramètres généraux

Le modèle que nous utilisons dans cette étude est le code BQMD qui est la version de QMD écrite par Bohnet et collaborateurs [19]. Dans cette version, les particules sont distribuées dans une sphère avec un profil de densité de type Wood-Saxon. Le maximum de la distribution d'impulsion de Fermi est limité dans le but de conserver toutes les particules liées. La valeur de l'énergie cinétique moyenne des nucléons est sous-évaluée d'environ 10 à 12 A.MeV. La densité normale est de $\rho_0 = 0.15 fm^{-3}$. La largeur des gaussiennes L (voir équation 5.3) est égale à 4.33 fm^2. La section efficace de collision élastique est donnée par la paramétrisation de Cugnon [30]. Tout les nucléons intéragissent avec la même probabilité sans distinction sur l'isospin. Elle vaut 55 mb pour les collisions entre des nucléons ayant une énergie relative $\sqrt{s}$ inférieure à 1.8993 GeV et $\sigma = \frac{35}{1+100(\sqrt{s}-1.8993)} + 20$ pour les énergies supérieures. La section efficace de collision inélastique est quant à elle nulle pour $\sqrt{s} < 2.015 GeV$ et $\sigma = 20\frac{(\sqrt{s}-2.015)^2}{0.15-(\sqrt{s}-2.015)^2}$ pour les plus hautes énergies. La partie du potentiel d'interaction dépendant du temps V_{mdi} (voir équation 5.7) n'est pas prise en compte dans ces calculs. Les calculs ont été effectués avec une équation d'état douce $K_\infty = 200 MeV$.

La charge des clusters

Nous devons également préciser que le calcul est mené sans tenir compte de l'isospin des nucléons. La charge de chacun des nucléons est une charge effective égale à Z_{proj}/A_{proj} pour les nucléons du projectile et Z_{cible}/A_{cible} pour ceux de la cible. Il faut noter que chaque nucléon retrouve sa charge d'origine à la fin du calcul.

Deux types de paramètres sont disponibles en sortie du calcul. Pour ce qui concerne la charge de chaque cluster :

- la charge réelle est égale à la somme des charges de chaque nucléon composant le cluster en question ;
- la charge recalculée (égale à la charge réelle multipliée par un facteur correctif) permet de corriger le fait que l'isospin ne soit pas géré dans ce modèle. En effet, nous obtenons, avec les charges réelles, des clusters dont le rapport isotopique n'est pas réaliste. Pour pallier à ce problème, la charge du cluster

est alors recalculée de telle sorte que le rapport N/Z soit physique. Dans ce cas, la charge du système n'est plus conservée[3].

Nous préférons conserver la charge initiale des clusters et non celle recalculée car INDRA est un détecteur de particules chargées qui ne détecte donc pas les neutrons. En conséquence, Il ne permet pas de vérifier la loi de conservation de la masse. Il faut toutefois s'assurer que le choix des charges réelles n'engendre pas de problème particulier pour le filtrage de l'événement. L'identification ne doit pas être affectée par cette distribution en masse non physique sous peine de ne pouvoir utiliser cette option.

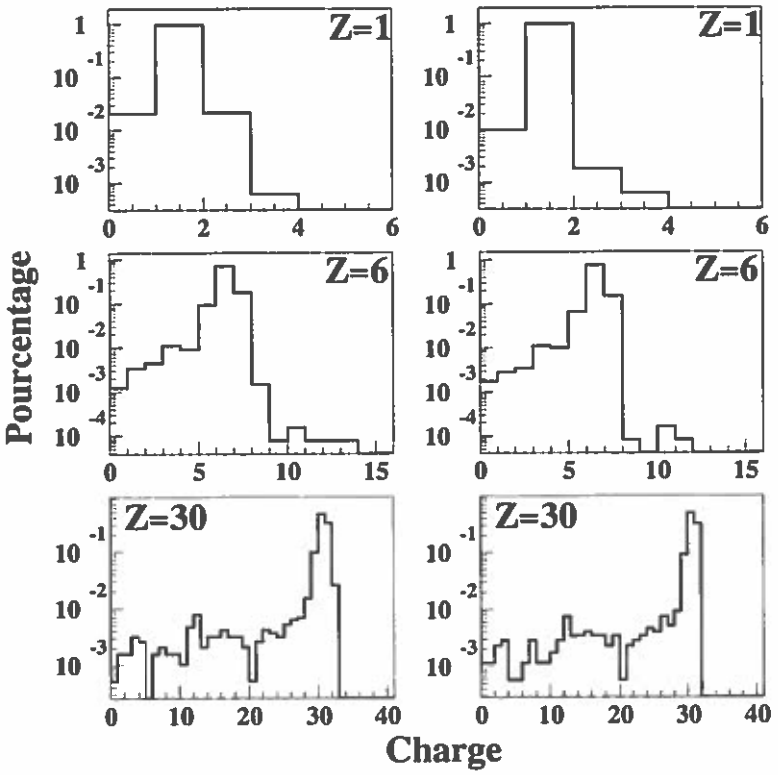

Figure 5.1: Effet du filtre sur la résolution en charge en fonction de la distribution isotopique considérée. Les figures de gauche correspondent au cas où la distribution isotopique est celle donnée par QMD avec les charges réelles. Les figures de droite correspondent aux cas où la distribution en masse a été restreinte aux valeurs physiquement réalistes (temps de vie de l'élément compatible avec sa détection par INDRA).

L'effet du filtre est exposé dans la figure 5.1. Ces spectres présentent les distributions en charge obtenues après filtrage. Chaque ligne correspond à une charge

[3]Il faut noter que quelque soit le type de paramètre choisi, la masse totale du système est conservée

précise (de haut en bas Z=1, 6, 30). Le test s'effectue en trois étapes :

- la première consiste à ne retenir que la particule considérée (Z=1, 6 ou 30) événement par événement et à filtrer ces particules. Nous obtenons donc une distribution en charge en sortie du filtre. Ces distributions sont présentées dans la colonne de gauche sur la figure 5.1 ;
- dans une deuxième étape, nous restreignons la distribution en masse simulée à des valeurs physiques. C'est-à-dire que nous ne retenons que les particules pour lesquelles le temps de vie est compatible avec leur détection par INDRA (le temps de vie est supérieur au temps de vol entre la cible et le détecteur). Nous filtrons ces particules. Les résultats sont présentés sur la figure 5.1 (colonne de droite) ;
- dans la troisième et dernière étape, nous comparons les deux distributions obtenues pour chacune des charges considérées, afin de contrôler l'effet de la distribution isotopique sur la charge déterminée par le filtre.

Nous constatons que la qualité de l'identification n'est pas très affectée par la distribution en masse peu réaliste des particules. Les distributions sont très semblables. Par exemple, pour les charges égales à 1, la probabilité de détecter la particule avec la bonne charge passe de 96% à 98% en restreignant la distribution en masse. L'effet est négligeable et cette étude justifie donc notre choix des charges réelles par rapport aux charges effectives car, comme nous l'avons dit, la conservation de la charge totale est alors, dans ce cas, vérifiée.

Par contre, nous pouvons d'ores et déjà noter que cette approximation nous interdira dans la suite de notre étude de regarder en détails les rapports de production des différents isotopes. Par exemple, des analyses sur les rapports de production des isotopes légers (^{3}He-^{4}He,^{6}Li-^{7}Li), reliés dans certains modèles à la température du système émetteur [78, 63], ne pourront être menées car elles nécessitent une identification isotopique parfaite. Or, dans notre cas, la distribution isotopique initiale ne permet pas au filtre de réaliser cette dernière. La masse déterminée par le filtre est en fait une masse calculée, donc non comparable aux données expérimentales. Pour la suite, la masse considérée est celle qui a été déterminée par le filtre.

La méthode de clusterisation

Quel que soit le modèle dynamique utilisé, la reconnnaissance des fragments à la fin du calcul est un problème crucial. Nous obtenons soit une distribution de densité de particules test (codes BUU, LV, BNV...), soit une distribution de nucléons, dans l'espace des positions et des impulsions (code QMD...). A partir de ces distributions, il faut déterminer le nombre et la taille des "clusters" formés pendant la collision. Notons que cette étape est peut être plus aisée avec un

modèle de type QMD pour lequel chaque nucléon est représenté par une seule et unique gaussienne et non par un certain nombre de particules test comme dans le cas des modèles Landau-Vlasov.

La méthode de clusterisation utilisée dans ce modèle doit aussi être détaillée car, comme nous le verrons par la suite, les conclusions tirées de notre comparaison peuvent dépendre de la manière dont les fragments sont formés. Il s'agit donc, dans ce modèle, d'une méthode de clusterisation dite de l'arbre minimum (M.S.T.). Lorsque la distance entre deux nucléons voisins est inférieure à 3 fm, ils sont considérés comme liés et forment un cluster. Cette technique présente l'inconvénient de ne pas tenir compte de l'impulsion relative des nucléons. Ainsi, deux nucléons peuvent être, à un instant donné, à une distance inférieure à 3 fm, mais avec des vitesses opposées (voir figure 5.2 gauche). Au temps de calcul suivant, ils se seront éloignés et seront comptabilisés comme des nucléons libres (cf figure 5.2 droite). Nous aurons donc à l'instant t formé artificiellement un cluster. Aussi, cette technique nécessite de calculer l'évolution du système pendant un temps suffisamment long pour que les clusters soient séparés dans les espaces $\{\vec{r}\}$ et $\{\vec{p}\}$. Le temps de calcul est donc optimisé de telle sorte qu'il ne soit pas trop élevé, mais permette à la dynamique de séparer les différents agrégats dans l'espace des positions afin d'obtenir les bonnes distributions en taille.

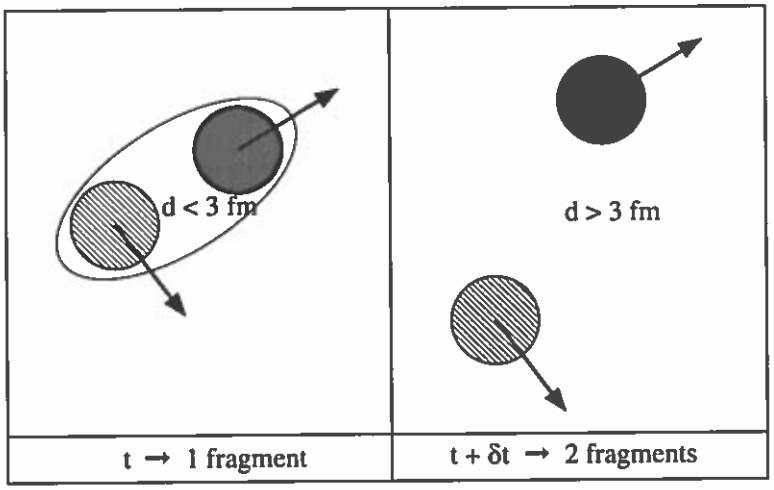

Figure 5.2: Schéma de principe de la méthode de reconstruction des fragments MST. La figure de gauche présente une configuration à l'instant t. Les deux nucléons sont à moins de 3 fm l'un de l'autre, ils sont donc considérés comme appartenant au même cluster. Dans la figure de droite, sont présentés les mêmes nucléons, mais à l'instant $t + \delta t$. La vitesse relative entre ces deux nucléons est telle qu'ils ne forment plus un seul cluster car leur distance relative est maintenant supérieure à 3 fm.

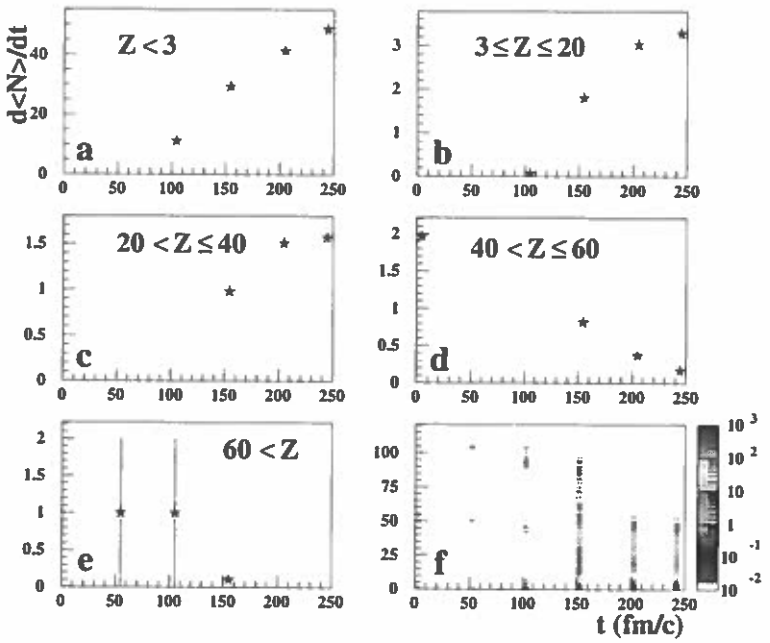

Figure 5.3: Figures a-e : Evolution du nombre moyen de fragments en fonction du temps de calcul pour différentes tranches en charge. Figure f : distribution en charge des événements en fonction du temps. Les événements considérés ont un paramètre d'impact compris entre 6 et 9 fm.

Nous avons donc réalisé des simulations pour lesquelles la clusterisation a été effectuée pour plusieurs temps de calcul. L'étude de ces calculs nous permet de contrôler la validité de la valeur d'arrêt du calcul qui est dans notre cas de 240 fm/c.

La figure 5.3 présente l'évolution du nombre moyen de fragments en fonction du temps pour différentes coupures en charge. L'étude de la figure 5.3 e, nous permet d'estimer le temps pour lequel les deux noyaux entrent en collision. Pour des temps compris entre 50 et 100 fm/c, nous passons d'une multiplicité de 2 fragments de charge $\in$ [40,60] au temps t=0 fm/c (voir figure 5.3 d) à 1 fragment lourd [4] (Z>60) au temps t=[50,100] fm/c . A 150 fm/c, les deux fragments se séparent, mais des particules et des fragments ont déjà été émis (voir figures 5.3a-b). La taille des deux résidus est donc inférieure à leur taille originelle, la multiplicité de fragments de charge comprise entre 40 et 60 est donc inférieure à 2. En contrepartie, la multiplicité de fragments dont la charge est comprise entre 20 et 40 augmente. Nous remarquons que la somme du nombre de fragments de charge [20,40] et [40,60] vaut 2. Ces deux distributions correspondent aux résidus

[4] Il ne s'agit pas de fusion, mais dans ce cas, les deux partenaires de la réaction sont très proches l'un de l'autre, la méthode de clusterisation les considère comme un fragment.

des deux partenaires de la réaction. Entre 150 et 240 fm/c, la multiplicité de fragments [40,60] diminue progressivement alors que la multiplicité de particules de charge inférieure à 40 croît jusqu'à saturation pour des temps entre 200 et 240 fm/c (voir figures 5.3 b-c). En ce qui concerne la multiplicité de particules légères (voir figure 5.3 a), la valeur limite n'est pas atteinte, la courbe reste croissante à t=240fm/c. Si la multiplicité de particules légères est inférieure à sa valeur asymptotique, la taille des fragments est donc nécessairement supérieure à la valeur atteinte pour des temps de calcul infinis. Cet effet a été observé pour d'autres réactions (Au+Au à 150 et 600 A.MeV) [46].

Par conséquent, à 240 fm/c (temps d'arrêt du calcul), la méthode de clusterisation nous permet d'obtenir une multiplicité moyenne d'IMF et de résidus stable (voir figures 5.3 b-c). Nous pouvons aussi estimer le temps nécessaire pour former les fragments à une valeur comprise entre 100 et 150 fm/c. Mais ce n'est qu'une valeur supérieure. En effet, la méthode MST ne permet pas de déterminer avec exactitude ce temps de formation des fragments, car il faut attendre que ces derniers soient séparés dans l'espace des positions pour pouvoir les identifier. Les fragments qui apparaissent à 200 fm/c ont-ils été formés plus tôt dans la réaction? Pour répondre à cette question, une méthode de clusterisation plus sophistiquée a été mise au point par R. Puri [81].

Cette méthode dite méthode SACA retient la configuration qui maximise l'énergie de liaison dans le cluster. Cette technique permet d'obtenir la distribution en charge et les temps de formation des clusters de manière très précise, car la clusterisation tient compte de l'impulsion relative de ces derniers. Aussi, dans une première étude menée par le groupe ALADIN (Au+Au 600 A.MeV) [13], il a été montré que la mutiplicité de fragments est sous-estimée par QMD avec la méthode MST. Une nouvelle analyse menée avec la méthode SACA a permis de montrer qu'en réalité QMD reproduit parfaitement les multiplicités et la charge des fragments, et ce dès 60 fm/c [46]. Dans notre étude, nous n'utiliserons pas cette méthode de clusterisation SACA car elle nécessite des temps de calcul nous interdisant de pouvoir faire un grand nombre d'événements en un temps raisonnable. De plus, la méthode MST semble dans notre cas bien adaptée.

Nous avons donc réalisé des calculs pour le système Xe+Sn à 50 A.MeV. 63000 événements ont été générés suivant la distribution de paramètre d'impact expérimentale entre 0 et 12 fm (somme des rayons des deux partenaires). Les différents résultats obtenus sont présentés dans les paragraphes suivants.

5.3 Comparaison avec les données

Afin de se placer dans les conditions expérimentales, les événements simulés sont filtrées par l'efficacité d'INDRA, et nous ne retenons que ceux pour lesquels

l'impulsion parallèle détectée est supérieure à 60% de l'impulsion initiale. Cette restriction est justifiée par la figure 5.4.

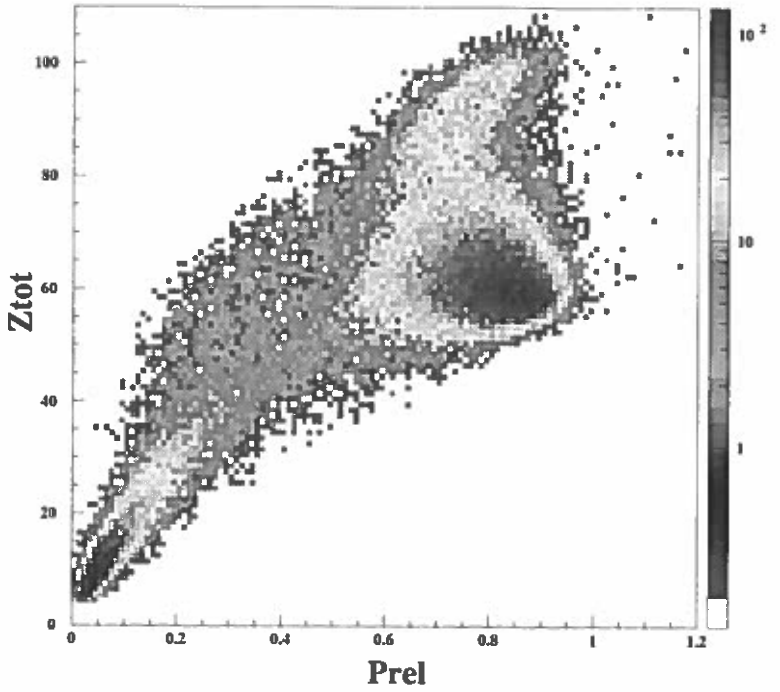

Figure 5.4: Corrélation entre la charge détectée et l'impulsion parallèle totale détectée pour les événements QMD filtrés.

Cette figure présente la corrélation entre la charge totale détectée et l'impulsion parallèle mesurée. L'allure générale est tout à fait comparable à celle observée expérimentalement (voir figure 3.1), ce qui nous autorise à utiliser les mêmes coupures que pour les données expérimentales (i.e. l'impulsion parallèle totale détectée supérieure à 60% de l'impulsion initiale).

Dans un premier temps, nous comparons les distributions expérimentales et simulées pour différentes variables globales. Après avoir défini notre variable de classification des événements, nous détaillerons les résultats de notre étude sur les collisions périphériques et semi-périphériques. Notons que nous ne tentons pas de sélectionner des événements particuliers, comme cela a été fait pour les collisions centrales menant à la formation d'une source unique [64, 55, 86], mais uniquement de classer les événements par catégorie afin de faciliter la comparaison entre les données expérimentales et les calculs théoriques.

5.3.1 Les variables globales

Dans ce paragraphe, nous présentons différentes variables globales qui donnent un aperçu général de la réaction. La comparaison entre les distributions expérimentales et simulées nous permet de prendre conscience des limitations du modèle utilisé. Ces variables sont aussi utilisées afin de classer les événements. Nous devons préciser, avant de commenter les figures, que toutes les courbes sont normalisées au nombre d'événements[5].

l'énergie transverse

Une des variables généralement utilisées pour sélectionner les événements est l'énergie transverse des particules légères définie comme suit :

$$E_{trans} = \sum_{i}^{N_{lcp}} E_i sin^2\theta_i \tag{5.8}$$

où E_i est l'énergie cinétique de la particule légère i, et θ_i l'angle polaire défini par rapport à l'axe du faisceau.

Nous constatons sur la figure 5.5 que les simulations ne reproduisent pas la distribution expérimentale, la valeur moyenne est plus faible et les grandes valeurs atteintes dans l'expérience ne sont pas reproduites par QMD. Deux hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ce désaccord.

La première consiste à dire que le modèle est incapable de prédire les collisions les plus violentes (i.e. les collisions centrales) pour lesquelles il est admis que l'énergie transverse atteint les plus hautes valeurs. L'énergie transverse est souvent considérée comme reliée au paramètre d'impact [25, 77] ; plus le paramètre d'impact est petit et plus l'énergie transverse est élevée. Dans le cadre du modèle QMD, il a été vérifié que la corrélation entre la paramètre d'impact et l'énergie transverse est présente (voir figure 6.6), les grandes valeurs de l'énergie transverse sont bien atteintes pour les collisions les plus frontales. Il semble donc que le désaccord ne soit pas simplement dû à une mauvaise reproduction de la partie à haute énergie, mais plutôt à un décalage général de la distribution vers des énergies plus faibles.

La deuxième explication met en cause la multiplicité moyenne de particules légères données par le modèle et/ou les taux de production relatifs. Nous avons déjà remarqué, au paragraphe précédent, que la multiplicité moyenne de particules légères calculée à 240 fm/c est inférieure à la valeur asymptotique. La courbe représentant l'évolution du nombre de particules légères est toujours croissante, contrairement aux courbes relatives aux IMF et aux résidus. Ainsi, les résidus

[5]Rappelons, une nouvelle fois, que cette normalisation ne gomme pas les effets dus à des écarts en multiplicité

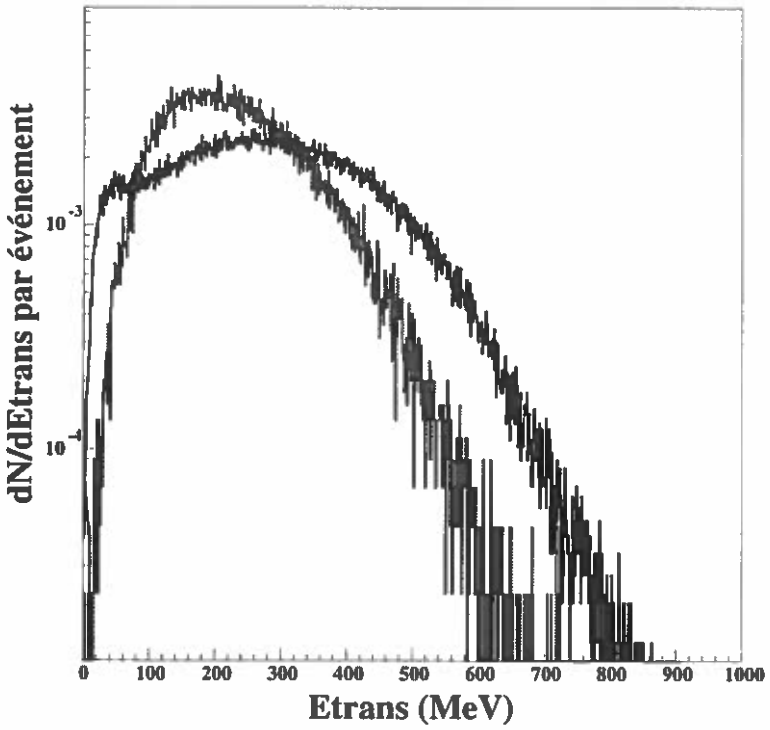

Figure 5.5: Distribution en énergie transverse des particules légères. La courbe en noire représente les résultats d'INDRA, la courbe grise les simulations filtrées. Les événements retenus ont dans les deux cas une impulsion parallèle détectée supérieure à 60% de l'impulsion initiale.

et les IMF lourds sont-ils certainement un peu plus lourds qu'expérimentalement (nous confirmerons ce point dans les paragraphes suivants). Cet écart peut avoir un effet non négligeable sur la valeur de l'énergie transverse. Si l'on détaille les distributions en énergie transverse des différentes particules impliquées dans le calcul de E_{trans} (voir figures 5.6 a-f), nous remarquons que ces distributions sont tout à fait en accord avec l'expérience. Les pentes ainsi que les valeurs moyennes sont parfaitement reproduites par nos simulations, sauf dans le cas des ^{3}He et des protons. Par contre, nous constatons que certaines multiplicités ne sont pas reproduites par QMD et notamment la multiplicité d'alphas qui intervient pour beaucoup dans la valeur finale de l'énergie transverse. Le nombre de particules alphas prédit par QMD est très largement inférieur à celui observé expérimentalement. Il y a entre les deux distributions un facteur 10. En contrepartie, la multiplicté de protons est surestimée par QMD. Il semble donc qu'un certain nombre de particules alphas ait été comptabilisé comme des protons (nous reviendrons sur ce point particulier lors de la discussion des résultats relatifs aux particules légères). Mais cet effet n'est pas suffisant pour corriger l'écart induit par les alphas. En

effet, si INDRA ne détecte pas les neutrons, il n'est pas insensible à la masse. Si un alpha est artificiellement comptabilisé en deux protons, l'énergie des deux neutrons est perdue. Donc pour chaque alpha mal reconstruit, nous perdons la moitié de l'énergie. Cet effet peut expliquer en partie le désaccord observé à basse énergie transverse sur la distribution relative aux protons. Chaque nucléon des alphas a une énergie transverse comprise entre 0 et 25 MeV, or cette distribution correspond à la zone en énergie pour laquelle la distribution simulée surestime celle expérimentale pour les protons.

Concernant le problème particulier des ^{3}He, il semble que QMD ne soit pas plus apte que les autres modèles à reproduire l'énergie cinétique de cette particule [65], hormis le modèle EES [43, 24]. Mais du fait de sa faible multiplicité par événement, l'écart en énergie sur les ^{3}He ne peut pas expliquer celui de l'énergie transverse totale des particules légères [6].

Cette variable n'a pas été retenue comme variable de tri car nous voulons dans la suite tester la capacité de QMD à reproduire les distributions en énergie transverse en fonction de la vitesse parallèle. L'autocorrélation serait alors trop importante entre la variable de tri et les variables étudiées.

l'angle de flot

De récentes études ont montré qu'il est possible d'utiliser l'angle de flot comme variable permettant de trier les événements. En effet, elle a notamment permis d'extraire les événements dits de source unique [55, 64, 86]. Cette variable est fortement corrélée au mécanisme de réaction ; un code dynamique gérant la voie d'entrée doit donc reproduire ce type de variable.

La figure 5.7 présente les résultats de la comparaison entre la distribution simulée (en étoiles) et la distribution expérimentale (en trait plein). Deux commentaires peuvent être faits sur cette figure :

- les simulations donnent un angle de flot moyen trop grand comparativement à l'expérience. Une des explications possibles est reliée à la largeur des gaussiennes simulant les nucléons (voir équation 5.3). Cette largeur a été initialisée à une valeur élevée ($L = 4.33 fm^2$) pour avoir des noyaux stables à température nulle. Cela a pour effet d'allonger les temps de collisions car le recouvrement entre les différentes gaussiennes est artificiellement favorisé. Les deux noyaux restent donc en interaction un temps suffisament long pour pouvoir tourner l'un par rapport à l'autre. Les angles de flot atteints seraient alors plus grands que ceux trouvés expérimentalement.

[6] Dans une analyse parallèle à la nôtre [73], il a été montré que QMD reproduit la distribution en énergie transverse des particules légères pour les événements dits complets en charge et en impulsion ; et en utilisant les charges effectives dans les simulations des clusters de neutrons sont artificiellement transformés en particules chargées. Rappelons que la charge totale du système n'est alors plus conservée.

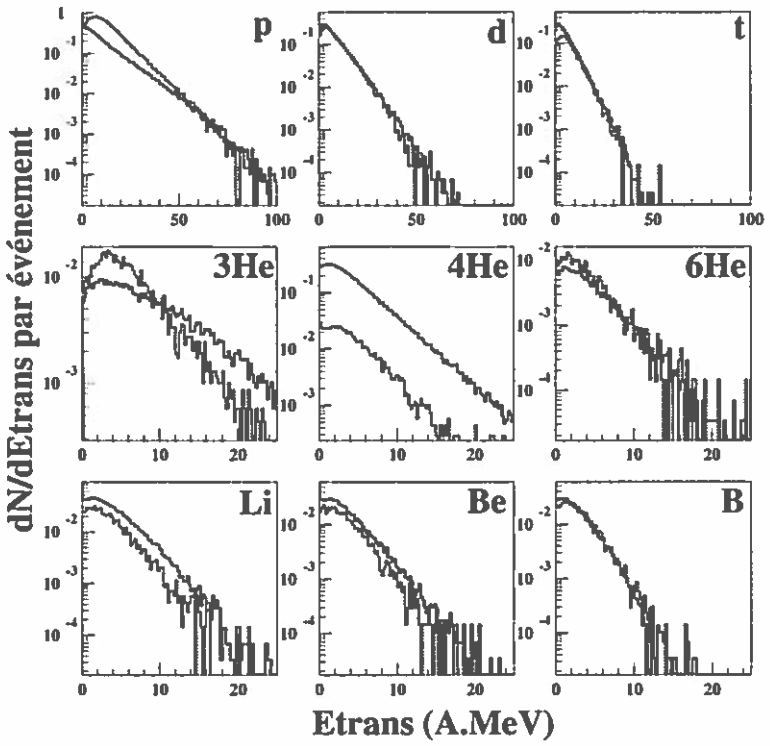

Figure 5.6: Distribution en énergie transverse par nucléons des particules légères en fonction de la charge et de la masse de la particule. Première ligne : proton, deuton, triton. Deuxième ligne : ^3He, ^4He, ^6He. Dernière ligne : Li, Be, B. Les courbes expérimentales sont en traits noirs, les courbes correspondant aux calculs après filtrage sont en trait gris.

- les grands angles de flot ne sont pas reproduits. QMD ne génère pas d'événements ayant un angle de flot supérieur à 50°. Des études [55, 64, 86] ont montré que pour les grands angles de flot, l'aspect des événements (isotropie, distribution en charge,...) pouvait être compris comme appartenant à des collisions centrales conduisant à la formation d'une source de quasi-fusion. Par ailleurs, dans l'analyse menée par R. Neubauer et collaborateurs [73], il a été démontré que dans QMD, les collisions centrales conduisent à une voie de sortie binaire. Or, un fort désaccord a été observé en ce qui concerne la taille des résidus ; QMD surestime largement leur charge. Ces résidus lourds ont une importance déterminante pour le calcul de l'angle de flot. Aussi, si leur charge est surestimée, leur poids relatif dans le calcul de θ_{flot} est d'autant plus important. Les angles de flot ainsi obtenus sont donc plus petits que ceux mesurés expérimentalement[7].

[7]Rappelons que cette étude des collisons très dissipatives a été menée avec des événements QMD+MST et non avec QMD+SACA. Nous reviendrons sur ce point précis dans le paragraphe

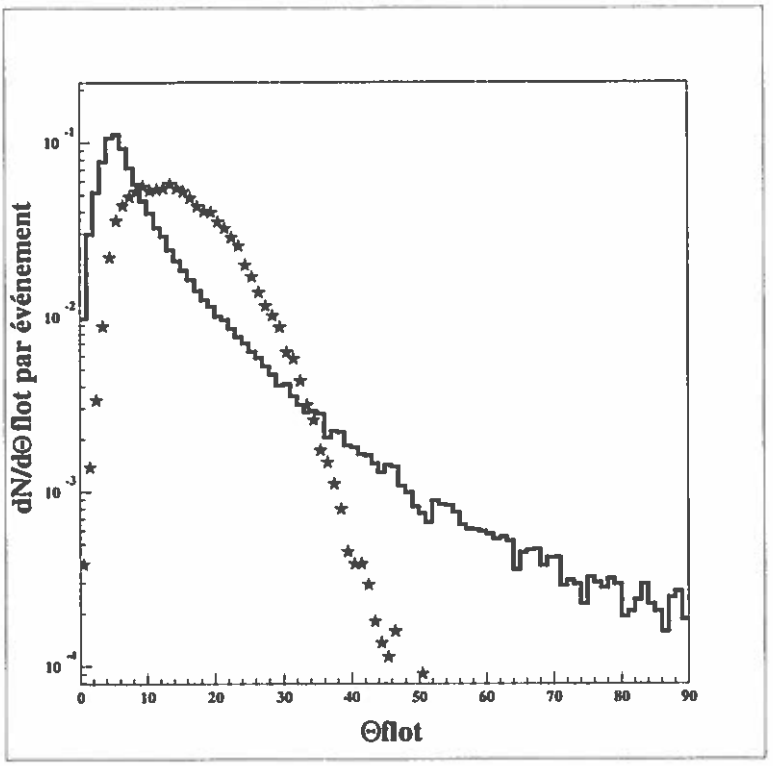

Figure 5.7: Distribution en angle de flot pour les événements ayant une impulsion parallèle détectée supérieure à 60% de l'impulsion initiale. La figure en trait plein correspond aux résultats expérimentaux, celle en étoiles, aux calculs théoriques.

L'utilisation de θ_{flot} comme variable de sélection des événements semble difficile. La figure 5.8 représente la corrélation entre l'angle de flot et le paramètre d'impact. Nous constatons qu'il est effectivement impossible d'utiliser cette variable pour trier les événements. La correspondance entre l'angle de flot et le paramètre d'impact n'est pas biunivoque. Pour un angle de flot donné, la distribution en paramètre d'impact présente deux composantes distinctes. Les lots d'événements ainsi formés présenteraient alors des caractéristiques qui n'ont a priori aucune raison d'être semblables.

la sphéricité

Nous avons, au paragraphe précédent, utilisé une variable de tri basée sur la forme des événements : la sphéricité (voir paragraphe 3.2.1). Cette variable est construite à partir du tenseur de l'événement (cf équation 3.3). Elle est donc, comme l'angle de flot, fortement corrélée à la taille des deux résidus. Aussi, l'ac-

5.4.2

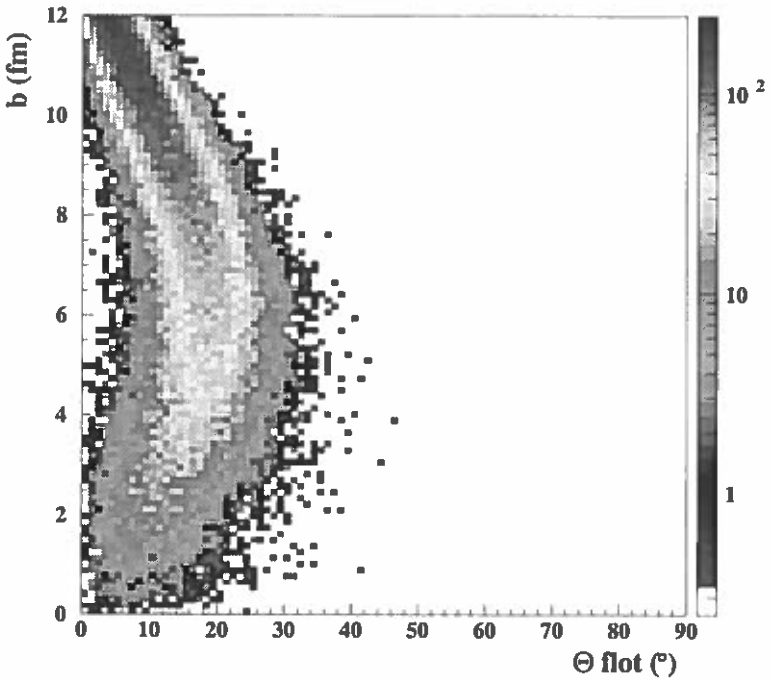

Figure 5.8: Corrélation entre l'angle de flot paramètre d'impact pour les événements QMD.

cord entre les données expérimentales et simulées n'est pas parfait comme le montre la figure 5.9.

La distribution de sphéricité (en étoiles) ne reproduit pas les données expérimentales (en trait continu). Les événements QMD sont plus allongés que dans l'expérience. Cet effet est dû au fait que, comme nous le verrons par la suite pour les collisions périphériques et comme cela a déjà été observé pour les collisions centrales, la charge des résidus est surestimée dans les simulations. Cela a pour effet d'allonger artificiellement les événements. L'utilisation de la méthode SACA devrait permettre d'améliorer l'accord entre ces deux distributions. Ce point sera détaillé dans un prochain paragraphe.

Mais cette variable ne présente pas le désavantage, comme l'angle de flot, de mélanger des événements ayant des paramètres d'impacts très différents. La figure 5.10 présente la corrélation entre la sphéricité et le paramètre d'impact. Pour une valeur de sphéricité donnée, la distribution en paramètre d'impact corespondant est large, mais n'est pas discontinue. Cette largeur témoigne des fluctuations présentes dans le modèle.

Nous avons utilisé cette variable comme variable de tri pour notre comparaison entre les calculs QMD et l'expérience. Nous nous sommes limités aux valeurs de sphéricité inférieure à 0.3 pour deux raisons :

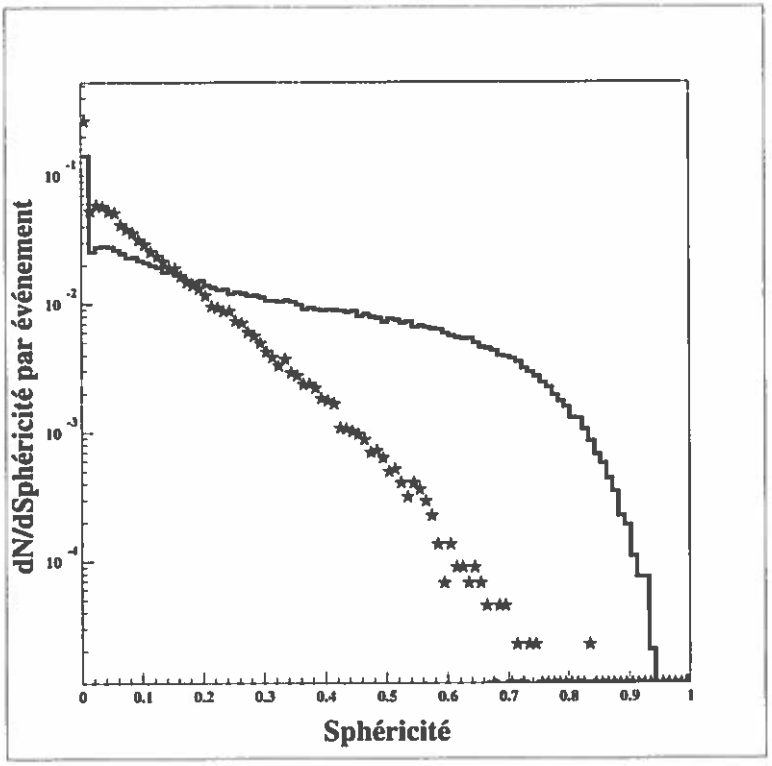

Figure 5.9: Distribution de la sphéricité pour les événements ayant une impulsion parallèle détectée supérieure à 60% de l'impulsion initiale. En trait plein sont représentés les résultats expérimentaux Xe+Sn à 50 A.MeV ; en étoiles, la distribution relative à la simulation.

- Nous ne sommes intéressés que par les collisions périphériques et semi-périphériques, donc aux collisions conduisant à des valeurs de sphéricité faibles ;
- La statistique accessible pour les collisions plus centrales est trop faible.

Les résultats de cette comparaison sont présentés dans le paragraphe suivant.

5.3.2 La comparaison

Nous avons réalisé une comparaison pour trois coupures en sphéricité. La distribution en paramètre d'impact correspondant à chacune des trois zones est présentée sur la figure 5.11. La courbe en trait plein symbolise la distribution en paramètre d'impact avant filtrage des événements. La courbe en points représente la même distribution mais pour les événements sélectionnés après filtrage.

Nous constatons que la condition sur l'impulsion détectée permet de rejeter préférentiellement les événements les plus périphériques, sans modifier la forme

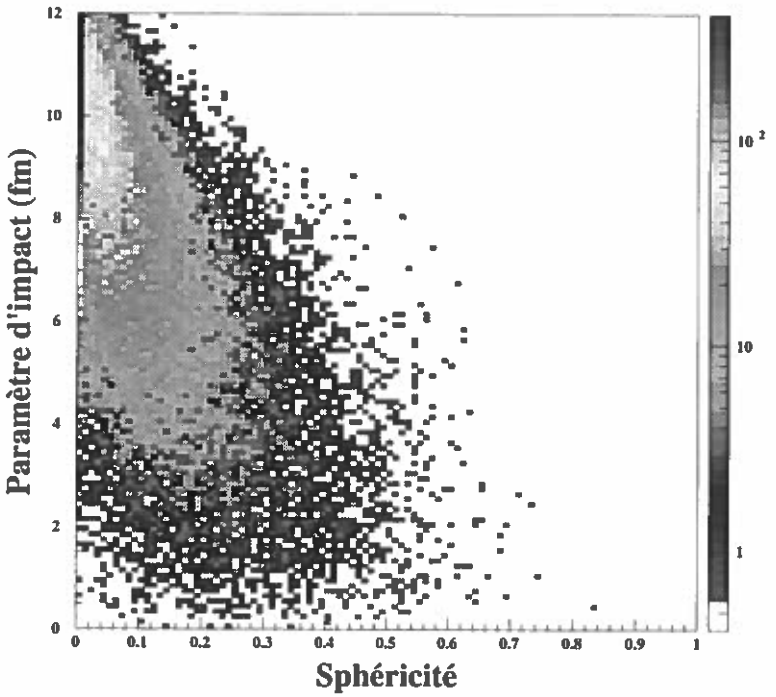

Figure 5.10: Corrélation entre la sphéricité et le paramètre d'impact.

de la distribution pour les paramètres d'impact plus centraux (i.e. en dessous de 8fm, l'effet est constant en fonction du paramètre d'impact). Les courbes en carrés, étoiles et triangles correspondent à la distribution en paramètre d'impact pour chacune des coupures en sphéricité étudiée; inférieure à 0.05, entre 0.05 et 0.2 et entre 0.2 et 0.3 respectivement. Les valeurs moyennes de paramètres d'impacts associées à ces trois tranches sont de 11fm, 7fm et 5fm respectivement. Nous pouvons noter que ces ditributions sont très larges. Les fluctuations événement par événement font que, pour un même paramètre d'impact, les caractéristiques de l'état final peuvent être très différentes. La sphéricité ne permet pas de sélectionner un paramètre d'impact précis, mais plutôt une classe d'événements qui ont à priori les mêmes propriétés en voie de sortie.

Dans une première étape, nous présentons les comparaisons effectuées pour différentes variables statiques et dynamiques, puis nous expliquons les désaccords à l'aide d'un calcul mené avec le code GEMINI, avant de conclure sur les perspectives ouvertes par l'application de la méthode de clusterisation SACA.

le Zmax

Nous commençons cette étude détaillée par la présentation des résultats concernant le plus gros fragment de l'événement. La figure 5.12 rassemble les résultats

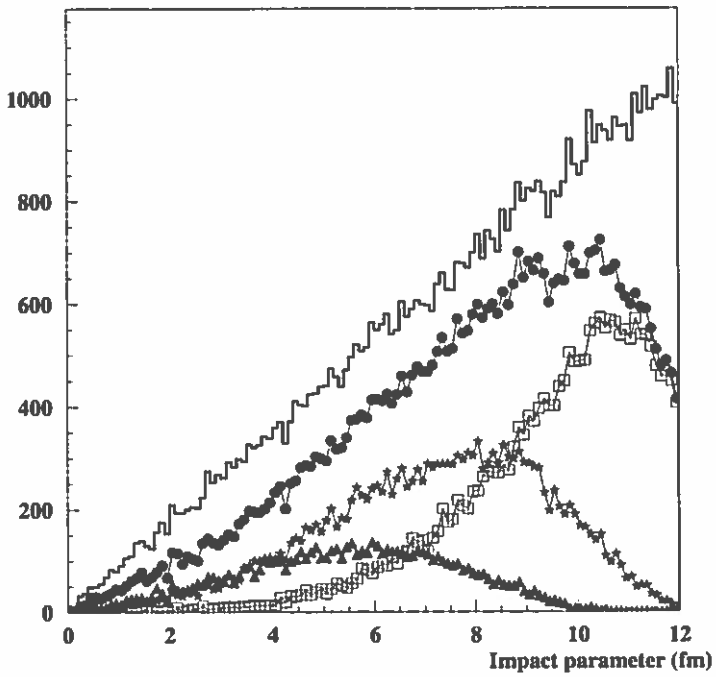

Figure 5.11: Distribution en paramètre d'impact pour les événements QMD. La courbe en trait plein correspond à la distribution initiale. Les événements sélectionnés après filtrage de l'événement sont symbolisés par la courbe en points. Les courbes en carrés, étoiles et triangles représentent la distribution en paramètre d'impact pour les trois coupures en sphéricité étudiées, [0.,0.05[, [0.05,0.2[et [0.2,0.3[respectivement.

concernant la comparaison de la vitesse parallèle du plus gros fragment pour les trois zones en sphéricité considérée, entre données et simulations.

L'accord est excellent. Les valeurs moyennes et les largeurs des distributions sont parfaitement reproduites. Néanmoins, un léger écart apparaît en ce qui concerne la détection de la cible. Cette dernière est plus souvent détectée dans les événements simulés qu'expérimentalement. Ce désaccord apparaît surtout pour la zone en sphéricité la plus élevée (zone 3). Nous avons vérifié que cet effet n'était pas dû à un défaut du filtre. Pour cela, nous avons fait varier la valeur du seuil de détection des fragments, mais, pour supprimer l'écart visible sur la figure 5.12, nous avons atteint des valeurs d'énergie non réalistes. Les valeurs de seuil de détection et d'identification des fragments par le filtre sont en accord avec les valeurs expérimentales. Il s'agit en fait d'un effet lié à la valeur de l'angle de flot des événements simulés. En effet, l'énergie cinétique de la cible dans le repère

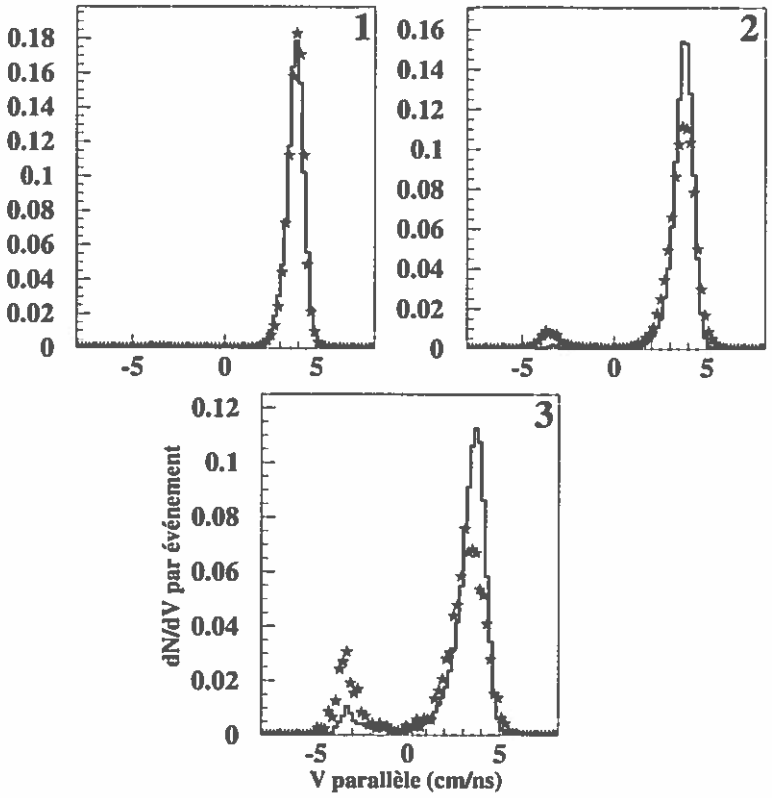

Figure 5.12: Distribution de vitesse du plus gros fragment de l'événement pour les trois tranches en sphéricité. Tranche 1 [0,0.05[, tranche 2 [0.05,0.2[et tranche 3 [0.2,0.3[. Les résultats expérimentaux sont en trait plein, les simulations sont symbolisées par les étoiles.

du laboratoire est liée à la valeur de l'angle de flot de l'événement. Plus l'angle de flot est important, plus l'énergie cinétique de la cible est grande. Or, comme le montre la figure 5.7, la valeur moyenne de l'angle de flot de QMD est plus grande que pour les événements expérimentaux. L'énergie cinétique de la cible est donc surestimée dans les simulations. L'effet est négligeable pour les événements périphériques car le seuil d'identification n'est pas atteint. Par contre, pour les événements plus centraux (troisième tranche en sphéricité dans notre cas) l'effet est un peu plus prononcé car alors, nous sommes au seuil d'identification de la cible. Le fait de surestimer un peu l'angle de flot permet, pour un certain nombre d'événements, de communiquer l'énergie cinétique supplémentaire nécessaire à la détection de la cible.

La vitesse parallèle n'est pas affectée, car pour s'affranchir de ce problème lié à l'angle de flot, nous avons choisi le grand axe de l'ellipsoïde comme axe de projection. Bien que l'effet de détection de la cible soit faible, nous limitons dans

la suite de cette étude la définition du Zmax au fragment le plus chargé dans l'hémisphère avant de l'ellipsoïde afin de ne pas introduire de biais dans la suite des comparaisons.

La figure 5.13 présente les comparaisons concernant la charge du plus gros fragment. Nous constatons que quel que soit la tranche de sphéricité considérée, l'accord est raisonnable.

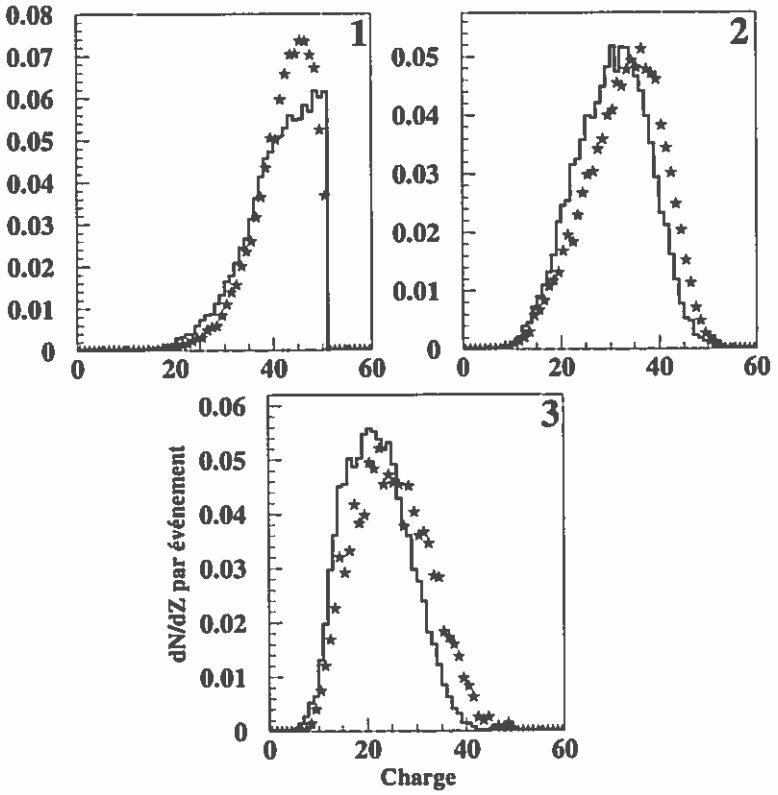

Figure 5.13: Distribution de charge du plus gros fragment pour les trois tranches en sphéricité. Tranche 1 [0,0.05[, tranche 2 [0.05,0.2[et tranche 3 [0.2,0.3[. Les résultats expérimentaux sont en trait plein, les simulations sont symbolisées par les étoiles.

Les distributions relatives à la première tranche en sphéricité ont été limitées à la charge 50 pour tenir compte du fait que, dans les simulations, le paramètre d'impact a été limité à 12fm. Cette valeur est légèrement inférieure à la valeur maximale pour laquelle on peut atteindre les plus grandes valeurs du Zmax. La largeur des distributions est bien reproduite, mais il existe un léger désaccord concernant la valeur moyenne. Nous constatons sur les figures relatives aux zones 2 et 3 que QMD surestime la charge du plus gros fragment d'environ 4 charges.

Comme nous l'avons déjà mentionné, cet effet a aussi été observé dans les collisions centrales Xe+Sn à 50 A.MeV [73], mais aussi lors de la comparaison avec les données Au+Au à 600 A.MeV réalisées par le groupe ALADIN [13]. Il est important de remarquer que toutes ces simulations ont été réalisées avec le code QMD couplé à la méthode de clusterisation MST. Nous avons déjà mentionné qu'un meilleur accord a été obtenu entre QMD et les expériences Au+Au en utilisant la méthode de clusterisation SACA [46]. Nous reviendrons sur ce désaccord dans un prochain paragraphe.

En résumé, un bon accord entre les données et les simulations est observé en ce qui concerne les variables statique (multiplicité, distribution en charge...) et cinématiques (vitesse) relatives aux résidus. La compréhension du processus de multifragmentation passe nécessairement par l'étude des caractéristiques statiques et cinématiques des IMF produits lors de la réaction. Le paragraphe suivant présente les résultats obtenus pour ces derniers.

Les fragments de masse intermédiaire

Dans une première étape, nous présentons les caractéristiques statiques des IMF produits lors de la réaction. Les variables cinématiques sont présentées et discutées dans un deuxième temps.

La figure 5.14 présente les distributions en multiplicité de fragments pour les trois tranches en sphéricité. Globalement, l'accord est remarquable. Les événements QMD reproduisent les largeurs des distributions expérimentales. Les valeurs moyennes quant à elles ne sont que très légèrement sous-estimées par QMD.

Les distributions en charge des IMF sont elles aussi bien reproduites. Comme nous pouvons le voir sur la figure 5.15, seule la multiplicité de fragments légers produits par QMD, et notamment de Lithium, est en désaccord avec les résultats expérimentaux. Cet effet peut expliquer en partie la différence en valeur moyenne de multiplicité d'IMF entre QMD et l'expérience. Par exemple, pour la troisième zone en sphéricité, la multiplicité moyenne d'IMF est de 4,4 pour QMD et 4,9 pour l'expérience. Or, l'écart en multiplicité pour les Lithiums est d'environ 0,4, ce qui corrige en partie le faible désaccord observé sur la distribution en multiplicité totale des IMF.

Aussi, en ce qui concerne les variables statiques relatives aux IMF, les distributions simulées sont en bon accord avec les données expérimentales. Nous pouvons donc progresser dans notre étude en détaillant les résultats relatifs aux variables dynamiques.

La figure 5.16 présente les distributions de multiplicité d'IMF en fonction de la vitesse parallèle dans le repère de l'ellipsoïde. Les résultats sont une nouvelle fois remarquables. Il faut se souvenir que, dans le chapitre précédent, nous avons

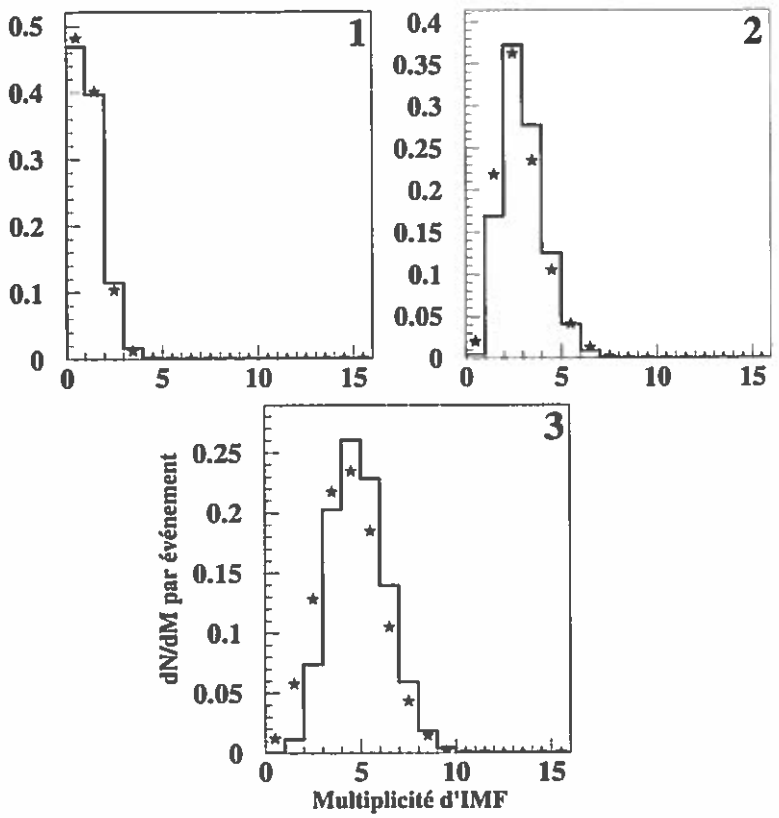

Figure 5.14: Distribution de multiplicité d'IMF pour les trois tranches en sphéricité. Tranche 1 [0,0.05[, tranche 2 [0.05,0.2[et tranche 3 [0.2,0.3[. Les résultats expérimentaux sont en trait plein, les simulations sont symbolisées par les étoiles.

été incapable de reproduire, avec notre simulation du col, la multiplicité d'IMF émis au centre de masse.

Toutefois, des déviations sont visibles à la vitesse du projectile et de la cible. Elles sont à notre avis liées à la non-reproduction de la multiplicité de Lithiums par QMD, elle-même corrélée à la surestimation de la charge du plus gros fragment par QMD. Nous pouvons imaginer qu'une partie des Lithiums manquants peuvent être émis par le quasi-projectile ou la quasi-cible. Dans cette hypothèse, la proportion de fragments ayant une vitesse parallèle proche des résidus va augmenter. L'accord entre les simulations et l'expérience va donc être amélioré. Nous reviendrons sur ce point lors de l'étude de la figure 5.17, ainsi qu'au paragraphe concernant l'étude complémentaire menée avec le code GEMINI.

En ce qui concerne la troisième zone en sphéricité, quelle que soit la vitesse parallèle, nous constatons un désaccord entre les distributions simulée et expérimentale. Nous devons garder en mémoire que c'est pour cette même zone que l'écart

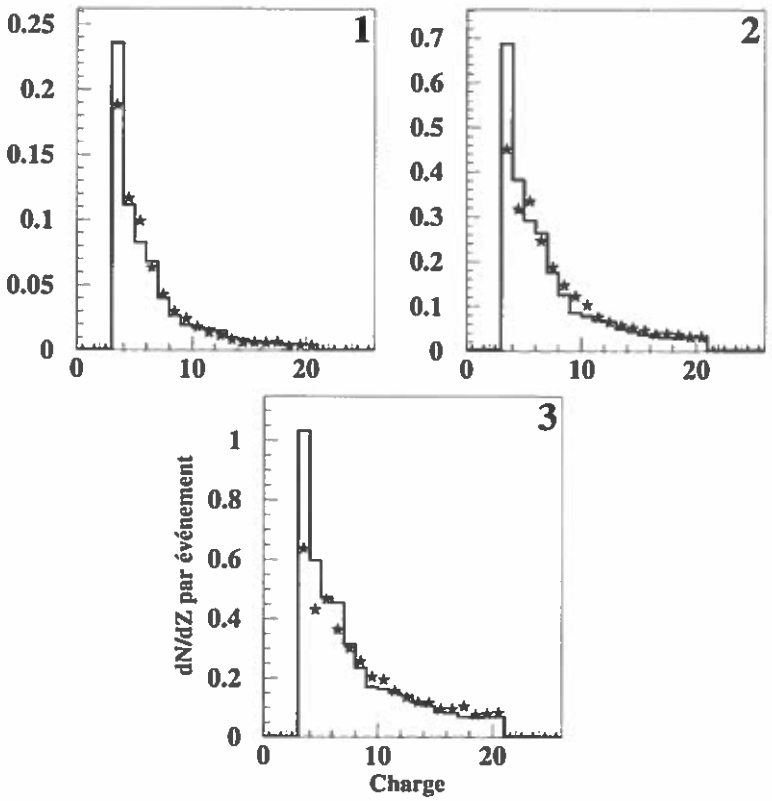

Figure 5.15: Distribution en charge des IMF pour les trois tranches en sphéricité. Tranche 1 [0,0.05[, tranche 2 [0.05,0.2[et tranche 3 [0.2,0.3[. Les résultats expérimentaux sont en trait plein, les simulations sont symbolisées par les étoiles.

en multiplicité d'IMF est le plus important. Il n'est donc pas curieux de retrouver cet effet sur la distribution de multiplicité en fonction de la vitesse parallèle [8]. La forme de la distribution expérimentale est malgré tout très bien reproduite par la simulation QMD.

Ainsi, l'accord entre la théorie et l'expérience est remarquable en ce qui concerne les caractéristiques des IMF. Cette affirmation est confirmée par la figure 5.17 qui présente les distributions de vitesses relatives des IMF. Avant de commenter ces figures, nous devons remarquer qu'il s'agit des vitesses relatives entre toutes les particules de charges supérieures à 3. Dans ce cas particulier, les résidus du projectile et de la cible (Z>20) sont inclus dans notre définition des IMF. La forme des distributions est tout à fait bien reproduite même si l'on peut effectivement répertorier quelques écarts entre les simulations et les données :

- premièrement, la composante coulombienne (i.e. composante à faible vitesse

[8] Rappelons que toutes ces figures sont normalisées par rapport au nombre d'événements, ce qui permet de conserver les écarts en multiplicité.

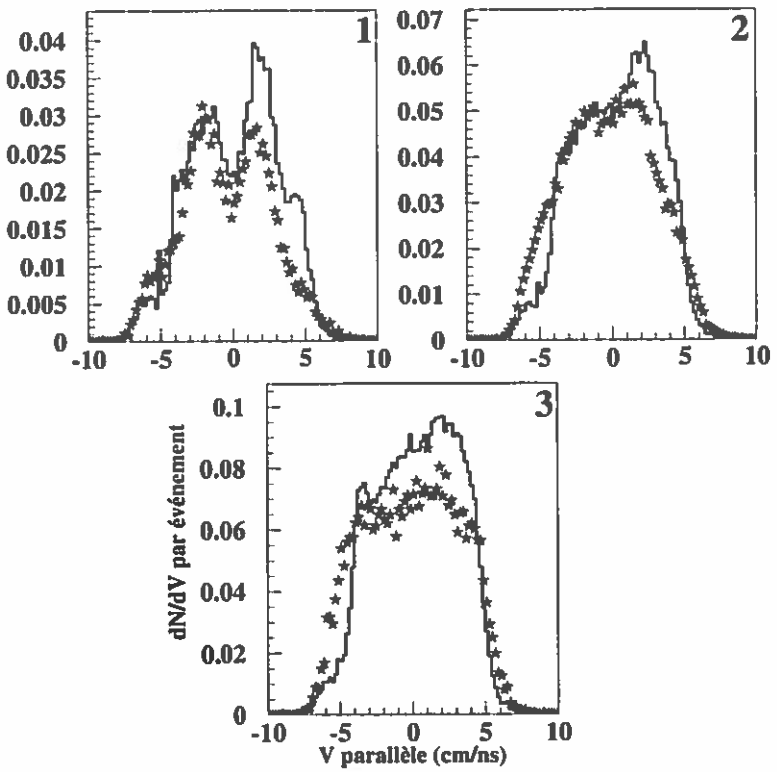

Figure 5.16: Distribution de multiplicité des IMF en fonction de la vitesse parallèle pour les trois tranches en sphéricité. Tranche 1 [0,0.05[, tranche 2 [0.05,0.2[et tranche 3 [0.2,0.3[. Les résultats expérimentaux sont en trait plein, les simulations sont symbolisées par les étoiles.

relative) est sous-estimée par QMD ;

- deuxièmement, la valeur moyenne de cette composante est trop élevée ;
- enfin, pour les zones 2 et 3 principalement, un léger désaccord est visible à haute vitesse relative.

Pour ce qui est de la sous-estimation des faibles vitesses relatives, nous devons nous souvenir que QMD ne reproduit pas parfaitement la contribution des IMF émis (ou produits) avec une vitesse proche des résidus comme nous l'avons vu sur la figure 5.16. Par conséquent, la contribution coulombienne est elle-aussi sous-estimée.

En ce qui concerne la valeur moyenne de cette composante coulombienne, nous constatons qu'elle est plus élevée dans nos simulations que dans l'expérience. Rappelons que la répulsion coulombienne entre deux particules chargées est proportionnelle au produit des charges des deux particules. Or, nous avons constaté que les événements simulés ont des résidus plus lourds que dans l'expérience (voir figure 5.13). La répulsion coulombienne est donc plus importante, ce qui a pour

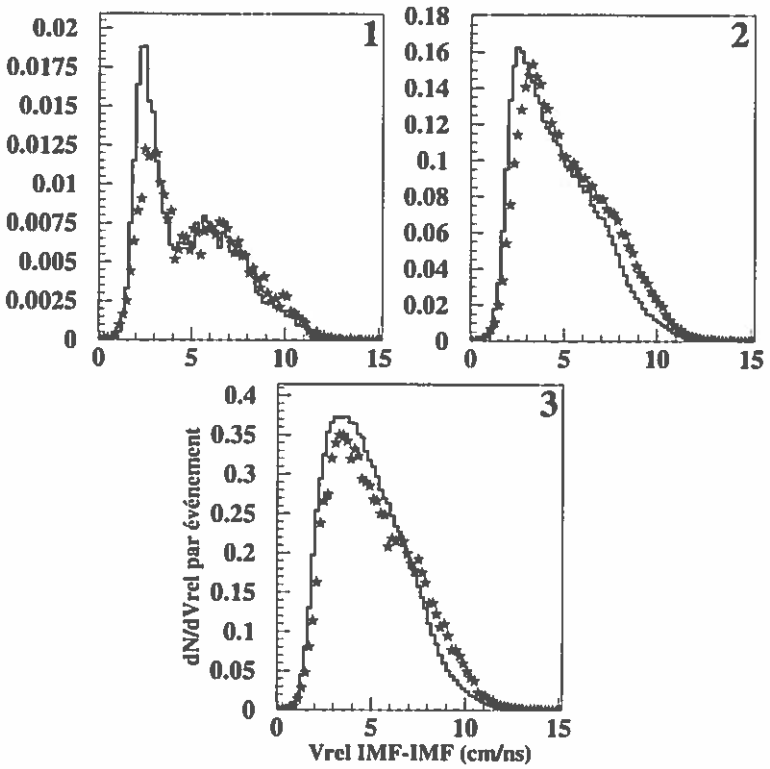

Figure 5.17: Distribution de vitesse relative IMF-IMF pour les trois tranches en sphéricité. Tranche 1 [0,0.05[, tranche 2 [0.05,0.2[et tranche 3 [0.2,0.3[. Les résultats expérimentaux sont en trait plein, les simulations sont symbolisées par les étoiles.

effet de décaler la distribution en vitesse relative vers des vitesses plus élevées que dans l'expérience. Cet effet explique en partie la différence observée pour la valeur de la vitesse coulombienne, mais aussi l'écart visible pour les grandes vitesses relatives.

Pour ces dernières, une deuxième explication est possible. Nous avons remarqué précédemment que la cible est plus souvent détectée dans les simulations que dans l'expérience (voir figure 5.12). De plus, cet effet croit en fonction de la violence de la collision. Or, les hautes vitesses relatives sont dues à la corrélation entre les deux résidus. Donc, si la cible est plus souvent présente dans les simulations on attend une contribution à haute vitesse relative plus importante que dans l'expérience, d'où le désaccord observé sur les figures 5.17. Nous pouvons remarquer que ce désaccord n'est pas visible pour la première zone en sphéricité, zone pour laquelle la cible n'est pas plus détectée dans les simulations que dans l'expérience (voir figure 5.12 1).

Un très bon accord entre QMD et les données expérimentales est donc globa-

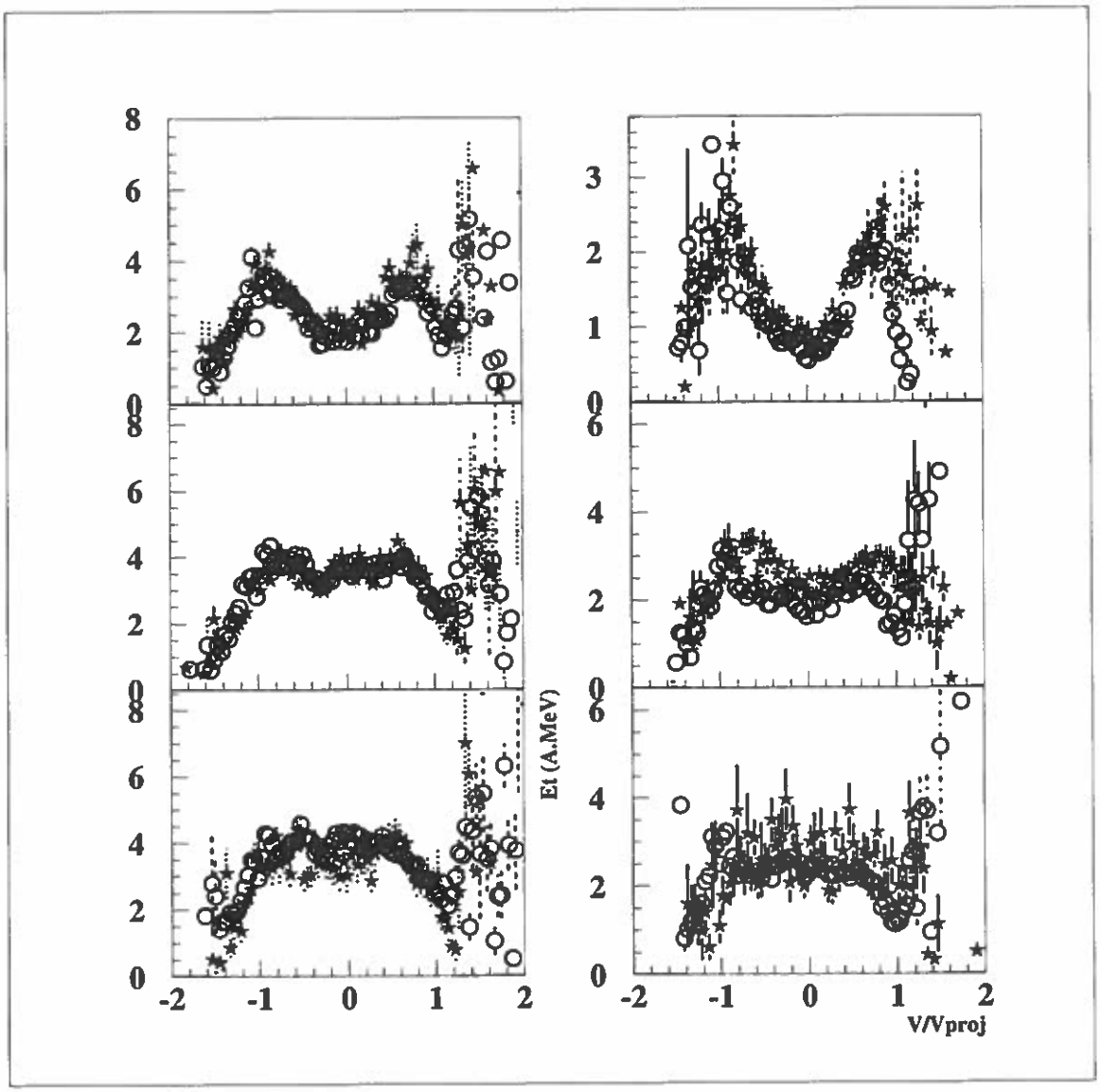

Figure 5.18: Distribution en énergie transverse par nucléons en fonction de la vitesse parallèle pour différents fragments légers pour les trois zones en sphéricité de haut en bas zone 1, 2, 3. La première colonne présente les résultats pour les lithiums, la seconde pour les carbones. Les cercles ouverts symbolisent les résultats expérimentaux, les étoiles représentent les simulations.

lement obtenu pour les distributions en vitesse parallèle ainsi que pour celles en vitesse relative des IMF. Nous obtenons donc une bonne reproduction de l'énergie transverse pour les fragments, comme nous le montre la figure 5.18.

Nous remarquons que pour la tranche en sphéricité correspondant aux collisions les plus périphériques (zone 1), les distributions présentent deux composantes très piquées aux vitesses parallèles correspondant aux résidus. Il semble donc y avoir deux sources d'émission de fragments pour les collisions les plus périphériques, le quasi-projectile et la quasi-cible[9]. Par contre, pour les zones 2 et 3, c'est-à-dire pour des collisions un peu plus violentes, les distributions sont relativement plates : l'énergie transverse est constante quelle que soit la vitesse parallèle du fragment. Les énergies transverses des IMF émis au centre de masse et celles des IMF émis avec une vitesse proche de celle des résidus sont équivalentes. Nous pouvons donc supposer que le mécanisme responsable de l'émission des fragments est unique. Mais cela ne nous permet pas de distinguer un mécanisme purement dynamique d'un mécanisme thermodynamique (si l'on suppose que les sources d'émission des fragments sont à une même température).

Nous pouvons conclure de cette analyse détaillée menée sur les IMF, que QMD reproduit remarquablement bien les caractéristiques statiques et cinématiques des fragments. Le paragraphe suivant est dédié à l'étude des caractéristiques des particules légères chargées.

les particules légères chargées

Avant de commenter les différentes figures présentées dans cette section, nous devons rappeler que nous avons utilisé dans cette analyse les charges réelles de QMD pour lesquelles les distributions en masse, avant filtrage de l'événement, ne sont pas réalistes. Nous ne présentons pas de résultats concernant des comparaisons détaillées dépendant du rapport isotopique.

La figure 5.19 présente les distributions de multiplicité de LCP. L'accord entre les simulations et les données est raisonnable. La distribution expérimentale est légèrement surestimée par le modèle QMD. Ce désaccord est un peu surprenant compte tenu du fait que dans notre étude sur la stabilité des clusters en fonction du temps, nous avons remarqué que le modèle, couplé à la méthode de clusterisation MST, ne donne pas une multiplicité de particules légères stable, mais qu'au contraire, cette multiplicité semble croître après les 240fm/c de notre calcul. Nous nous attendions donc à ce que les résultats expérimentaux soient sous-estimés plutôt que surestimés. Cette hypothèse est d'ailleurs renforcée par les analyses menées sur la charge des résidus dans lesquels il a été montré que QMD surestime leur taille (voir figure 5.13).

[9]Nous devons nous rappeler que la multiplicité de fragments est très faible pour cette zone en sphéricité.

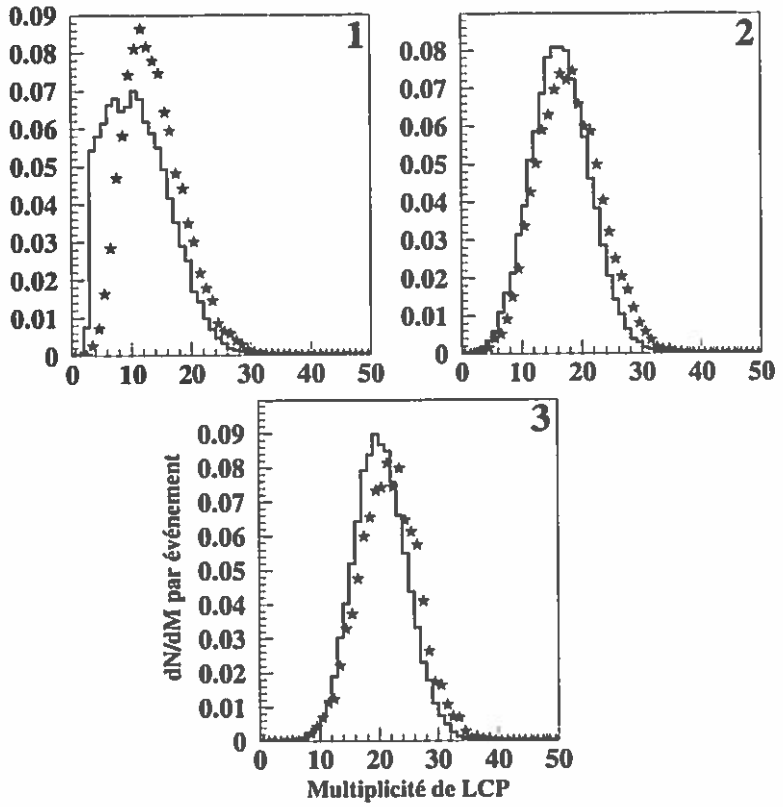

Figure 5.19: Distribution de multiplicité des LCP pour les trois tranches en sphéricité. Tranche 1 [0,0.05[, tranche 2 [0.05,0.2[et tranche 3 [0.2,0.3[. Les résultats expérimentaux sont en trait plein, les simulations sont représentées par les étoiles.

Mais nous avons déjà constaté (voir figure 5.6) que la proportion de charge 1 et 2 (essentiellement entre proton et alpha) n'est pas reproduite par QMD et cet effet peut inverser la tendance attendue. Ce désaccord peut être lié à l'énergie de liaison des noyaux formés dans QMD. La distribution en énergie de liaison par nucléons a été testée [3], et il a été vérifié qu'elle suit en moyenne la systématique de Weizsäcker. Mais en ce qui concerne les noyaux magiques, QMD ne reproduit pas les écarts par rapport à la systématique observés expérimentalement. L'énergie de liaison des alphas n'est donc pas correctement reproduite par ce modèle. Ainsi, la production de particules alpha est-elle défavorisée au profit de la production de charges égales à 1. Cet effet explique le léger désaccord en multiplicité observé sur la figure 5.19.

Les distributions en vitesse parallèle des particules légères sont présentées sur la figure 5.20. Nous constatons que l'accord n'est pas parfait. La forme de la distribution expérimentale peut être simulée par trois sources d'émission :

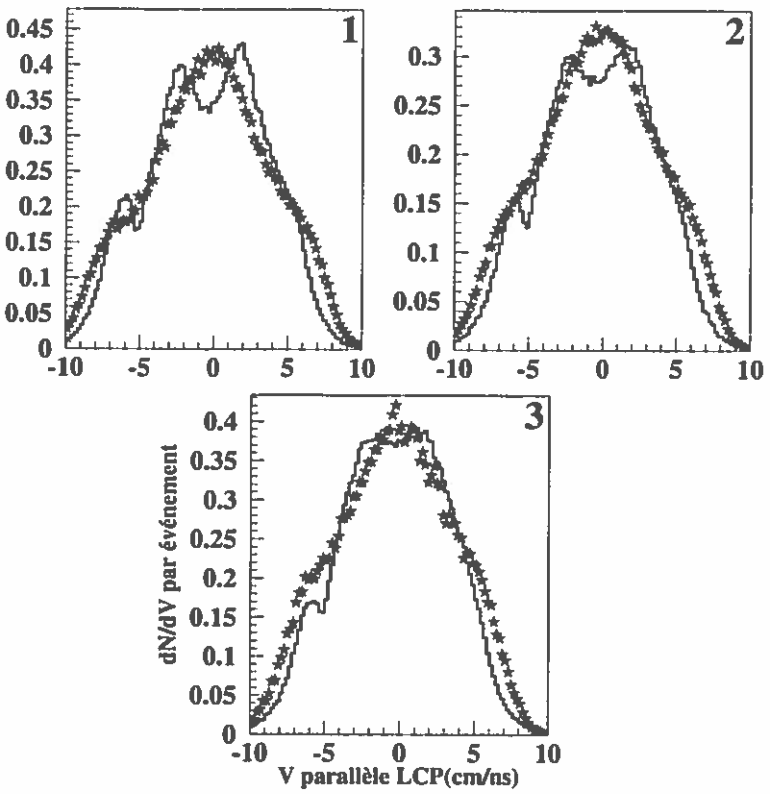

Figure 5.20: Distribution de multiplicité des LCP en fonction de la vitesse parallèle pour les trois tranches en sphéricité. Tranche 1 [0,0.05[, tranche 2 [0.05,0.2[et tranche 3 [0.2,0.3[. Les résultats expérimentaux sont en trait plein, les simulations sont représentées par les étoiles.

- deux d'entre elles représentent l'émission relative au quasi-projectile et à la quasi-cible. Nous pouvons faire l'hypothèse que ces composantes sont thermiques, leur largeur est donc relativement étroite et leur valeur moyenne est centrée autour de la vitesse du résidu considéré.
- La troisième représente l'émission de particules légères à des vitesses centrées autour de la vitesse du centre de masse et avec une largeur importante pour simuler la partie dynamique de l'émission de LCP.

En fonction du paramètre d'impact, le poids relatif de chacune des composantes évolue.

Dans une vision participant-spectateur, plus le paramètre d'impact est petit, plus la masse de la zone participante est grande, donc plus la composante dynamique de l'émission est prépondérante. Nous vérifions cet effet sur les distributions expérimentales. Sur les différents spectres de la figure 5.20, on peut suivre l'évolution du rapport entre les différentes composantes. Pour la zone 1,

nous observons clairement deux bosses, associées à l'émission dite thermique des résidus, qui se réduisent pour la zone 2, pour devenir pratiquement inexistantes pour la zone 3. Par ailleurs, c'est pour cette même zone que l'accord entre les données et l'expérience est le meilleur. Il semble donc que QMD reproduise correctement la composante dynamique de l'émission de particule, mais sous-estime la composante évaporative, d'où le désaccord pour les zones 1 et 2 pour lesquelles la composante dynamique n'est pas aussi importante que pour la zone 3 pour laquelle le recouvrement entre le projectile et la cible est le plus important (environ 50% de la masse totale du système puisque le paramètre d'impact associé à cette zone est de 5fm en moyenne).

Nous ne pouvons pas, comme nous l'avons fait avec les IMF, comparer les distributions de vitesses relatives ni celles en énergie transverse en fonction de la vitesse parallèle, pour deux raisons :

- QMD ne reproduit pas le poids relatif entre la composante dite évaporative et la composante dynamique ;
- la proportion relative de protons et d'alphas n'est pas rendu par le modèle et nous avons remarqué que cela a pour effet de modifier de façon non négligeable la distribution en énergie transverse des protons (voir figure 5.6).

En résumé, nous venons de montrer, à travers l'étude des différentes variables présentées ci-dessus, que QMD reproduit d'une façon remarquable les données expérimentales relatives aux réactions périphériques et semi-périphériques. Les variables statiques et cinématiques simulées sont en excellent accord avec les distributions relatives aux données. L'accord le plus satisfaisant est obtenu pour les IMF. QMD reproduit donc de manière raisonnable le mécanisme de production des fragments. Dans le paragraphe suivant, nous allons détailler ce mécanisme.

5.4 Étude de la formation des fragments

L'étude du mécanisme de formation des fragments dans le modèle QMD a déjà été entreprise pour des réactions à plus hautes énergies (par exemple Au+Au à 150 et 600 A.MeV [45]), ou pour les collisions centrales aux énergies intermédiaires [45, 73], mais elle n'a pas été effectuée pour les collisions périphériques et semi-périphériques aux énergies de Fermi. Il est donc nécessaire d'entreprendre cette étude. Dans un premier temps, nous étudions l'évolution temporelle des nucléons dans le modèle QMD, ainsi que la composition des fragments. Dans une deuxième étape, nous utilisons un code de désexcitation statistique qui nous permet de d'estimer l'énergie d'excitation des fragments. Nous discutons aussi l'apport des premières analyses menées avec la méthode SACA.

5.4.1 Évolution temporelle des nucléons

La figure 5.21 présente l'évolution temporelle des nucléons dans l'espace des positions.

Nous avons séparé l'évolution des nucléons qui en phase finale composent les IMF (colonne de gauche), de l'évolution de ceux qui composent les deux résidus (colonne de droite). Nous constatons qu'il existe une forte corrélation spatiale entre les nucléons des IMF et ceux des résidus. Les deux distributions sont très bien séparées, même aux instants initiaux du calcul (voir figure 5.21 0fm/c), et cet effet se confirme au cours du temps. Les deux résidus semblent pré-formés dès le départ de la réaction. Il n'y a pas d'interaction entre les nucléons composant le résidu du projectile et ceux composant celui de la cible. En fait, les nucléons composant ces deux résidus roulent l'un sur l'autre (figure 5.21 colonne de droite). Entre ces deux clusters se forme une zone qui peut être à première vue assimilée à la zone dite participante. En comparant les figures 5.21 40 fm/c droite et gauche, nous constatons qu'il existe effectivement une zone de formation de fragments entre les deux résidus. À 150 fm/c, les deux résidus se séparent.

En ce qui concerne les IMF, nous venons de remarquer qu'ils sont formés dans une zone en position correspondant à la zone participant (dans le cadre du modèle participant-spectateur). Mais, contrairement à ce que nous attendions et à ce qui a déjà été observé à plus haute énergie [3], cette image participant-spectateur n'existe pas au départ de la collision. En effet, sur les figures 5.21 0fm/c droite et gauche, nous pouvons constater que les nucléons "participants" ne se situent pas dans la zone de recouvrement entre le projectile et la cible. Au contraire, ces nucléons forment une sorte de front devant ceux qui composent les deux résidus. L'image participant-spectateur n'apparaît qu'à partir de 40fm/c. Il faut attendre environ 80fm/c (voir figure 5.21 -80fm/c gauche-) pour voir les IMF se développer au sein de cette zone, avant d'être émis entre les deux résidus qui se séparent.

La faible vitesse relative entre le projectile et la cible, pour les collisions aux énergies intermédiaires par rapport aux hautes énergies, peut expliquer la différence en temps, observée, en ce qui concerne la manifestation du modèle participant-spectateur. En effet, à haute énergie de bombardement, les temps de collisions sont très courts. L'énergie incidente est telle que les nucléons des spectateurs ne sont pas perturbés par la collision. Les nucléons composant les résidus du projectile et de la cible sont donc ceux qui à l'origine se situent au-dessus (pour le projectile) et en dessous (pour la cible) de la zone participante. Par contre, aux énergies intermédiaires, les noyaux projectile et cible restent en contact un temps suffisamment long pour qu'ils puissent interagir. Les nucléons qui entrent en contact les premiers créent un point de rotation autour duquel les nucléons composant les deux résidus vont tourner avant de se séparer.

L'étude de l'évolution temporelle des nucléons dans l'espace des impulsions

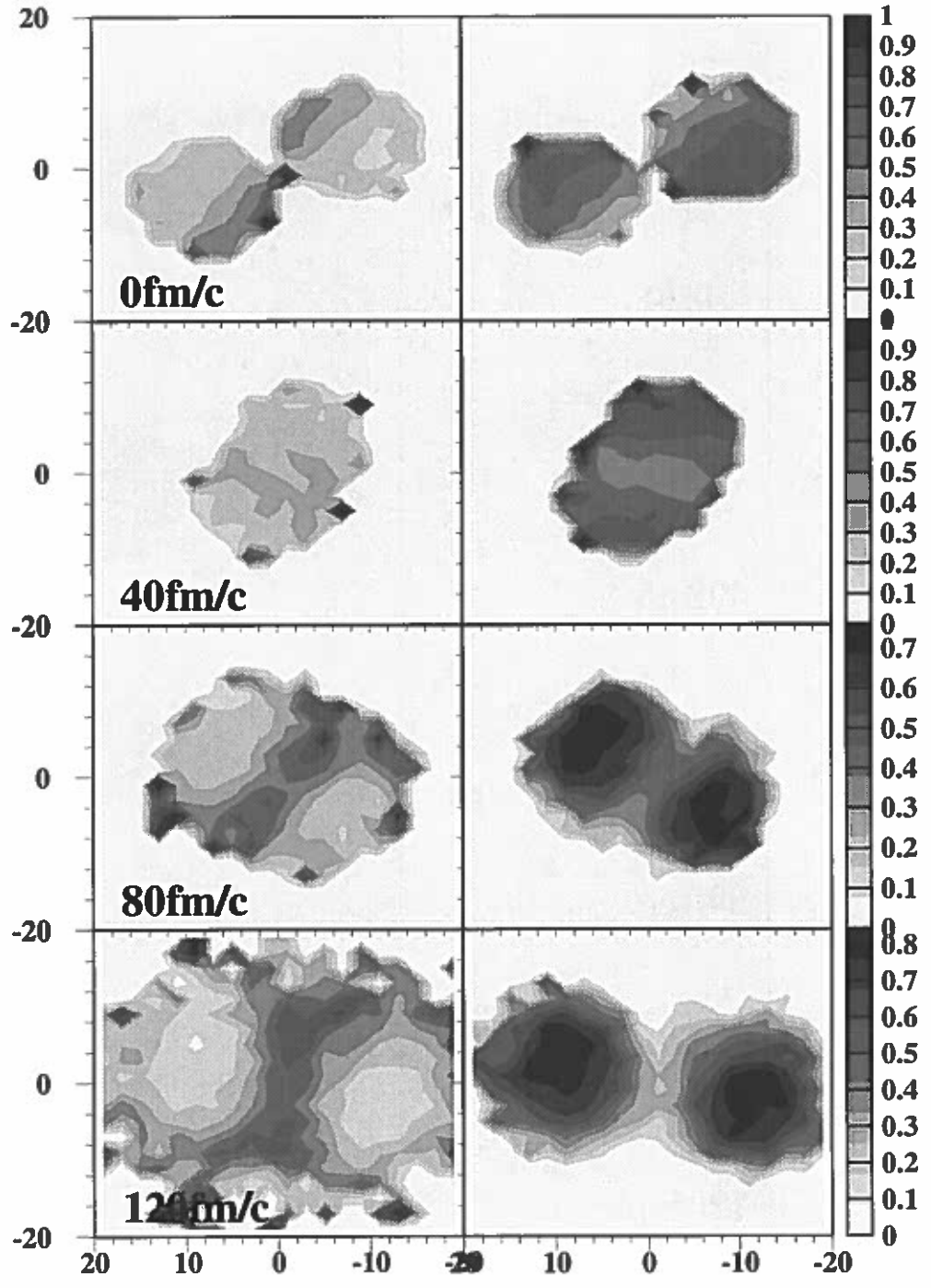

Figure 5.21: Corrélation entre l'état final et l'état initial des nucléons dans l'espace des positions pour un paramètre d'impact égal à 7 fm. Les figures de gauche correspondent aux nucléons appartenant aux IMF dans l'état final. Les figures de droite correspondent aux nucléons composant le quasi-projectile ou la quasi-cible dans l'état final. Toutes ces figures sont dans l'espace (z,x).

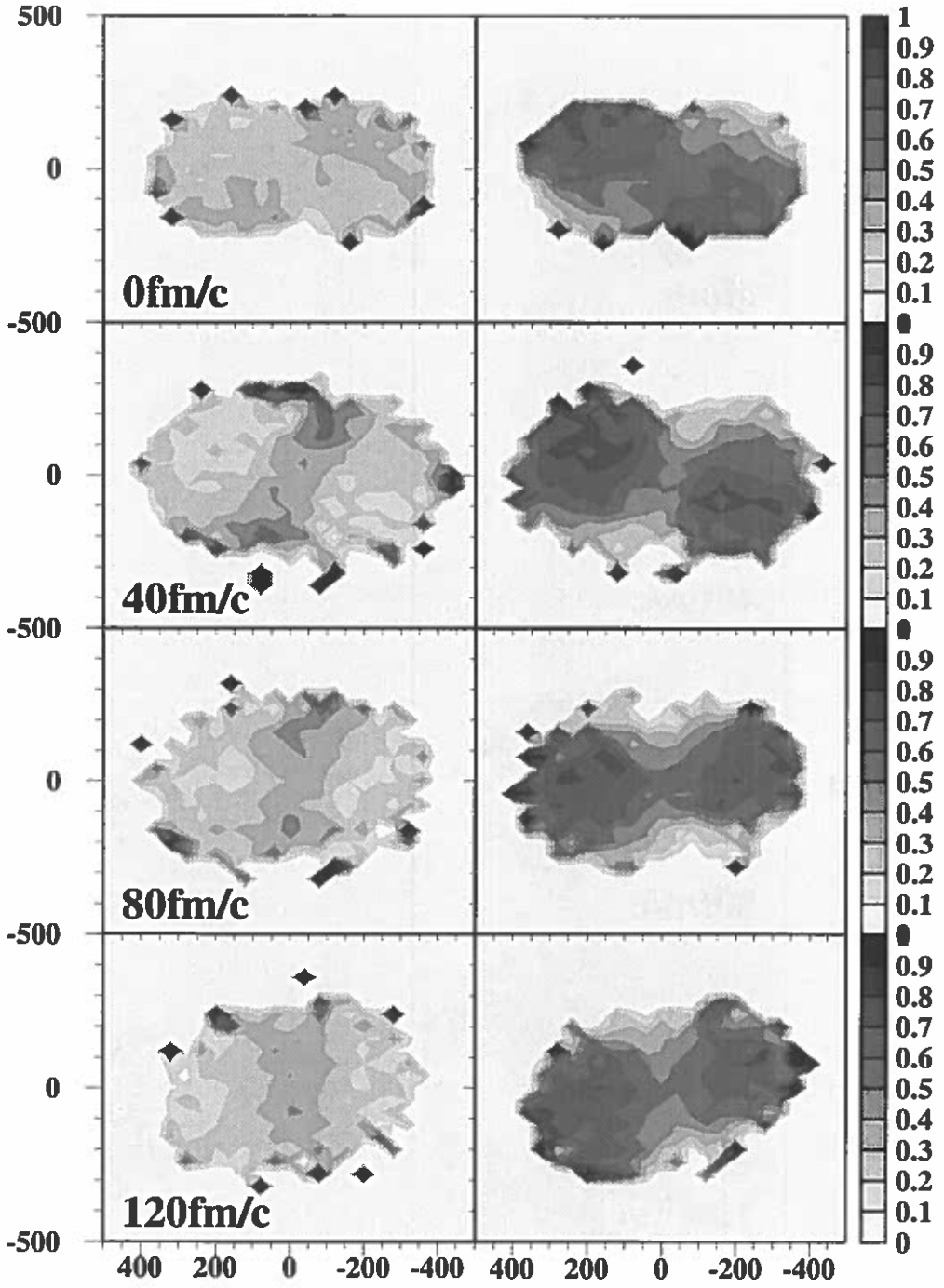

Figure 5.22: Corrélation entre l'état final et l'état initial des nucléons dans l'espace des impulsions pour un paramètre d'impact égal à 7 fm. Les figures de gauche correspondent aux nucléons appartenant aux IMF dans l'état final. Les figures de droite correspondent aux nucléons appartenant au quasi-projectile ou à la quasi-cible dans l'état final. Toutes ces figures sont dans l'espace (Pz,Px).

nous permet de tirer les mêmes conclusions. La figure 5.22 présente ces résultats. Nous constatons que dès les premiers instants de la collision, les nucléons composant les résidus sont corrélés dans l'espace des impulsions. Une signature de la rotation des deux noyaux l'un par rapport à l'autre est visible à travers le changement de signe des impulsions dans le plan perpendiculaire (axe P_x sur la figure). En ce qui concerne les nucléons formant les fragments, ils se situent à des vitesses intermédiaires entre les deux résidus, et sont émis perpendiculairement à l'axe de propagation du quasi-projectile et de la quasi-cible. Cette émission d'IMF perpendiculairement à l'axe de propagation est à l'origine de la signature de l'émission d'IMF par une "source intermédiaire" ou émission au col [68]. Remarquons que la formation d'un col n'est pas visible dans ce modèle (voir figure 5.21 colonne de gauche 120 fm/c).

Afin de mieux appréhender le mécanisme responsable de la formation des IMF, nous avons complété l'étude de l'évolution temporelle des nucléons par une étude détaillée sur l'origine des nucléons composants les différents fragments.

Il semble en effet évident que la composition des deux résidus soit relativement pure, c'est-à-dire que le résidu du projectile est formé en majorité de nucléons du projectile et réciproquement pour la cible. Les nucléons formants les résidus appartiennent à deux distributions qui sont toujours disjointes dans l'espace des positions et des impulsions. Si cette remarque est valable aussi pour les nucléons constituant les fragments à des temps très faibles, à 40 fm/c ces mêmes nucléons semblent se mélanger dans la zone intermédiaire entre les deux résidus. L'étude de la composition des fragments finaux devrait nous éclairer sur ce point. Le modèle QMD étant un modèle à N corps, il suit donc, comme nous venons de le voir, l'évolution dans le temps des N nucléons. Il est donc possible à la fin du calcul de retrouver l'appartenance d'origine de chacun des nucléons. Les résultats sont présentés dans la figure 5.23.

Le pourcentage p_i de nucléons du projectile composant le $i^{ième}$ fragment est tracé en fonction de la vitesse (voir figure 5.23 haut) et de la masse (voir figure 5.23 bas), de ce dernier. La variable p_i est définie comme suit :

$$p_i = \frac{A_{pi}}{A_i}$$

où i désigne le fragment de masse A_i composé de A_{pi} nucléons du projectile. Nous pouvons constater que pour ce qui est des résidus, nous avons effectivement très peu de transfert massique entre les deux partenaires de la réaction. Nous relevons deux pics très marqués, l'un à la vitesse de la cible avec un pourcentage p_i proche de 0, et l'autre à la vitesse du projectile avec une valeur de p_i proche de 100. Ces deux pics correspondent effectivement aux résidus des partenaires de la réaction. En ce qui concerne les IMF, il semble qu'ils soient eux-aussi préformés car leur composition est relativement pure. Sur la figure 5.23 du haut,

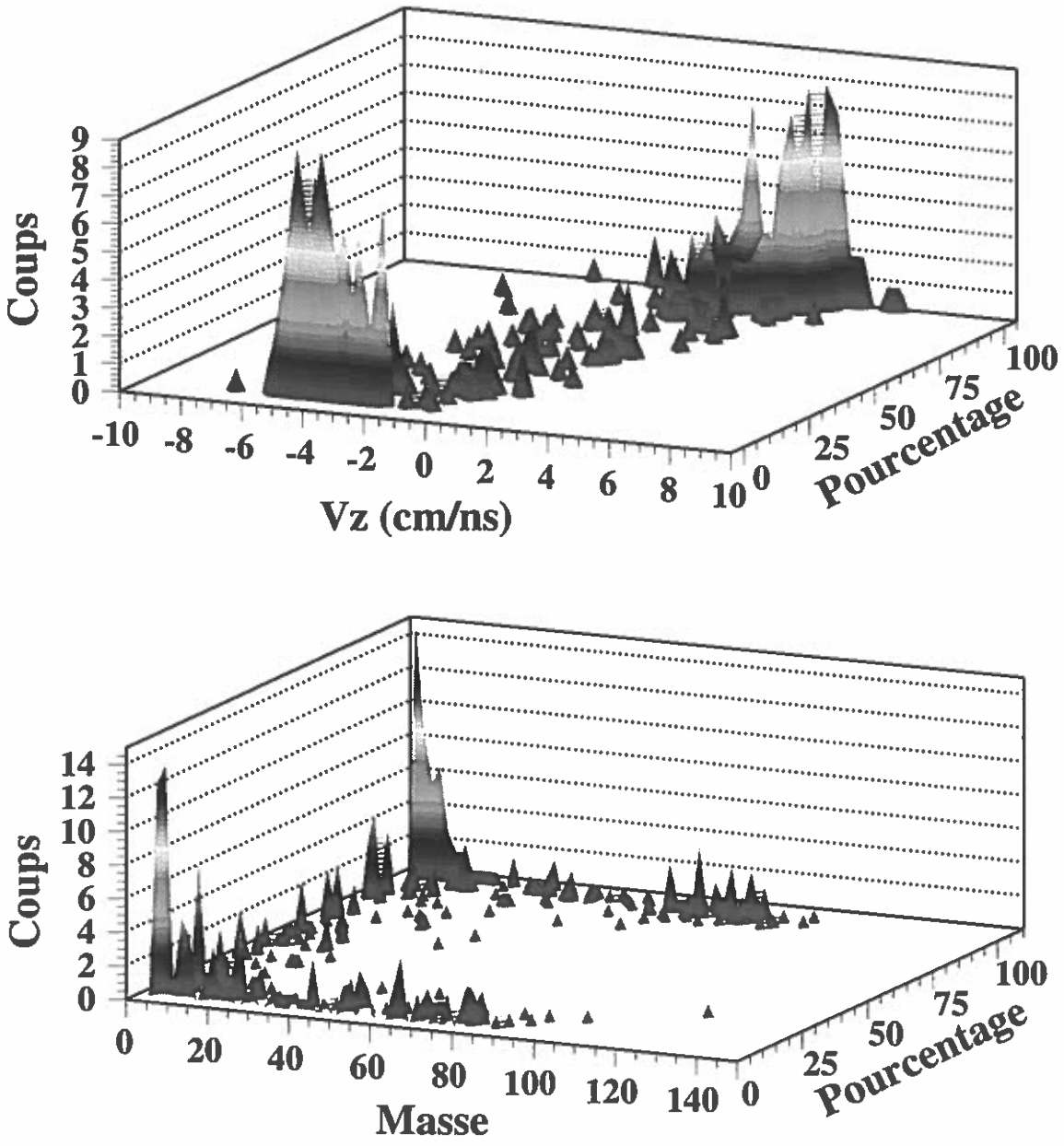

Figure 5.23: Pourcentage du nombre de nucléons du projectile dans les clusters en fonction de leur vitesse parallèle (figure du haut), ou en fonction de leur masse (figure du bas). Le paramètre d'impact est de 7 fm.

nous constatons qu'un grand nombre de fragments ayant des vitesses comprises entre la vitesse de la cible et la vitesse du centre de masse ont un pourcentage de nucléons du projectile proche de 0. Contrairement aux fragments ayant une vitesse comprise entre celle du projectile et 0, qui sont composés en grande partie de nucléons provenant du projectile. Ainsi, contrairement à ce que l'on aurait pu imaginer à priori, les nucléons ne sont pas brassés dans la zone dite participante. Ce point est confirmé par la figure 5.23 du bas sur laquelle nous pouvons distinguer quatre zones. Les résidus sont identifiables par leur masse proche de 80 et des pourcentages proches de 100 pour le projectile et 0% pour la cible. Les deux autres zones qui correspondent aux fragments de masse intermédiaire sont elles-aussi localisées autour de 0% et de 100%. Le nombre d'IMF ayant un pourcentage de nucléons du projectile proche de 50% (i.e. c'est-à-dire résultant d'un fort mélange entre les nucléons du projectile et de la cible) est très faible.

Ainsi, nous venons de démontrer que dans le cadre du modèle QMD, les résidus et les fragments sont formés très tôt et gardent une mémoire de la voie d'entrée. Nous avons vérifié au paragraphe précédent que les caractéristiques globales des événements expérimentaux sont bien reproduites. Mais nous avons observé quelques désaccords, notamment au niveau de la charge du plus gros fragment ainsi qu'au niveau des caractéristiques des particules légères. Nous sommes conscients que la méthode de clusterisation utilisée peut avoir des effets non négligeables. Par exemple, la désexcitation secondaire n'est pas prise en compte dans ce type de calcul. Pour pallier à ce problème, nous avons effectué une étude avec le code de désexcitation GEMINI. Notons que cette étude spécifique n'est entreprise que pour estimer l'énergie d'excitation résiduelle dans les fragments lourds. En aucun cas nous n'envisageons d'utiliser GEMINI pour tenir compte de la désexcitation secondaire événement par événement. Les résultats de ces calculs sont présentés dans le paragraphe suivant. Nous discutons aussi les espoirs liés à l'application de la méthode de clusterisation SACA.

5.4.2 GEMINI

Pour expliquer les désaccords observés sur la distribution en charge du résidu (voir figure 5.13) ainsi que sur les distributions en vitesse des particules légères (voir figure 5.20), nous faisons l'hypothèse que ces résidus ont été légèrement excités pendant la collision. Or, nous savons que la méthode de clusterisation utilisée (MST) ne prend pas en compte ce processus.

La désexcitation secondaire des résidus a pour effet de réduire leur charge et de corriger la distribution en vitesse des particules légères. En effet, les particules émises vont peupler la contribution coulombienne qui est sous-estimée par QMD (cf figure 5.20 1 et 2). Pour estimer la valeur de l'énergie d'excitation nécessaire, nous faisons l'hypothèse que le désaccord visible sur la distribution en charge

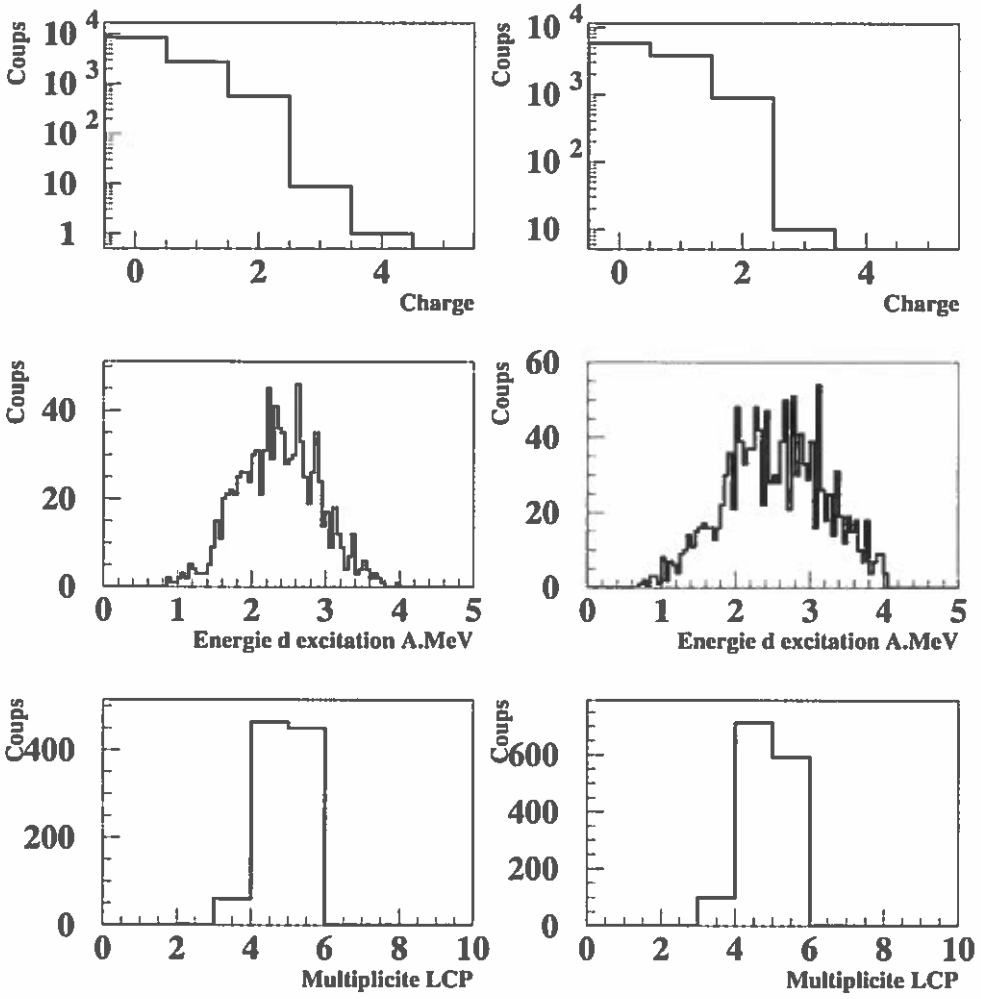

Figure 5.24: Présentation des résultats des simulations GEMINI. La distribution en charge (figures du haut), la distribution en énergie d'excitation par nucléons (figures du milieu), ainsi que la multiplicité de particules légères (figures du bas) sont présentées pour les deux zones en sphéricité considérées (zone 2 figures de gauche, zone 3 figures de droite).

des résidus est uniquement dû à la désexcitation secondaire qui n'est pas gérée par QMD. Nous réalisons donc des simulations GEMINI [26] pour les zones 2 et 3 en sphéricité. Pour chaque zone nous relevons la valeur moyenne de la distribution en charge pour la courbe expérimentale et pour la courbe simulée. Les valeurs sont présentées dans le tableau 5.1. La valeur théorique est prise comme paramètre d'entrée du code. La masse de la source est choisie comme la plus probable pour la charge considérée. La distribution en énergie d'excitation est choisie constante entre 0 et 4 A.MeV. 10000 événements sont ainsi simulés pour chacune des deux zones en sphéricité. Dans le traitement de ces événements, nous ne retenons que ceux pour lesquels la taille finale du résidu correspond à la taille mesurée expérimentalement. Nous étudions alors les caractéristiques de ces événements. Les résultats sont présentés sur la figure 5.24. La colonne de gauche correspond aux résultats des simulations pour la zone 2, celle de droite aux résultats pour la zone 3.

zone	$< Z >_{exp}$	$< Z >_{théo}$	$< \varepsilon^* >$ (A.MeV)	T (MeV)
2	32	36	2.36	4.3
3	20	24	2.55	4.5

Tableau 5.1: Tableau récapitulatif des valeurs obtenues pour les calculs GEMINI pour les deux zones en sphéricité considérées. La température est obtenue par la formule du gaz de Fermi $\varepsilon^* = aT^2$ avec a=1/8.

Les figures 5.24 (milieu) présentent les distributions en énergie d'excitation obtenue. Les valeurs moyennes sont tout à fait comparables et sont d'environ 2.5 A.MeV. Les résultats exacts sont consignés dans le tableau 5.1. Notons que ces valeurs sont en accord raisonnable avec celle obtenues par le modèle d'ablation abrasion [34]. Dans le cadre du modèle de gaz de Fermi, nous sommes juste en dessous du seuil de multifragmentation thermique, puisque la température atteinte par la source est d'environ 4.5 MeV (nous avons choisi $a = 1/8$ dans l'équation $\varepsilon^* = aT^2$) ce qui est inférieur à la valeur de 5 MeV prédite par les modèles thermodynamiques [20] ainsi qu'aux valeurs expérimentales [78].

Les figures du bas présentent la multiplicité de particules chargées émises par la source. Il est difficile de savoir si les multiplicités atteintes permettent réellement de corriger les distributions en vitesse parallèle des particules légères (voir figure 5.20), car comme nous l'avons mentionné deux effets sont responsables du désaccord :

- le premier est effectivement la mauvaise prise en compte de la désexcitation secondaire dans le modèle QMD ;
- le deuxième est dû au mauvais rapport entre la production de charge 1 et 2.

Ces simulations tentent de corriger le désaccord dû au premier point, mais ne peuvent pas améliorer l'accord concernant le deuxième point qui est intrinsèque au modèle utilisé dans notre étude.

Les premières figures présentent la distribution en charge des particules émises. Les neutrons sont bien évidemment émis préférentiellement. Mais nous pouvons constater que quelques IMF légers (Z=3-4) sont émis. Cela va dans le sens de corriger le très léger écart observé sur les distributions en charge des IMF (voir figure 5.15), pour les fragments légers.

Ainsi, nous venons de démontrer que l'énergie d'excitation qu'il faut introduire dans les fragments n'est pas très élevée, de l'ordre de 2.5 A.MeV. Si nous n'avons pas mené le même type d'analyse sur les IMF, c'est en raison du très bon accord observé entre les données expérimentales et les simulations. Il n'est pas nécessaire de supposer que les fragments soient excités pour obtenir la bonne distribution en charge, de plus ces derniers calculs montrent que les faibles différences observées sur les distributions de multiplicité peuvent être en partie corrigées par l'émission de quelques IMF (par les résidus). Ce point est confirmé par les figures 5.25 présentant les distributions en charges simulées comparées aux distributions expérimentales.

Ces figures résument les différents résultats obtenus relatifs à la charge des particules. Nous retrouvons le désaccord dû à la surproduction de particules de charges égales à 1 par rapport aux particules de charges égales à 2, ainsi que celui concernant les résidus. Par contre, nous remarquons l'excellent accord pour les fragments de masse intermédiaire. Le modèle QMD reproduit remarquablement la distribution en charge pour des Z compris entre 5 et 25 en moyenne sur les trois zones. C'est ce qui nous permet d'affirmer que l'énergie d'excitation des fragments doit être très faible.

Ce point est aussi confirmé par les récentes analyses menées avec des événements utilisant la méthode de clusterisation SACA. Récemment des améliorations ont été apportées permettant ainsi de réduire considérablement les temps de calcul nécessaires pour utiliser cette méthode [4]. Les premières analyses réalisées sur un échantillon d'événements correspondant à des paramètres d'impact inférieurs à 5fm, montrent que l'accord sur la charge du plus gros fragment est obtenu, ce qui n'est pas le cas avec la méthode MST[10]. De plus, il est intéressant de noter que les résultats obtenus pour les IMF, notamment leur multiplicité et leur taille, ne sont que très peu modifiés par l'utilisation de cette nouvelle technique de clusterisation. Or, la méthode SACA permet de simuler, très tôt dans la réaction, l'effet de la désexcitation secondaire car comme nous l'avons déjà mentionné, cette technique prend en compte l'impulsion relative des nucléons. Si un nucléon possède une impulsion totalement différente de celles des autres nucléons qui composent

[10]Rappelons que l'emploi de la méthode SACA a permis d'obtenir un bon accord entre les simulations QMD et l'expérience Au+Au à 600 A.MeV [13, 46].

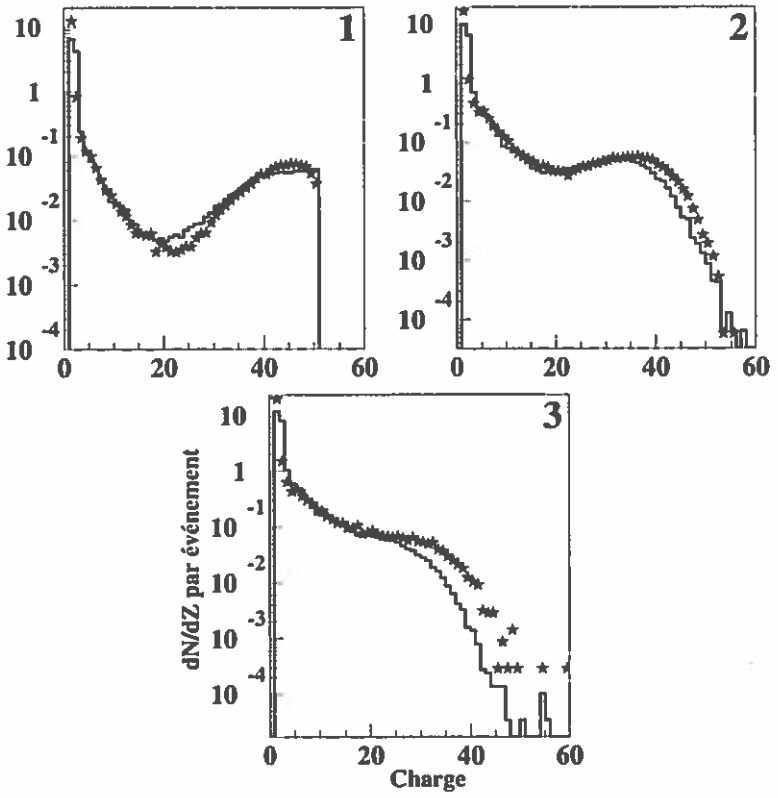

Figure 5.25: Distribution en charge des événements expérimentaux (trait plein) et des simulations (étoiles) pour les trois tranches en sphéricité (tranche 1 s=[0,0.05[, tranche 2 s=[0.05,0.2[et tranche 3 s=[0.2,0.3[).

le cluster considéré, alors ce nucléon n'est pas retenu même si la distance relative entre ce nucléon et ses plus proches voisins est inférieure aux 3fm requis par la méthode MST.

Par conséquent, si les caractéristiques des IMF reconstruits par la méthode SACA ne sont que très peu modifiées par rapport à celles déterminées par la méthode MST, c'est la preuve que les IMF sont produits avec très peu d'énergie d'excitation, voire froids.

De récentes analyses en corrélation ont montré que pour les collisions menant à une source unique dans le système Xe+Sn à 50 A.MeV, les IMF ont une énergie d'excitation de 3 A.MeV en moyenne [66].

5.5 Conclusion

En conclusion de ce chapitre, nous pouvons premièrement remarquer la qualité des résultats obtenus. Le modèle QMD reproduit les données expérimentales sur

une large gamme en paramètre d'impact. Les variables statiques (distributions en charge, multiplicités...) ainsi que les variables cinétiques (vitesses, énergies, corrélations...) sont en accord avec les distributions mesurées expérimentalement. Nous avons pu étudier en détail le mécanisme responsable de la formation des fragments. Dans le cadre de cette étude basée sur les comparaisons avec le modèle QMD, nous pouvons conclure que les fragments sont émis très tôt dans la réaction. Nous avons remarqué, qu'il n'existe pas de zone chaude de type boule de feu, bien que le mécanisme de réaction soit proche d'un mécanisme de type participant-spectateur, mais dans la zone dite participante il n'y a pas d'échange de nucléons. Les fragments sont pré-formés et conservent la mémoire des corrélations initiales. De plus, nous avons pu vérifier qu'ils sont émis froids. Seuls les résidus possèdent une énergie d'excitation que nous avons estimée à l'aide des simulations GEMINI. Cette énergie est relativement faible, de l'ordre de 2.5 A.MeV, ce qui est inférieur au seuil de multifragmentation. La dynamique joue donc un rôle prépondérant dans le processus de formation des fragments dans les collisions périphériques et semi-périphériques aux énergies intermédiaires. La qualité des résultats obtenus nous permet de poursuivre notre étude en réalisant les analyses dites "à la Moretto" qui selon les auteurs permettent de discriminer un processus thermique d'un processus hors-équilibre. Cette analyse est présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 6

ANALYSES A LA "MORETTO"

6.1 Le contexte

Ces dernières années, des analyses globales [70, 69, 97] ont été menées sur la population des fragments émis lors d'une collision nucléaire aux énergies intermédaires. Ceci présente l'avantage d'avoir une vue générale de la multifragmentation sur l'ensemble des paramètres d'impacts ou plus directement en fonction de l'énergie déposée (ou de la température) du système dans son ensemble.

Ces analyses sont basées sur l'indépendance de l'émission des fragments les uns par rapport aux autres (cassure binaire séquentielle), on peut définir une probabilité élémentaire p d'émission d'un fragment. Si l'on suppose une émission binaire d'origine thermique, la probabilité p d'émission du fragment considéré peut être approximée par la relation suivante :

$$p = \frac{\Gamma}{\hbar\omega_0} = e^{-B/T} \tag{6.1}$$

où Γ est la largeur, ω_0 la fréquence associée à cette émission particulière et T la température du système.

Tout naturellement, la probabilité d'émettre n fragments se réduit dans ce cas, à une loi binômiale : (6.2).

$$P_n^m(p) = \frac{m!}{n!(m-n)!} p^n (1-p)^{(m-n)} \tag{6.2}$$

où n est la multiplicité de fragments et m le nombre d'essais réalisés par le système pour émettre les n fragments.

Des constatations très anciennes (1889, loi d'Arrhénius [7]) montrent que si $ln(1/p)$ varie linéairement en fonction de $1/T$ (où T est la température du système), alors ce dernier est régi par les lois de la thermodynamique.

Dans le cas de la physique nucléaire, la température n'est pas une grandeur mesurable expérimentalement. Nous devons donc tracer la loi d'Arrhénius en fonction d'une variable que l'on suppose corrélée à la température. Dans les références [70, 97], il est supposé que l'énergie transverse est corrélée à l'énergie d'excitation. En se plaçant dans le cadre du modèle de gaz de Fermi, la température est corrélée à l'énergie d'excitation par l'intermédiaire de la relation n° 6.3.

$$\left.\begin{array}{lll} \varepsilon^* & \propto & T^2 \quad \text{(modèle de Fermi)} \\ E_t & \propto & E^* \end{array}\right\} \Longrightarrow \sqrt{(E_t)} \propto T \tag{6.3}$$

Il s'agit ici de l'énergie transverse totale calculée à partir des particules légères et des fragments ($E_{trans} = \sum_i E_i * \cos\theta_i$, où E_i est l'énergie de la particule, et θ_i son angle polaire).

Cette analyse a été menée sur différents systèmes [70, 97, 100] et la linéarité entre $ln(1/p)$ et $1/\sqrt{(E_t)}$ a été vérifiée, ce qui permet à certains des auteurs

[70, 97] de conclure à une origine thermodynamique de la multifragmentation. De nombreuses réserves peuvent être émises concernant l'interprétation des résultats obtenus :

- Premièrement, il est maintenant admis qu'aux énergies intermédiaires, le système présente principalement une voie de sortie binaire [67, 76]. C'est-à-dire que dans une vision thermodynamique de la multifragmentation, le nombre de sources à considérer est de deux (au minimum). Si l'on veut mener à bien cette étude, il faut soit séparer les différentes sources d'émission et les traiter indépendamment, soit faire l'hypothèse d'une équipartition de l'énergie d'excitation par nucléon entre les différentes sources, c'est-à-dire supposer que l'événement est thermalisé. Nous avons montré au chapitre III que la déconvolution des différentes contributions associées aux différentes sources d'émission de fragments est un exercice difficile. Il est donc sous-entendu qu'il existe bien une même température dans les deux (ou plus) sources de multifragmentation. Cette hypothèse est discutable à la lumière des résultats de récentes analyses, dont celle exposée au chapitre précédent, pour lesquelles l'émission de fragments est d'origine dynamique [91, 93].
- La seconde critique faite à ces analyses porte sur le choix de la variable de tri des événements : l'énergie transverse. De nombreuses auteurs [96, 100] soupçonnent une autocorrélation entre l'énergie transverse et la probabilité d'émettre un fragment p. Pour Töke et all. [94], les valeurs de p et m extraites seraient erronées en raison du mélange d'événements qui s'opère lors du passage de l'énergie d'excitation à la variable énergie transverse. En effet, la corrélation n'est vraie qu'en moyenne ; des événements ayant des énergies d'excitation différentes peuvent être comptabilisés dans la même tranche en énergie transverse. De plus, une remarque peut être faite quant au choix de l'énergie transverse comme variable de mesure de la température. Si l'on se place dans le cadre d'une source unique thermalisée, il est clair que l'énergie transverse, qui est invariante par transformation galiléenne, vaut 2/3 de l'énergie d'excitation. Mais qu'en est-il pour les événements considérés qui sont, pour la plupart, de type binaire ?

Des analyses plus fines ont été réalisées en extrayant la probabilité p élémentaire fragment par fragment, qui doit obéir à une distribution de Poisson[71, 12] si la loi binômiale est justifiée, et conduisent leurs auteurs à rejeter les différentes critiques faites au second point.

Dans le cadre spécifique du système Xe+Sn à 50 A.MeV, nous avons déjà mentionné que la linéarité entre $ln(1/p)$ et $1/\sqrt{(E_t)}$ a été vérifiée expérimentalement [100]. Comment peut-on alors concilier la vision très dynamique de la multifragmentation observée dans les collisions binaires avec l'obtention de la loi d'Arrhénius ?

Pour tenter de répondre à cette question nous avons décidé de mener cette analyse avec nos événements QMD. Il est bien entendu, qu'a priori, il n'y a aucune raison pour que cette loi soit vérifiée, étant donné que dans ce modèle, les fragments ne sont pas émis par un système en équilibre thermique. Avant de présenter les résultats obtenus, il est nécessaire d'exposer la méthode utilisée.

6.2 La méthode expérimentale

Nous avons déjà mentionné au paragraphe précédent que cette étude est basée sur la linéarité du $ln(1/p)$ en fonction de $1/T$ (6.1) (donc dans notre cas de $1/\sqrt{(E_t)}$, voir équation 6.3), ainsi que sur la valeur constante du paramètre m. Nous devons donc déterminer ces deux paramètres p et m en fonction de l'énergie transverse. Les événements sont classés en fonction de leur valeur en E_t, et pour chaque intervalle nous déterminons les valeurs de p et de m à partir de la distribution en multiplicité de fragments et des relations suivantes (qui se déduisent de la loi binômiale) :

$$p = 1 - \frac{\sigma^2}{< n >} \tag{6.4}$$

$$m = \frac{< n >}{p} \tag{6.5}$$

avec $< n >$ la multiplicité moyenne de fragment et σ la variance de la distribution de multiplicité.

Il est bon de rappeler ici la définition d'un IMF utilisée dans toutes ces analyses : il s'agit d'une particule chargée de charge comprise entre 3 et 20. La borne inférieure traduit le fait que les charges 1 et 2 sont facilement émises par un noyau faiblement excité, elles ne peuvent donc pas être considérées comme une signature de la multifragmentation. La borne supérieure s'explique dans le cadre de la fission. Elle signifie que les fragments de fission ne doivent pas être considérés comme des fragments issus d'un processus de multifragmentation. De même, les résidus des sources d'émission ne doivent pas être retenus dans la distribution en multiplicité. Nous voyons que cela pose de nouveau le problème de la définition du nombre de sources. Puisque le système présente une voie de sortie binaire, il est admis que nous avons deux sources d'émission de fragments. Nous devons donc préter une attention particulière aux deux résidus présents dans les événements. Pour le système étudié (Xe+Sn 50 A.MeV), la limite supérieure dans la définition des IMF permet généralement de rejeter le résidu du projectile, mais pour les collisions les plus dissipatives, le résidu peut avoir une taille inférieure à 20 et être retenu. Nous devons donc apporter un soin particulier à l'identification du résidu du projectile. Les sélections utilisées facilitent cette opération. En effet, la condition sur l'impulsion détectée ($P > 60\% P_{initiale}$) imposée à nos événements permet

de ne retenir que ceux pour lesquels le résidu du QP est détecté. Si la taille du plus gros fragment est inférieure à 20, un fragment est soustrait de la distribution de multiplicité. En ce qui concerne le résidu de la cible, nous faisons l'hypothèse qu'il n'est pas détecté en raison des seuils d'identification du détecteur. La figure 3.3 montre que cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée et nous reviendrons plus tard sur ce point particulier. Dans le cadre des analyses menées par Moretto et collaborateur [70] ainsi que par Tso et collaborateur [97], avec le détecteur Miniball [88], il est supposé que les deux résidus (QP et QC) ne sont pas détectés par le dispositif expérimental en raison de ses seuils élevés et de sa faible couverture angulaire à l'avant. Tous les fragments dont la charge est comprise entre 3 et 20 sont pris en compte. En ce qui concerne l'analyse menée avec les simulations de QMD, nous avons choisi de ne pas mettre de borne supérieure sur la définition des IMFs. Nous savons que :

1. dans le système Xe+Sn les événements de fission du projectile sont des événements rares du fait de la charge relativement faible du Xénon ;
2. le mécanisme de fission n'est pas pris en compte dans les calculs QMD.

C'est pour ces deux raisons que nous avons décidé de ne pas limiter à 20 la taille des IMFs. Il est bien entendu que dans ce formalisme, nous devons pour chaque événement enlever le résidu du quasi-projectile qui, grâce à notre sélection des événements, est toujours présent. Lorsque nous filtrerons les simulations QMD par l'efficacité d'INDRA, la même hypothèse sera faite concernant la cible c'est-à-dire la non-détection de cette dernière.

6.3 Les résultats

La figure 6.1 présente les résultats obtenus par Wieloch et collaborateur [100] pour le système Xe+Sn à 50 A.MeV. Nous observons bien la linéarité de $ln(1/p)$ ainsi que l'indépendence de m en fonction de $1/\sqrt{(E_t)}$.

Nous avons donc entrepris la même analyse avec les données QMD. Dans une première étape, nous avons filtré les événements simulés ; nous nous plaçons ainsi dans les conditions expérimentales. Les résultats sont présentés dans la figure 6.3[1]. La loi d'Arrhenius, c'est-à-dire la dépendence linéaire de $ln(1/p)$ ainsi que l'indépendance de m en fonction de $1/\sqrt{(E_t)}$ est présente. Nous observons une déviation par rapport à la tendance générale pour les points extrêmes. Il s'avère que pour les faibles valeurs en énergie transverse (i.e. grandes valeurs de $1/\sqrt{(E_t)}$), la valeur moyenne et surtout la variance de la distribution en multiplicité de fragments est difficile à extraire, car cette distribution est très piquée à 0, et donc

[1]Pour faciliter les comparaisons entre les différentes figures, nous avons toujours utilisé les mêmes échelles que celles utilisées dans la référence [100]

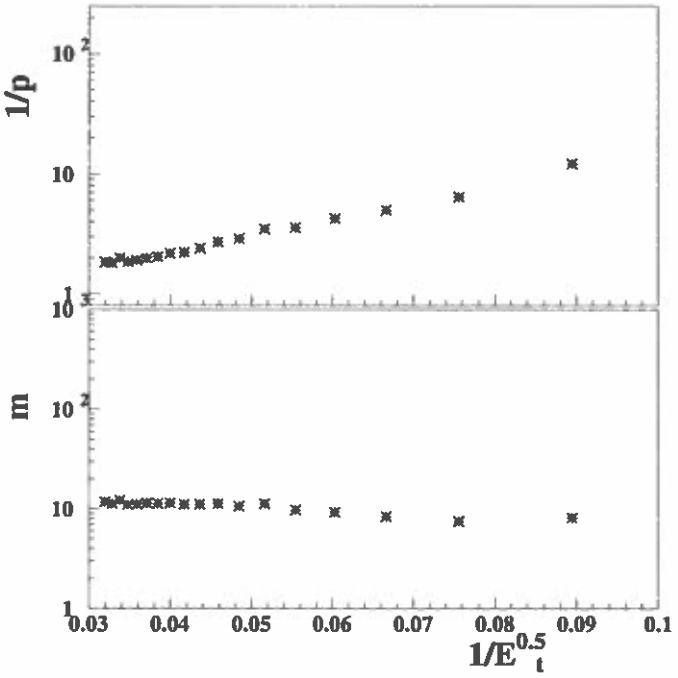

Figure 6.1: Plot d'Arrhénius pour le système Xe+Sn à 50 A.MeV. La figure du haut présente la variation du $ln(1/p)$ en fonction de $1/\sqrt{E_t}$, celle du bas l'évolution de m.

asymétrique. Concernant les grandes valeurs en énergie tranverse (i.e. les faibles valeurs de $1/\sqrt{(E_t)}$), la statistique n'est pas suffisante pour à nouveau définir proprement une valeur moyenne et une variance. Cette remarque est illustrée par la figure 6.2. La partie 1 correspond à la distribution de multiplicité d'IMF pour des faibles énergies transverses, la partie 2 pour une tranche en énergie transverse moyenne et la partie 3 est caractéristique des distributions obtenues pour les hautes valeurs de E_{trans}.

Les trois premiers points ainsi que le dernier ne sont donc pas significatifs. La ligne continue reflète le résultat d'un ajustement linéaire des événements simulés. La comparaison entre l'analyse des données expérimentales et celles des simulations n'est pas immédiate car, comme nous l'avons observé au chapitre 5, la distribution expérimentale de l'énergie tranverse expérimentale n'est pas reproduite par QMD [2]. Il ne faut donc pas comparer les valeurs des pentes obtenues,

[2]Au chapitre 5, il s'agissait de la distribution en énergie transverse des particules légères, or ici il s'agit de l'énergie transverse totale. Mais nous avons vérifié que nous avions la même tendance, l'écart entre les deux distributions étant dû à la non-reproduction de la multiplicité

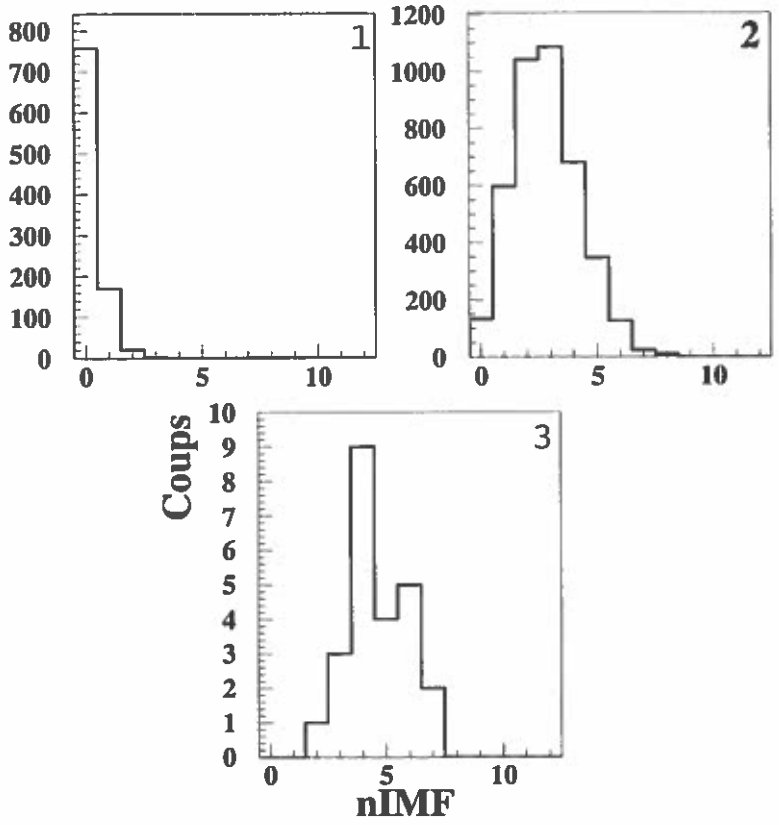

Figure 6.2: Ces trois figures sont caractéristiques des distributions en multiplicité d'IMF des événements simulés filtrés obtenues pour trois régions en énergie transverse différentes. La courbe 1 correspond aux plus basses énergies transverses, la deuxième a des énergies transverses moyennes et la troisième au plus hautes tranches en E_{trans}.

mais remarquer que nous obtenons une loi linéaire.

La figure 6.4 représente les distributions de probabilité d'émission de n IMF en fonction de l'énergie transverse. Nous avons ajusté ces courbes grâce aux distributions binômiales associées, en utilisant les valeurs de p et de m extraites de la figure 6.3. Nous constatons que l'accord est raisonnable compte tenu du faible nombre d'événements dont nous disposons pour réaliser cette étude.

La loi d'Arrhénius est donc observée dans le cadre d'un modèle dynamique. Nous devons alors nous poser la question suivante : Quel effet permet de vérifier une loi liée à la thermodynamique d'un système (équilibre thermique), dans le cadre d'un modèle hors équilibre? Afin de répondre à cette question, nous décidons de poursuivre cette analyse sans filtrer les événements, dans le but de

d'alphas par QMD.

ne pas introduire de biais dus à la résolution de notre détecteur (i.e. filtre).

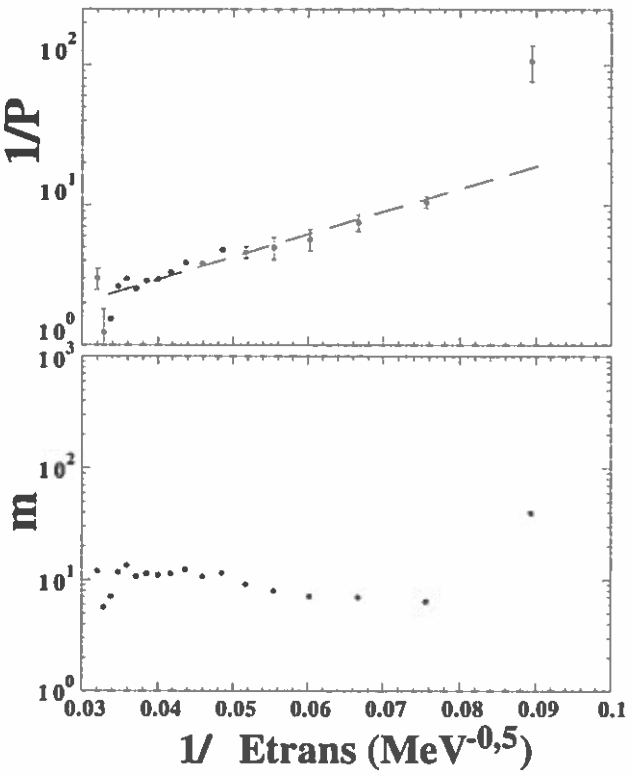

Figure 6.3: Arrhenius QMD filtré par le logiciel permettant de reproduire les seuils expérimentaux. La ligne pointillée est un ajustement linéaire.

Nous devons donc adapter un peu notre analyse en ce qui concerne l'exclusion des résidus. En effet, dans le cas précédent, nous avions tenu compte de la détection du résidu du projectile et supposé l'absence du résidu de la cible. Dans le cas où nous ne filtrons plus les événements, cette dernière hypothèse n'est plus vérifiée. Le résidu du projectile et de celui de la cible doivent donc faire l'objet d'un traitement particulier. Ainsi, pour chaque événement, le plus gros fragment se propageant avec une vitesse positive et celui se propageant avec une vitesse négative dans le centre de masse ne seront pas inclus dans la distribution en multiplicité de fragments[3]. A priori nous sommes donc ramenés au cas précédent avec pour seule différence une détection de 100% des particules émises [4]. Les résultats

[3]La définition des IMF est la même que dans l'analyse filtrée, c'est-à-dire Z>3.

[4]Il est généralement admis que le détecteur a en moyenne une réponse stable en ce qui concerne les particules légères et les fragments. La probabilité observée n'est donc qu'une pro-

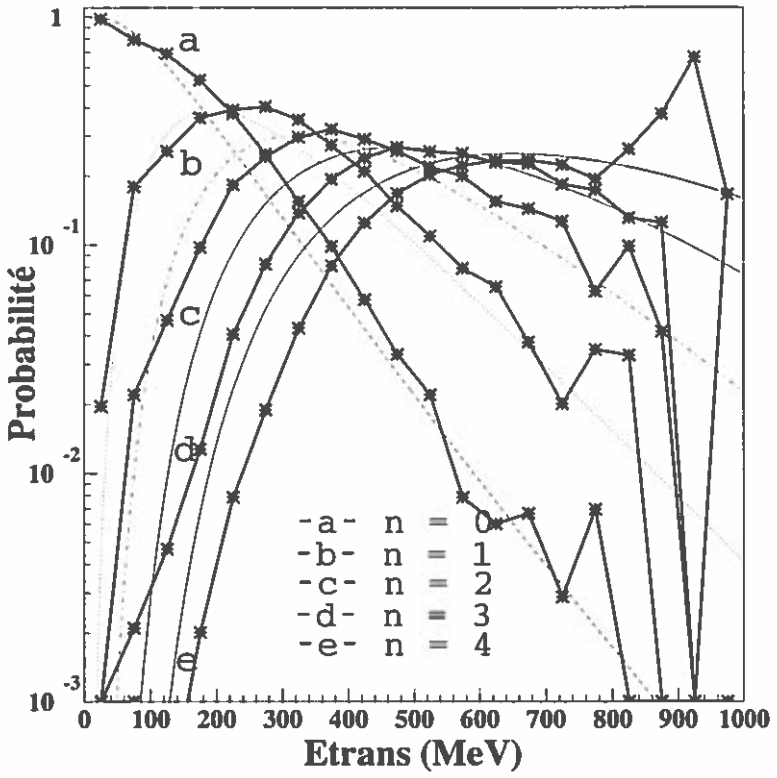

Figure 6.4: Distribution de probabilité démission de n IMF en fonction de l'énergie transverse. Les courbes obtenues à partir des simulations filtrées sont en étoiles. Les différentes lignes représentent les distributions binômiales associées calculées à partir de la formule 6.2. Les paramètres p et m sont déterminés par un ajustement linéaire des courbes présentées sur la figure 6.3.

sont présentés figure 6.5. Les trois premiers points ainsi que le dernier ne doivent pas être pris en compte pour les mêmes raisons que précédemment.

Il apparaît que cette fois-ci nous ne trouvons pas la loi d'Arrhenius. Bien que pour les grandes valeurs en énergie transverse (i.e. faibles valeurs de $1/\sqrt{(E_t)}$) les résultats semblent comparables à ceux de la figure 6.3 : une déviation à la loi linéaire du logarithme de $1/p$ en fonction de $1/\sqrt{(E_t)}$ est visible pour une gamme en $1/\sqrt{(E_t)}$ comprise entre 0.035 et 0.05 $\text{MeV}^{-1/2}$ (soit une plage en énergie transverse comprise entre 400 et 800 MeV). Cela correspond aux réactions semi-centrales et centrales [5]. Ainsi, nous avons une déviation pour les plus hautes

babilité apparente qui doit être corrigée de l'efficacité de détection. Ainsi les paramètres p et m extraits de l'analyse avec les simulations non filtrées seront différents de ceux obtenus dans le cas filtré, mais la linéarité de p et l'indépendance de m devraient être toujours présentes.

[5] Précisons que le calcul n'étant pas filtré, ces valeurs sont données à titre d'ordre de grandeur, et non de valeurs absolues.

valeurs, de l'énergie transverse, pour les événements les plus périphériques (i.e. les valeurs d'énergie transverse inférieures à 400 MeV) : les résultats obtenus avec ou sans filtre sont tout à fait comparables. Nous pouvons donc soupçonner que dans cette analyse des événements non filtrés, nous avons négligé un effet dû au détecteur pour les événements semi-périphériques et centraux.

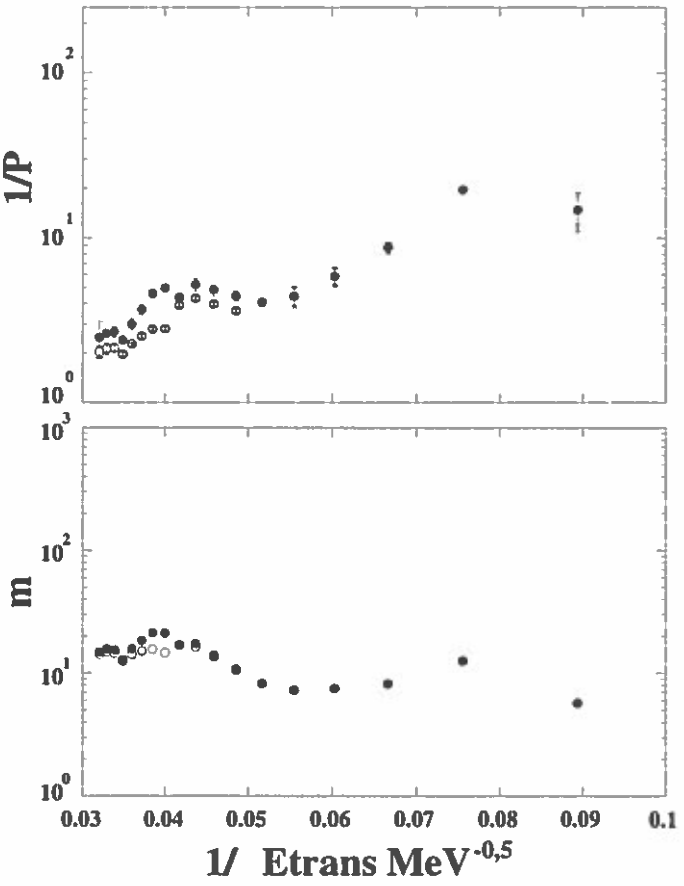

Figure 6.5: Plot d'Arrhenius pour les événements QMD non-filtré (courbe en cercles pleins). Plot d'Arrhenius pour les événements QMD filtrés en tenant compte des prescriptions résumées dans le tableau 6.1 (cercles ouverts)

Si l'on détaille les différences entre l'analyse des simulations filtrées et non filtrées, nous voyons que :

1. nous avons utilisé la même définition des IMF : $Z \geq 3$;
2. nous avons dans les deux cas retiré le résidu du projectile de notre distribution en multiplicité d'IMFs ;

3. par contre, dans le cas de l'analyse filtrée, la cible est supposée non-détectée par INDRA et dans le cas non-filtré le résidu est effectivement retiré de la distribution.

Si l'on suppose que l'efficacité d'INDRA est constante pour la détection des fragments de masse intermédiaire, la seule différence entre ces deux analyses provient alors de la supposition faite sur la non-détection de la cible par le détecteur dans le cas des analyses filtrées. Il est clair d'après la figure 3.3 (qui montre la corrélation entre la taille du plus gros fragment en fonction de sa vitesse) que cette hypothèse n'est pas totalement vérifiée, ce n'est qu'une approximation qui peut avoir des conséquences non négligeables sur les résultats obtenus. Pour simuler l'effet de cette hypothèse (i.e. la non détection de la cible), nous avons essayé de reproduire le filtre expérimental "à la main" pour contrôler l'identification de la cible et son influence sur les résultats obtenus.

Il est évident que, pour les collisions périphériques, la cible n'est pas détectée en raison de sa taille et de sa faible énergie de recul qui lui interdisent de franchir les seuils d'identification. La figure 3.3 présente effectivement cette effet. Nous constatons que des résidus lourds ayant une vitesse proche de celle de la cible ne sont pas détectés par INDRA. Pour les collisions les plus frontales, l'énergie cinétique du résidu de la cible doit lui permettre de franchir ces seuils. Nous pouvons vérifier cette hypothèse sur la figure 3.3 où il apparaît clairement que la détection de fragment de masse intermédiaire à la vitesse de la cible n'est pas négligeable. Rappelons que les événements bien détectés, c'est-à-dire complets en charge et en impulsion représentent environ 12% des événements enregistrés pendant l'expérience, soit 30% des événements retenus dans ces analyses. Pour ces événements dit "complets", les résidus du projectile et de la cible sont détectés avec généralement une charge inférieure à 20 [64]. Or dans les analyses précédentes, nous avons toujours négligé la détection de la cible.

Nous pouvons maintenant supposer qu'il existe une région intermédiaire en énergie transverse, pour laquelle la cible a une certaine probabilité d'être détectée et d'avoir une charge inférieure à 20 lui permettant ainsi d'être comptabilisée comme un IMF (dans l'analyse expérimentale. Cette région est difficile à définir avec précision car elle dépend à la fois du mécanisme de production des fragments (énergie et taille des fragments), mais aussi des caractéristiques du détecteur. En résumé, pour reproduire l'effet du filtre et les hypothèses faites dans cette analyse, nous devrions appliquer les prescriptions suivantes sur la multiplicité de fragments considérés comme issus de la multifragmentation :

- pour les grands paramètres d'impacts, on peut effectivement définir la multiplicité d'IMF retenus comme : $N_{IMF} = N_{fragment} - 2$ (-1 pour le residu du projectile qui est rejetée et -1 pour le résidu de la cible qui n'est pas détecté) ;

- pour la région intermédiaire, $N_{IMF} = N_{fragment} - [1,2]$ (-1 pour le résidu du projectile, -0 pour la cible si elle est détectée avec une charge inférieure à 20 et -1 si elle n'est pas détectée, ou détectée avec une charge supérieure à 20) ;
- pour les collisions frontales, $N_{IMF} = N_{fragment} - 1$ (-1 pour le résidu du projectile et -0 pour la cible dont la détection n'est pas prise en compte).

Les analyses menées avec QMD montrent qu'il existe une forte corrélation entre l'énergie transverse et le paramètre d'impact (voir figure 6.6), on peut donc transposer ces prescriptions en fonction de l'énergie transverse (voir tableau 6.1).

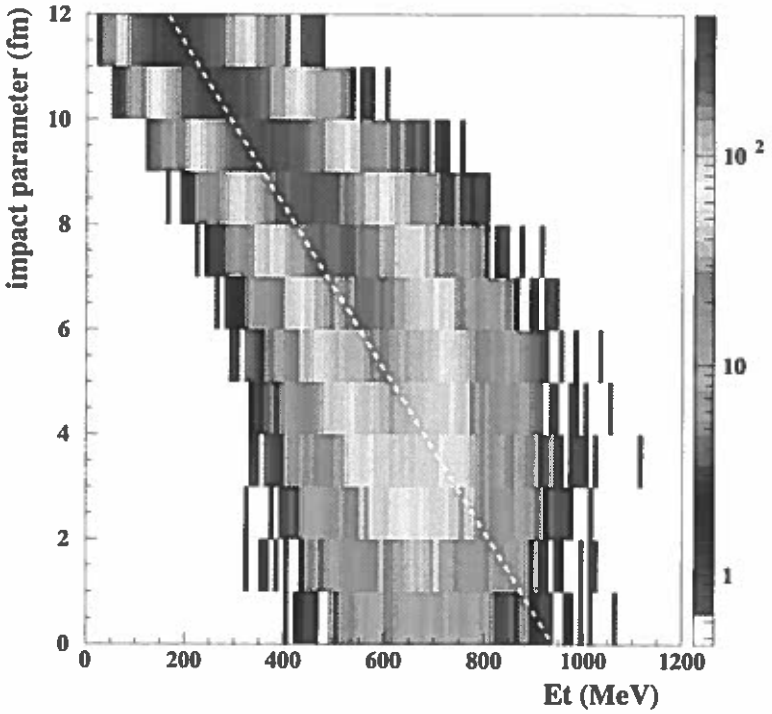

Figure 6.6: Carte bidimensionnelle représentant l'évolution de l'énergie transverse en fonction du paramètre d'impact pour les événements non filtrés. La paramétrisation choisie est symbolisée par la courbe en pointillés

Les bornes en énergie transverse de la zone intermédiaire ont été déterminées de façon à avoir effectivement une région intermédiaire en paramètre d'impact. Pour simuler l'effet du filtre dans cette région, nous avons effectué un tirage aléatoire entre [-2 ;-1] sur une distribution triangulaire dans le but de pondérer l'effet de la détection de la cible en fonction du paramètre d'impact considéré.

Les résultats sont présentés dans la figure 6.5 (cercles ouverts). Nous constatons que la déviation à la loi d'Arrhénius présente dans la figure 6.5 (cercles pleins) a pratiquement disparu. Nous retrouvons une évolution pratiquement linéaire

E_t (MeV)	≤ 400	400 600	$600 \leq$
b (fm)	12 7.5	7.5 4.5	$4.5 \geq$
$N_{IMF} =$	$N_{fragment} - 2$	$N_{fragment} - [1;2]$	$N_{fragment} - 1$

Tableau 6.1: Ce tableau résume les différentes prescriptions faites, pour notre analyse avec les simulations filtrées "à la main", en fonction de l'énergie transverse et du paramètre d'impact.

pour $ln(1/p)$ et une valeur constante pour m en fonction de $1/\sqrt{(E_t)}$. Il est bien entendu que les résultats obtenus ne sont pas parfaits en raison de la simplicité de nos prescriptions. En effet, même si pour les valeurs extrêmes en paramètres d'impact l'effet du filtre semblent globalement avoir été bien pris en compte, dans la zone intermédiaire notre distribution triangulaire nous permettant de passer de la non détection à la détection de la cible est trop élémentaire. Nous n'avons pas tenté d'affiner cette fonction car comme nous l'avons dit précédement, elle dépend (comme les bornes de la région où elle s'applique) du mécanisme de réaction et des caractéristiques du détecteur. Néanmoins, cette étude montre l'influence non négligeable d'une mauvaise prise en compte des effets de filtre pour l'obtention de la loi d'Arrhenius. Des analyses parallèles à la nôtre menées avec le code thermodynamique MMMC concluent elles-aussi à une forte corrélation entre le dispositif expérimental et la linéarité du $ln(1/p)$ en fonction de $1/\sqrt{(E_t)}$ [22]. Dans cet article les auteurs démontrent que sans l'utilisation du filtre expérimental Miniball, ils ne peuvent obtenir la loi d'Arrhénius même dans le cadre d'un modèle thermodynamique à l'équilibre.

Comme nous l'avons mentionné auparavant, l'énergie transverse est fortement corrélée au paramètre d'impact. Nous pouvons donc tracer la loi d'Arrhénius en fonction de ce dernier. Les résultats sont présentés dans la figure 6.7. Ils ont été obtenus en réalisant l'analyse avec les prescriptions détaillées dans le tableau 6.1. Nous remarquons qu'une nouvelle fois nous obtenons la loi d'Arrhénius.

6.4 Analyse en loi de Poisson

Pour répondre aux critiques faites sur l'interprétation des analyses en loi binômiale [94, 96, 100], Moretto et collaborateurs [12, 71] ont mené une analyse en loi de Poisson. L'un des problèmes de l'analyse précédente est de ne pas faire de distinction entre les différentes charges considérées. Il est donc difficile dans ce cadre d'interpréter les variables m et p. Une analyse charge par charge permet de lever cette ambiguïté. Lorsque la probabilité p d'émettre un fragment de charge Z tend vers 0, la variance σ^2 tend vers 1, ce qui est la limite de Poisson de l'équation binômiale. Ainsi la probabilité d'émettre n fragments de charge Z

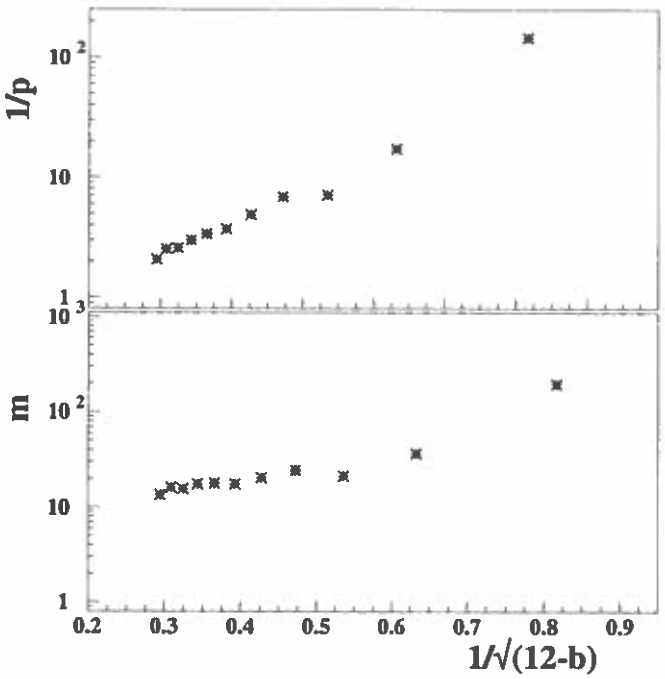

Figure 6.7: Plot d'Arrhenius pour les événements QMD filtrés en tenant compte des prescriptions résumées dans le tableau 6.1, en fonction d'une variable liée au paramètre d'impact $(1/\sqrt{12-b})$. *Cette variable est déterminée à partir de la variable* $1/\sqrt{E_t}$ *et de la courbe en pointillés de la figure 6.6.*

dans un événement est-elle donnée par une loi de Poisson (6.6).

$$P_n(Z) = \frac{< n >^n e^{-<n>}}{n!} \tag{6.6}$$

Le diagramme d' d'Arrhénius est alors tracé en utilisant la variable $< n >= mp$ au lieu de la variable p car le paramètre m est absent de la loi de Poisson.

Nous avons décidé de faire cette même analyse avec nos simulations QMD. Les événements sont filtrés par l'acceptance du détecteur. Pour des raisons de statistique, nous nous limitons à une analyse sur les charges comprises entre 3 et 10. Il est intéressant de noter que le filtre n'a que peu d'influence sur les résultats obtenus. En effet, la mauvaise prise en compte des effets de filtre, précédemment exposés, influence surtout la multiplicité de fragments plus lourds que ceux considérés dans cette nouvelle analyse. La figure 6.8 montre l'évolution de la variable σ^2/n en fonction de l'énergie transverse. Nous remarquons que cette variable est égale à 1 quelle que soit la charge considérée. Nous sommes donc bien dans le cadre d'une loi de Poisson.

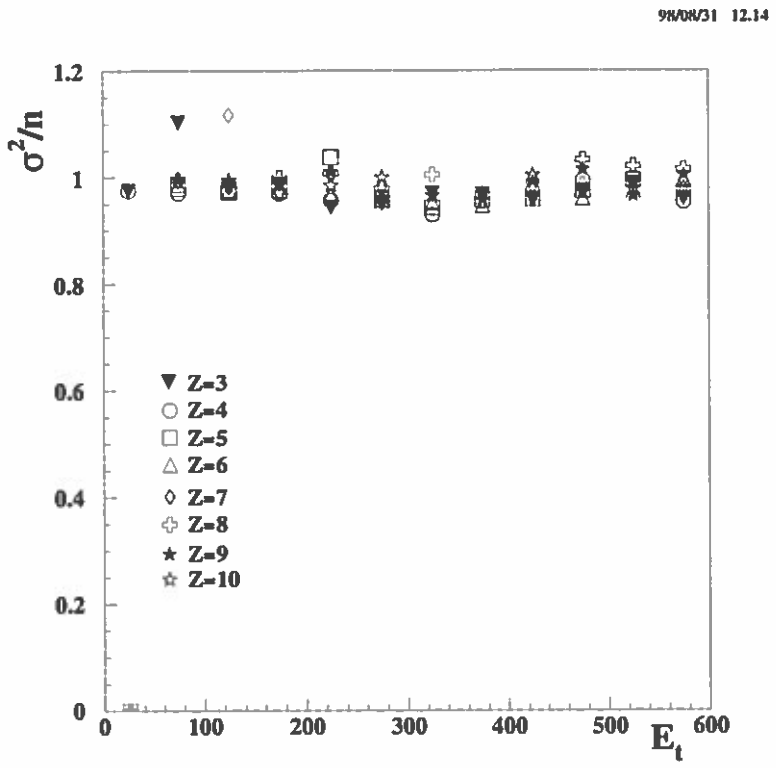

Figure 6.8: Variation de σ^2/n charge par charge, en fonction de l'énergie transverse pour les événements filtrés par le Filtre INDRA.

Nous vérifions sur la figure 6.9 que les différentes distributions de probabilité $P_n(Z)$ (voir équation 6.6) associées à un fragment de charge fixée sont correctement ajustées par une distribution poissonnienne [6]. Nous pouvons finalement tracer l'évolution de $< n_z >$ en fonction de $1/\sqrt{(E_t)}$ (voir figure 6.10). Nous retrouvons une loi linéaire quelle que soit la charge.

Les résultats obtenus sont donc identiques à ceux que Moretto et collaborateurs observent. Cette analyse en loi de Poisson permet à ces derniers de répondre aux différentes critiques faites sur l'analyse en loi binômiale [94, 96, 100, 91] :

- la corrélation entre la charge considérée et l'énergie transverse est maintenant très faible car la contribution à l'énergie transverse totale de la particule considérée est très faible (réponse à Wieloch et collaborateurs [100], et Tsang et collaborateurs [96]) ;
- la variable $< n >= mp$ n'est plus dépendante du mélange d'événements lié à la variable de classement des événements. Dans un récent article de Töke et collaborateur, il est avancé que le p et le m mesurés expérimentalement

[6] Les écarts sont dus à la faible statistique dont nous disposons pour réaliser ces analyses.

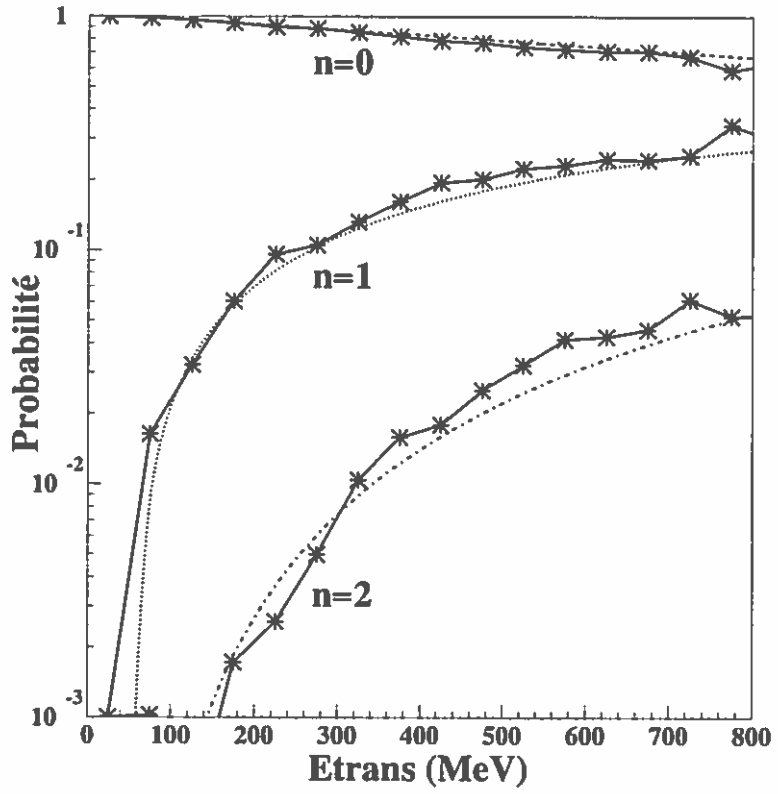

Figure 6.9: Distribution de probabilité d'émission de 1, 2 ou 3 Carbone par événement, en fonction de l'énergie transverse (courbe en étoiles). Les courbes en trait pointillés sont des Poissoniennes (voir équationeq :pnz), le paramètre $< n >$ est extrait des courbes en multiplicité pour chaque tranche en énergie transverse considérée.

ne sont que des paramètres apparents :

$$p_{app} = \mathcal{R}p \tag{6.7}$$
$$m_{app} = \mathcal{R}^{-1}m \tag{6.8}$$

mais le produit de ces deux variables n'est plus affecté par ce problème. Or, l'analyse en loi de Poisson donne les résultats escomptés. (réponse à Töke et collaborateurs [94]) ;

- enfin, cette analyse semble être indépendante d'un effet de filtre (réponse à notre analyse [91]).

Bien que cette analyse en loi de Poisson permette à Moretto et collaborateurs de répondre aux différentes critiques faites sur la précédente analyse, une question demeure : pourquoi observons-nous dans le cadre d'un modèle hors équilibre des signaux attribués à des systèmes équilibrés ?

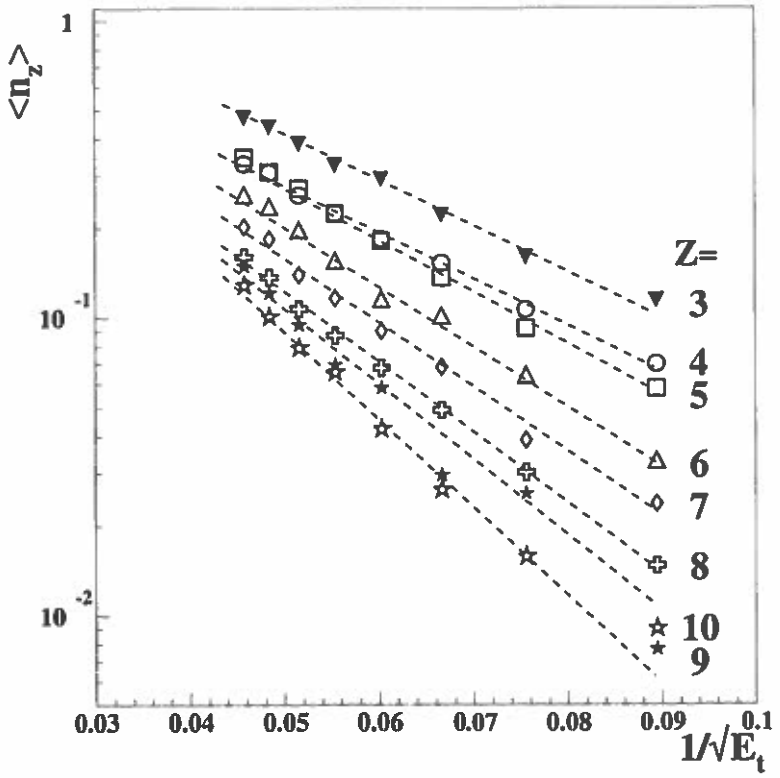

Figure 6.10: Evolution du paramètre $< n_z >$ (multiplicité moyenne pour une charge donnée), en fonction de $1/\sqrt{E_t}$, pour les événements QMD filtrés.

6.5 Conclusion

Dans une première étape, nous avons mis en évidence l'importance du filtre expérimental dans l'analyse et l'interprétation des données. La loi d'Arrhénius n'est pas contenue dans un modèle dynamique comme QMD. Mais, une mauvaise prise en compte des biais liés au filtre (i.e. au détecteur) nous a permis de vérifier cette loi. Pour le système Xe+Sn à 50 A.MeV, les hypothèses faites concernant la détection de la cible ont un effet dominant sur l'observation de la linéarité du $ln(1/p)$. Dans un deuxième temps, si les analyses menées en loi de Poisson permettent à Moretto et collaborateurs de répondre à nombre de critiques faites sur leur analyse et notamment à la critique liée à une mauvaise gestion des effets du filtre, il n'en reste pas moins que cela pose de nouveau la question primordiale de l'interprétation en terme d'équilibre thermodynamique. En effet, si la loi d'Arrhénius est présente, elle ne peut pas être considérée, dans le cas de la multifragmentation nucléaire, comme une preuve indubitable de thermalisation, puisqu'un modèle hors équilibre permet d'observer les mêmes comportements. Nous sommes donc devant un problème qui reste entier. L'observation de la loi

d'Arrhénius est-elle réellement fortuite ? Est-il suffisant de ne considérer que des variables statiques (distributions en multiplicité) pour qualifier un processus aussi complexe que semble l'être la production de fragments de masse intermédiaire ?

CONCLUSION

Les différentes études sur les collisions périphériques et semi-périphériques du système Xe+Sn à 50 A.MeV nous montrent que la dynamique de la réaction joue un rôle prépondérant dans la formation des fragments. La comparaison des données expérimentales avec le modèle QMD confirme les premiers résultats obtenus avec le modèle "ablation-abrasion". Le quasi-projectile et la quasi-cible ne sont pas suffisamment excités ($\varepsilon^* < 3A.MeV$) pour atteindre le seuil de multifragmentation. Voilà notamment pourquoi il est difficile de reconstruire une source de quasi-projectile. Les analyses entreprises avec le code SIMON ont effectivement montré que, dans le cadre d'une multifragmentation statistique, l'énergie d'excitation des différentes sources ne devait pas être trop élevée au risque de ne pouvoir émettre des fragments (ou de conserver des résidus d'émission suffisamment chargés pour être considérés comme des IMF). Une des conclusions de ce travail est qu'une partie de l'énergie disponible doit être évacuée de manière prompte, de façon à réduire l'énergie d'excitation du système multifragmentant. De plus, cette étude nous a permis de rejeter l'hypothèse du type "boule de feu". En effet, la simulation dans laquelle les pré-fragments, localisés au centre de masse de la réaction, sont très excités (environ 12 A.MeV, soit l'énergie maximale disponible dans ce système) ne permet pas de reproduire la multiplicité de fragments observés expérimentalement, cette dernière étant largement sous-estimée par les simulations.

Par contre, l'accord obtenu entre les données expérimentales et les simulations QMD est remarquable pour environ 70% des événements retenus par notre sélection en impulsion ($P_{détecté} > 60\% P_{initial}$). Les variables cinétiques et statiques sont bien reproduites par ce modèle. Les légers écarts observés peuvent être imputables à la méthode de clusterisation utilisée. L'étude détaillée du mécanisme de formation des fragments, par l'intermédiaire des corrélations entre l'état final et l'état initial des nucléons, nous apprend qu'ils sont formés très tôt dans la collision (temps de formation inférieur à 100fm/c), voire préformés. Ces fragments proviennent pour une grande part d'une zone localisée au centre de masse de la réaction, c'est-à-dire entre les deux partenaires. Le mécanisme de formation de cette zone "participante" est un processus intermédiaire entre le mécanisme de transfert très inélastique (TTI) observé à basse énergie de bombardement et celui utilisé à plus haute énergie (modèle participant-spectateur). En effet, nous observons toujours un mouvement de rotation entre le projectile et la cible mais, parallèlement, les nucléons qui entrent en contact les uns avec les autres forment au final une zone intermédiaire entre le résidu du projectile et de la cible. Il est aussi intéressant de remarquer que les fragments issus de cette zone ne sont que peu modifiés dans leur composition et gardent la mémoire de la voie d'entrée en ce qui concerne leur distribution en vitesse. En effet, les fragments qui ont une vitesse supérieure à celle du centre de masse sont formés de nucléons provenant du projectile (et inversement pour ceux ayant une vitesse négative dans ce repère). La

zone dite "participante" ne semble pas pouvoir être considérée comme une source de production au sens thermodynamique car il n'y a équilibre ni en charge ni en vitesse. Quant aux quasi-projectile et quasi-cible, une estimation de leur énergie d'excitation, à l'aide du code de désexcitation GEMINI, nous permet d'affirmer qu'ils ne sont pas responsables de la surproduction de fragments émis au centre puisque qu'elle est inférieure au seuil énergétique estimé de la multifragmentation. Nous avons donc mis en évidence l'aspect prépondérant des phénomènes hors-équilibre dans la production des fragments pour les collisions périphériques et semi-périphériques aux énergies intermédiaires. Des études parallèles menées sur les événements de fission du projectile conduisent aux mêmes conclusions [18].

La qualité des résultats obtenus nous a permis de mener une analyse très particulière basée sur l'étude de la multiplicité de fragments en fonction d'une variable liée à la température du système. Cette étude a été appliquée à plusieurs systèmes et la linéarité de la loi d'Arrhénius a toujours été observée expérimentalement, conduisant certains auteurs à conclure à une multifragmentation d'origine thermodynamique. Or nous avons montré, au chapitre 6, qu'une mauvaise prise en compte des effets liés à la détection (dans notre cas celle de la cible) pouvait avoir des effets importants sur l'interprétation des résultats. Aussi, avons nous trouvé la loi d'Arrhénius en appliquant la méthode expérimentale aux données simulées par le modèle QMD dans lequel le mécanisme de production des fragments est hors-équilibre. Une étude complémentaire, basée sur la loi de Poisson, montre une nouvelle fois qu'un système hors-équilibre peut avoir un comportement comparable à un système équilibré.

Nous devons donc nous poser les questions suivantes :

Peut-on décrire un phénomène aussi complexe que la multifragmentation à travers l'étude d'une unique variable : la multiplicité de fragments ?

Sommes-nous capables, avec les variables actuellement utilisées, de caractériser le processus de production multiple de fragments et de discriminer un processus équilibré d'un processus hors-équilibre ?

Comme nous venons de le montrer, l'étude de la multifragmentation reste un sujet ouvert. Dans un premier temps, nous devons poursuivre notre comparaison avec des systèmes différents. Il est dès à présent possible d'appliquer notre analyse au système Ni+Au qui est proche du système Xe+Sn du point de vue de la masse totale, mais très différent du point de vue asymétrie de masse et cinétique. Concernant ce dernier point, le système Ni+Au présente l'avantage, par rapport au système Xe+Sn, de ne plus confondre la vitesse nucléon-nucléon avec celle du centre de masse. De plus, les mesures expérimentales réalisées au GANIL concernaient une gamme d'énergies plus élevées donc plus propices à une comparaison avec le modèle QMD utilisé. Comme nous l'avons mentionné au chapitre 5, les

données Xe+Sn aux énergies inférieures à 50 A.MeV ne peuvent pas être comparées au modèle QMD. Par contre les dernières mesures réalisées au GSI avec INDRA sur le système Xe+Sn entre 100 et 150 A.MeV sont tout indiquées pour être comparées avec QMD.

D'un point de vue théorique, deux améliorations doivent être apportées au niveau du traitement de la réaction :

- premièrement, l'amélioration de la méthode de clusterisation. Nous avons déjà mentionné au chapitre 5 que des analyses conduites avec la technique SACA donnent d'excellents résultats. Cette technique permet de prendre en compte la partie concernant la désexcitation secondaire. De récents développements nous permettent d'espérer une utilisation prochaine de cette méthode ;
- deuxièmement, la différenciation des protons et des neutrons dans les calculs (voir le modèle IQMD [49] employé aux énergies relativistes).

Si, dans le cadre du modèle QMD, il est effectivement possible de gérer la variable N/Z, cela nous permet alors d'imaginer de nouvelles expériences. En effet, nous avons montré que les IMF sont très peu perturbés en ce qui concerne leur composition et leur vitesse. L'utilisation de couples projectile-cible ayant des rapports isotopiques très différents peut être un moyen expérimental puissant pour distinguer un processus hors-équilibre d'un processus équilibré. En effet, si expérimentalement nous détectons des IMF ayant un rapport N/Z identique à celui du projectile pour les vitesses positives dans le centre de masse de la réaction et inversement pour celles négatives, alors nous aurons effectivement démontré que :

- les IMF sont formés relativement froids c'est-à-dire avec une énergie d'excitation qui ne leur permet pas de se désexciter en émettant beaucoup de particules légères au point de perdre la mémoire du rapport N/Z initial :
- ces IMF ne sont pas émis par une zone intermédiaire thermalisée dans laquelle le rapport N/Z (s'il est équilibré) serait un rapport moyen entre celui de la cible et celui du projectile.

Il ne s'agit pas ici d'étudier l'effet du rapport N/Z sur la multifragmentation comme cela a déjà été entrepris [35, 40], mais d'utiliser le rapport N/Z comme une signature. Il est bien évident que ces deux études ne peuvent pas être complétement décorrélées. Ces expériences sont d'ores et déjà possibles au GANIL grâce à l'utilisation de SISSI qui permet de produire des faisceaux exotiques à des énergies comprises entre 20 et 100 A.MeV. Par contre, d'un point de vue instrumental, ces expériences nécessitent de développer des multidétecteurs permettant une identification isotopique des particules légères et des fragments.

Bibliographie

[1] Expérience 1993. Propositions d'expériences au comité GANIL.
Rapport GANIL, R9311, (1993).

[2] Expérience 1994. Propositions d'expériences au comité GANIL.
Rapport GANIL, R9414, (1994).

[3] J. Aichelin. 'Quantum' Molecular Dynamics : a dynamical microscopic n-body approch to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ions collisions.
Phys. Rep., vol. 202 : p. 233, (1991).

[4] J. Aichelin. Communication privée.
, (1998).

[5] J. Aichelin and al. Importance of momentum dependent interaction for the extraction of the nuclear equation of state from high-energy heavy ion collisions.
Phys. Rev. lett., vol. 58 : p. 1926, (1987).

[6] J. Aichelin and al. Quantum Molecular Dynamics approach to heavy ion collisions : Description of the model, with fragmentation data, and mechanism of fragment formation.
Phys. Rev. C, vol. 37 : p. 2451, (1988).

[7] S. Arrhenius.
Z. Phys. Chem, vol. 4 : p. 226, (1889).

[8] A.G. Arturkh and al. Transfer reaction in the interaction of ^{40}Ar with ^{236}Th.
Nucl. Phys. A, vol. 215 : p. 91, (1973).

[9] G Auger and al. Limits of the observation of fusion-like products in the ^{40}Ar+^{27}Al system.
Phys. Lett. B, vol. 169 : p. 161, (1986).

[10] R. Babinet and al. Collisions entre ions lourds à haute énergie. Approche expérimentale.
Ecole Joiliot-Curie, page p. 139, (1985).

[11] Ch.O. Bacri and al. Onset of vaporisation for the Ar+Ni system.
Phys. Lett. B, vol. 353 : p. 27, (1995).

[12] L. Beaulieu and al. Z-Dependent barrierss in multifragmentation from Poissonian reducibility and thermal scaling.
LBNL preprint LBNL-41075 UC-413, (1998).

[13] M. Begemann-Blaich and al. Quantum Molecular Dynamics simulation of multifragment production in heavy ion collisions at E/A=600 MeV.
Phys. Rev. C, vol. 48 : p. 610, (1993).

[14] J. Benlliure. Recherche d'un comportement critique dans la fragmentation du projectile dans la réaction xe+sn a 50 a.mev.
Thèse de l'université de Valencia (Espagne), GANIL T 95-02, (1995.

[15] J. Benlliure and A. Chbihi. Nouvelle matrice d'identification dans un téléscope Iodure de Césium-Silicium.
Rapport GANIL R9212, (1992).

[16] G.F. Bertsch. Boltzmann equation for heavy ion collisions.
Phys. Rev. C, vol. 29 : p. 673, (1984.

[17] H.A. Bethe.
Ann. Phys., vol. 5 : p. 325, (1930).

[18] F. Bocage. Production statistique et hors-équilibre de fragments dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires.
Thèse de l'université de Caen, (1998).

[19] A. Bohnet and al. Multifragmentation near the threshold.
Phys. Rev. C, vol. 44 : p. 2111, (1991).

[20] J.P. Bondorf. Statistical multifragmentation of nuclei.
Nucl. Phys. A, vol. 444 : p. 460, (1985).

[21] B. Borderie and al. Kinematical properties and composition of vaporizing sources : is thermodynamical equilibrium achieved ?
Phys. Lett. B, vol. 388 : p. 224, (1996).

[22] A.S. Botvina and al. Statiscal nature of multifragmentation.
Phys. Rev. C, vol. 58 : p. R23, (1998).

[23] R. Bougault and al. Complete energy damping in 29 MeV/nucleon Pb+Au two-body final-state reactions.
Nucl. Phys. A, vol. 587 : p. 499, (1995).

[24] R. Bougault and al. A possible scenario for the time dependence of the multifragmentation process in Xe+Sn collisions (an explanation of the ^{3}He puzzle).
XXXV International Winter Meeting On Nuclear Physics, BORMIO (Italie), ed. by I.Iori., page p. 251, (1997).

[25] D.R. Bowman and al. Intermediate mass fragment emission as a probe of nuclear dynamics.
Phys. Rev. C, vol. 46 : p. 1834, (1992).

[26] R.J. Charity. Systematics of complex fragment emission in Niobium-induced reactions.
Nucl. Phys. A, vol. 483 : p. 371, (1988).

[27] A. Chbihi and E. Plagnol. Calibration de multidétecteurs 4π à l'aide des réactions de diffusuion élastiques et inélastiques.
Rapport GANIL P 91 11, (1991).

[28] M. Conjeau and al.
Phys. Lett. B, vol. 159 : p. 244, (1985).

[29] N. Copinet. Mutidétecteur 4π INDRA simulation de la géométrie et étude des détecteurs au Silicium.
Thèse de l'université de Caen, (1990).

[30] J. Cugnon and al. Equilibration in relativistic nuclear collisions. A Monte Carlo calculation.
Nuc. Phys. A, vol. 352 : p. 505, (1981).

[31] J. Cugnon and D.L'Hôte. Global variables and the dynamics of relativistic nucleus nucleus collisions.
Nuc. Phys. A, vol. 397 : p. 519, (1983).

[32] D. Cussol. private communication.
, (1995).

[33] D. Cussol and al. Chemical and kinematical properties of mid-rapidity emission in Ar+Ni collisions from 52 to 95 A.MeV.
XXXVI International Winter Meeting On Nuclear Physics, BORMIO (Italie), ed. by I.Iori., page p. 395, (1998).

[34] R. Dayras and al. Peripheral interaction for 44MeV/u ^{49}Ar on ^{27}Al and ^{nat}Ti targets.
Nucl. Phys. A, vol. 460 : p. 299, (1986).

[35] J.F. Dempsey and al. Isospin dependence of intermediate mass fragment production in heavy-ion collisions at $e/a = 55$ MeV.
Phys. Rev. C, vol. 54 (4) : p. 1710, (1996).

[36] P. Désesquelles and al. Identification of a percolationlike critical region in the decay of excited calcium nuclei.
Phys. Rev. C, vol. 48 : p. 1828, (1993).

[37] D. Durand. private communication.
livre jaune, (1997).

[38] D. Durand. Code SIMON.
en préparation., (1998).

[39] P. Ecomard. Premières expériences de multifragmentation à l'aide du multidétecteur 4 π INDRA.
Thèse de l'université de Caen, GANIL T 95-01, (1995.

[40] E.Ramakrishnan. Fragment emission from the mass-symmetric reactions ^{58}Fe,^{58}Ni+^{58}Fe,^{58}Ni at e_{beam}=30 MeV/nucleon.
Phys. Rev. C, vol. 57 : p. 1803, (1998).

[41] G. Bizard et al. From binary fission to multifragmentation in the decay of heavy excited nuclei.
Phys. Lett. B, vol. 302 : p. 162, (1993).

[42] Ph. Eudes and al. Dynamical aspects of particle emission in binary dissipative collisions : Effects on hot-nuclei formation.
Phys. Rev. C, vol. 56 (4) : p. 2003, (1997).

[43] W.A. Friedman. Rapid massive cluster formation.
Phys. Rev. C, vol. 42 : p. 667, (1990).

[44] J. Gosset and al. Central collisions of relativistic heavy ions.
Phys. Rev. C, vol. 16 : p. 629, (1977).

[45] P.B. Gossiaux and al. Importance of initial-final state correlations for the formation of fragments in heavy ion collisions.
Phys. Rev. C, vol. 56 : p. 2109, (1997).

[46] P.B. Gossiaux and al. The multifragmentation of spectator matter.
Nuc. Phys. A, vol. 619 : p. 379, (1997).

[47] D.H.E. Gross. Statistical decay of very hot nuclei : the production of large clusters.
Rep. Prog. Phys., vol. 59 : p. 605, (1990).

[48] A. Guarnera. Etude des approches stochastiques du probleme à n coprs : Application à la multifragmentation nucléaire.
Thèse de l'université de Caen, GANIL T 96-01, (1996).

[49] C. Hartnack and al. Modelling the many-body dynamics of heavy ion collisions : present status and future perspective.
Eur. Phys. J., vol. A 1 : p. 151, (1998).

[50] W. Hauser and H. Feshback.
Phys. Rev., vol. 87 : p. 366, (1952).

[51] F. Hubert. Range and stopping powers for heavy ions.
Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 46 : p. 1, (1990).

[52] J. Jaenicke and al. Intermediaire-energy heavy-ion collisions with G-matrix potentials and cross sections.
Nuc. Phys. A, vol. 536 : p. 201, (1992).

[53] J.F. Janni. Proton range-energy tables.
Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 27 : p. 341, (1992).

[54] Y. Larochelle and al. Formation of a necklike structure in ^{35}Cl + ^{12}C and ^{197}Au reactions at 43 MeV/nucleon.
Phys. Rev. C, vol. 55 (4) : p. 1869, (1997).

[55] A. Le-Fevre. Etude de la multifragmentation : Apport des corrélations en vitesse réduite entre particules et fragments.
Thèse de l'université de PARIS VII Denis Diderot, GANIL T 97-03, (1997).

[56] J.F. Lecolley and al. Neck formation and decay in Pb + Au collisions at 29 MeV/u.
Phys. Lett. B, vol. 354 : p. 202, (1995).

[57] T. Lefort. Etude de l'écoulement de la matière nucléaire avec le multidétecteur INDRA.
Thèse de l'université de Caen, LPC, (1997).

[58] A. Lleres and al. Multidetector study of primary projectilelike fragments in the reaction ^{40}Ca + ^{nat}Cu at 35 MeV/nucleon.
Phys. Rev. C, vol. 48 : p. 2753, (1993).

[59] O. Lopez and al. Evidence for fast and simultaneous multifragment emissiom in central Kr+Au collisions at 60 MeV/u.
Phys. Lett. B, vol. 315 : p. 34, (1993).

[60] B. Lott and al. Binary character of highly dissipative ^{209}Bi + ^{136}Xe collisions at $e_{lab}/a = 28.2$ MeV.
Phys. Rev. Lett., vol. 68 (21) : p. 3141, (1992).

[61] M. Louvel and al. Rapid decrease of fragment emission time in the range of 3-5 MeV/u excitation energy.
Phys. Lett. B, vol. 320 : p. 221, (1994).

[62] J. Lukasik and al. Dynamical effects and intermediate mass fragment production in peripheral and semicentral collisions of Xe+Sn at MeV/nucleon.
Phys. Rev. C, vol. 55 (4) : p. 1906, (1997).

[63] Y.G. Ma and al. Surveying the nuclear caloric curve.
Phys. Lett. B, vol. 390 : p. 41, (1997).

[64] N. Marie. Mouvement collectif et multiframentation dans les collisions centrales du système Xe+Sn à 50 A.MeV.
Thèse de l'université de Caen, GANIL T 95-04 , (1995).

[65] N. Marie and al. A hot expanding source in 50 A.MeV Xe+Sn central reactions.
Phys. Lett. B, vol. 391 : p. 15, (1997).

[66] N. Marie and al. Experimental determination of fragment excitation energies in multifragmentation events.
Phys. Rev. C, vol. 58 : p. 256, (1998).

[67] V. Metivier. Mécanismes de réaction et de dissipation de l'énergie dans les collisions symétriques noyau-noyau de 25 à 74 A.MeV : apport des mesures exclusives du multidétecteur INDRA.
Thèse de l'université de Caen, LPCC T 95-03 , (1995).

[68] C.P. Montoya and al. Fragmentation of necklike strutures.
Phys. Rev. Lett., vol. 73 (23) : p. 3070, (1994).

[69] L.G. Moretto. Reducibility and thermal scaling in nuclear multifragmentation.
Phys. Rep., vol. 287 : p. 249, (1997).

[70] L.G. Moretto and al. Are multifragment emission probabilities reducible to an elemetary binary emission probability.
Phys. Rev. Lett., vol. 74 : p. 1530, (1995).

[71] L.G. Moretto and al. Z-dependent barriers in multifragmentation from poissonian reducibility and thermal scaling.
XXXVI International Winter Meeting On Nuclear Physics BORMIO (Italie) ed. by I.Iori., page p. 425, (1998).

[72] W.D. Myers. A model for high-energy heavy-ion collisions.
Nuc. Phys. A, vol. 296 : p. 177, (1978).

[73] R. Nebauer. Clusterbildung in expandierenden fermisystemen.
Diplomarbeit., (1997).

[74] A.D. Nguyen. Quelles sont les constantes de temps dans les modèles de décroissance des noyaux très excités ? Etude phénoménologique des données INDRA et NAUTILUS.
Thèse de l'université de Caen, LPCC T 98-01 , (1998).

[75] L.C. Northcliffe. Range and stopping powers for heavy ions.
Nuclear Data Tables A, vol. 7 : p. 233, (1970).

[76] J. Péter and al. Binary dissipative processes and formation of hot nuclei in ^{36}Ar + ^{27}Al reactions from 55 to 95 MeV/u.
Nuc. Phys. A, vol. 593 : p. 95, (1995).

[77] L. Phair and al. Azimuthal correlations as a test for centrality in heavy ion collisions.
Nuc. Phys. A, vol. 564 : p. 453, (1993).

[78] J. Pochodzalla and al. Probing the nuclear liquid-gas phase transition.
Phys. Rev. Lett., vol. 75 : p. 1040, (1995).

[79] J. Pouthas and al. The electronics of the indra 4 π detection array.
Nuc. Inst. and Meth. A, vol. 369 : p. 222, (1995.

[80] J. Pouthas and al. INDRA a 4 π charged product detection array at GANIL.
Nuc. Inst. and Meth. A, vol. 357 : p. 418, (1995).

[81] R. Puri and al. Early fragment formation in heavy-ion collisions.
Phys. Rev. C, vol. 54 : p. R28, (1996).

[82] B. Quednau and al. Damped reaction dynamics in ^{197}Au + ^{208}Pb collisions at 29 MeV/nucleon.
Phys. Lett. B, vol.309 : p. 10, (1993).

[83] B. Remaud. Pseudo-particle models for nuclear reactions with heavy ions.
Ann. Phys Fr, vol. 21 : p. 503, (1996).

[84] M.F. Rivet and al. Vaporisation events from binary dissipative collisions.
Phys. Lett. B, vol. 388 : p. 219, (1996).

[85] Expérience s185. Propositions d'expériences au gsi.

[86] S. Salou. Etude de la multifragmentation dans les collisions centrales pour le système ^{129}Xe + ^{nat}Sn entre 32 et 50 A.MeV : mesure de l'énergie collective d'expansion et du volume du freeze-out.
Thèse de l'université de Caen, GANIL T 97-06, (1997).

[87] J.E. Sauvestre and al. Equilibrium versus non-equilibrium emission in projectile fragmentation for the ^{40}Ar + ^{nat}Ag system at 58.7 A.MeV.
Phys. Lett. B, vol. 335 : p. 300, (1994).

[88] R.T. De Souza and al. The MSU Miniball 4π fragment detection array.
Nuc. Ins. Meth. A, vol. 295 : p. 109, (1990).

[89] J.C. Steckmeyer and al. The phoswich detector array of the forward ring of INDRA.
Nuc. Inst. and Meth. A, vol. 361 : p. 472, (1995).

[90] H. Stöker. High energy heavy ion collisions : probing the equation of state of highly excited hadronic matter.
Phys. Rep., vol. 137 : p. 277, (1986).

[91] O. Tirel and al. Dynamical effects in peripheral and semi-central collisions at intermediate energy.
XXXVI International Winter Meeting On Nuclear Physics, BORMIO (Italie), ed. by I.Iori., page p. 289, (1998).

[92] J. Töke and al. Intermediate-mass fragment decay of the neck formed in peripheral ^{209}Bi + ^{136}Xe collisions at $e_{lab}/a = 28$ MeV.
Phys. Rev. Lett., vol. 75 (16) : p. 2920, (1995).

[93] J. Töke and al. Dynamical fragment production as a mode of energy dissipation in heavy ion reactions.
Phys. Rev. Let., vol. 77 : p. 3514, (1996).

[94] J. Töke and al. Role of statistical fluctuations for the interpretation of arrhenius-type plots in nuclear multifragmentation.
Phys. Rev. C, vol. 56 :R1683, (1997).

[95] W. Trautmann and al. Formation and decay of equilibrated spectator nuclei at relativistic bombarding energy.
XXXIII International Winter Meeting On Nuclear Physics, BORMIO (Italie), ed. by I.Iori., page p. 372, (1995).

[96] M.B. Tsang and al. Correlations in nuclear Arrhenius-type plots.
Phys. Rev. C, vol. 80 : p. 1178, (1998).

[97] K. Tso and al. Evidence for the reducibility of multifragment emission to an elementary binary in Xe induced reactions.
Phys. Lett. B, vol. 361 : p. 25, (1995).

[98] V. Weiskopf.
Phys. Rev., vol. 52 : p. 69, (1937).

[99] G. Westfall. Nuclear fireball model for proton inclusive spectra from relativistic heavy ion collisions.
Phys. Rev. Lett., vol. 37 : p. 1202, (1976).

[100] A. Wieloch and al. Is reducibility in nuclear multifragmentation related to thermal scaling ?
Phys. Lett. B, vol. 432 : p. 29, (1998).

[101] C.F. Williamson. Range and stopping powers.
Rapport CEA, R3042 , (1966).

Résumé :

L'étude des collisions périphériques et semi-périphériques dans la réaction Xe+Sn à 50 A.MeV nous a permis de mettre en évidence l'aspect hors équilibre du mécanisme de production de fragments de masse intermédiaire (IMF).
Dans une première étape, nous avons montré que les données expérimentales sont incompatibles avec un modèle dans lequel un col de matière très excité serait responsable de la production d'IMF à vitesse intermédiaire.
Dans un deuxième temps, la qualité des résultats obtenus avec un modèle microscopique de type dynamique moléculaire (QMD) nous autorise à étudier en détail le mécanisme de production des fragments. Les IMF sont produits dans une zone intermédiaire (zone participante) entre le projectile et la cible. Il a été démontré que cette zone n'est pas équilibrée thermiquement, les fragments sont préformés et gardent une forte mémoire de la voie d'entrée en ce qui concerne leur vitesse et leur composition. Le quasi-projectile et la quasi-cible sont quant à eux très peu perturbés par la collision et les énergies d'excitation atteintes sont estimées à une valeur inférieure au seuil de multifragmentation d'origine thermique.
Parallèlement, une analyse basée sur l'étude de l'évolution de la multiplicité d'IMF en fonction de la violence de la collision montre que la caractérisation d'un processus aussi complexe que la production multiple de fragments ne peut être menée sans étudier conjointement les variables cinétiques (vitesse, énergie...) et les variables statiques (multiplicité, distribution en charge...).

Abstract:

The study of the peripheral and semi-peripheral collisions in the reaction Xe+Sn at 50 A.MeV has lead to the identification of the role of out-of-equilibrium aspects in the production of intermediate mass fragments (IMF).
First, it is shown that the experimental observations are incompatible with a model in which a very hot layer of matter is primarily responsible for the production of IMF at intermediate velocity.
Next, the same data are compared with a calculation using the quantum molecular dynamics approach (QMD). the quality of agreement with the predictions of this model allows to draw conclusions concerning the production mechanism of fragments. The IMF originate from region that is intermediate between the projectile and the target. It is furthermore shown that this region is not in thermal equilibrium, that the fragments are pre-formed and that their velocity and composition strongly depend on the initial conditions of the reaction. The quasi-projectile and the quasi-target, on the other hand, are only mildly influenced by the collision and their excitation energies are estimated to be below the limit at which multifragmentation will take place.
In parallel, an analysis is carried out which correlates he multiplicity of the IMF with the violence of the collision. This shows that a proper analysis of a process as complex as nuclear multifragmentation must simultaneously involve kinetic variables (velocity, energy,...) as well as static ones (multiplicity, charge distribution,...)

Mots clés :

Collisions d'ions lourds
Energies intermédiaires
Collisions périphériques
Multifragmentation
Dynamique moléculaire
Equilibre thermique

Key words :

Heavy ion collision
Intermediaite energy
Peripheral collisions
Multifragmentation
Molecular dynamic
Thermal energy